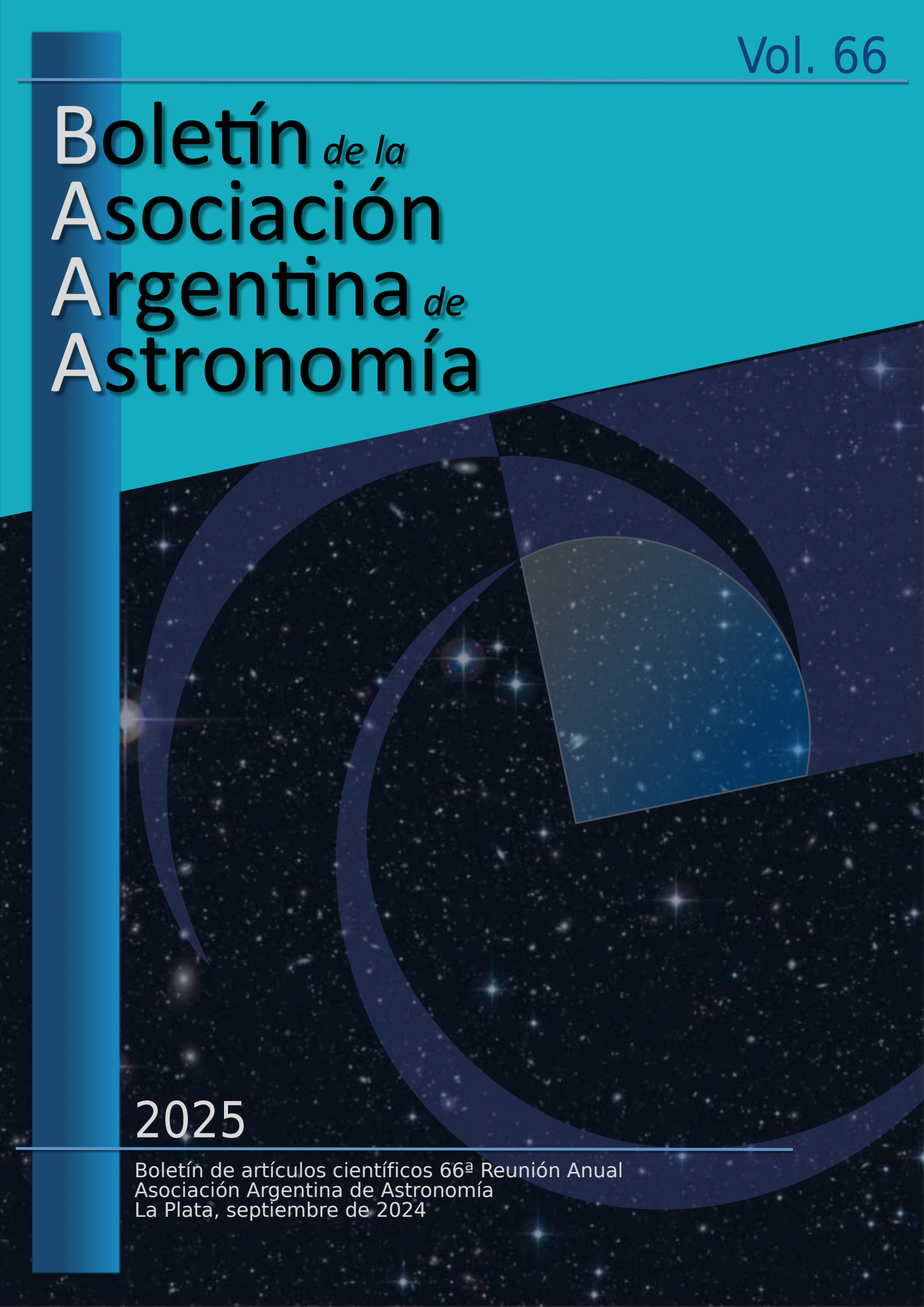
Vol. 66

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía



2025

Boletín de artículos científicos 66ª Reunión Anual
Asociación Argentina de Astronomía
La Plata, septiembre de 2024

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 66

Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 66, correspondiente a la reunión anual 2024:
Cristina H. Mandrini (Editora en Jefe), Paula Benaglia (Editora Invitada), Gabriela M. Castelletti (Editora Asociada),
Sofía A. Cora (Editora Asociada), Héctor J. Martínez (Editor Asociado), Mariela C. Vieytes (Editora Asociada),
Andrea P. Buccino (Editora Asociada), Claudia E. Boeris (Secretaria Editorial) y Mariano Poisson (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 1421, DPPJ Buenos Aires

Comisión Directiva
Dra. Mariana Orellana (presidenta)
Dra. Laura Suad (vicepresidenta)
Dr. Carlos D. Vigh (secretario)
Dra. María Silvina De Biasi (tesorera)
Dra. Ana Pichel (vocal 1)
Dr. Luis A. Mammana (vocal 2)
Dr. Emilio Donoso (1er vocal suplente)
Dr. Mariano Dominguez (2do vocal suplente)

Comisión Revisora de Cuentas
Dra. Silvina Cichowolski (titular)
Dr. Luis Vega Neme (titular)
Dr. Martín Ortega (titular)
Dr. Nicolás P. Maffione (suplente)
Dra. Andrea F. Torres (suplente)

Comité Nacional de Astronomía
Dra. Lydia Cidale (presidenta)
Dr. Javier Ahumada
Dra. Andrea Buccino
Dra. Anahí Granada
Dr. Luis Mammana

66ª Reunión Anual de la AAA

Ciudad de La Plata
16 al 20 de septiembre de 2024
Organizada por el Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET-CIC-UNLP)

Comité Científico
Paula Benaglia (IAR, La Plata - presidenta)
Marcelo E. A. Colazo (CONAE, Córdoba)
María Emilia De Rossi (IAFE, CABA)
Laura I. Fernández (FCAG, La Plata)
Carlos N. Francile (OAFA, San Juan)
Beatriz E. García (UTN, Mendoza)
Nelson D. Padilla (IATE, Córdoba)
Florencia L. Vieyro (IAR, La Plata)

Comité Organizador Local
Daniela Pérez (coordinadora)
Leandro Abaroa
Claudia E. Boeris
Marcos R. Borgetto
Luca F. Cabral
Romina Chilese
Camila Galante
Guillermo M. Gancio
Eliana Peluffo
Juliana Saponara

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera de la
Universidad Nacional de La Plata y la Comisión de Investigaciones Científicas

Publicado por
Asociación Argentina de Astronomía
Paseo del Bosque s/n, La Plata, Buenos Aires, Argentina

ISSN 1669-9521 (versión digital)

Créditos:
Diseño de portada: Adrián Rovero y Andrea León
Confeccionado con la clase "confproc" en LaTeX

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2025

www.astronomiaargentina.org.ar

Prefacio

Este Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene un subconjunto de los trabajos presentados durante la 66a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, celebrada en la ciudad de La Plata entre el 16 y el 20 de septiembre de 2024. Esta reunión, organizada por el Instituto Argentino de Radioastronomía, tuvo sede en el Centro de Posgrado y Convenciones de la Universidad Nacional de La Plata, y fue auspiciada por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la misma universidad.

La reunión convocó a 274 investigadores y estudiantes. En la misma se presentaron 13 conferencias invitadas incluyendo la correspondiente al premio Varsavsky otorgado a la Dra. Abril Sahade. Este Boletín incluye 11 de estas valiosas contribuciones invitadas. Agradecemos especialmente a estos colegas el esfuerzo de enviar sus trabajos. En la reunión se presentaron, además, 164 trabajos en las modalidades oral (70) y mural (94). De ellos, 101 han sido incluidos en esta edición tras un proceso de revisión por pares y correcciones editoriales. Como es habitual, los trabajos se publican en castellano o en inglés, según la elección de los autores, con un máximo de ocho páginas para las contribuciones invitadas y cuatro para las demás presentaciones. Agradecemos a todos los autores que han enriquecido este Boletín con sus aportes.

Queremos expresar nuestro agradecimiento a los colegas de nuestro país y del exterior que participaron en el proceso de arbitraje. Su labor desinteresada ha sido clave para elevar la calidad científica de los artículos.

Este Boletín es el segundo que se publica estando a cargo de un grupo editorial compuesto por una Editora en Jefe y cinco Editores Asociados. Esta nueva modalidad ha resultado en una significativa reducción del tiempo de procesamiento de cada artículo.

Finalmente, extendemos nuestro agradecimiento a la Srta. Laura Alves por su invaluable colaboración en la producción de este Boletín.

Argentina, 5 de agosto de 2025.

Cristina H. Mandrini
Editora en Jefe

Paula Benaglia
Editora Invitada

Editores Asociados: *Andrea P. Buccino*
Gabriela M. Castelletti
Sofía A. Cora
Héctor J. Martínez
Mariela C. Vieytes

Claudia Evelina Boeris
Secretaria Editorial

Mariano Poisson
Técnico Editorial

RAAA

Índice general

Prefacio VII

Foto Grupal IX

Mesa redonda **1**

Desarrollo de Instrumentación para Astronomía desde Argentina
D.J. Paz, S.A. Cellone & G.E. Romero 1

SH. Sol y Heliosfera **8**

Pulsaciones cuasi-periódicas en fulguraciones solares: claves para desentrañar la liberación de energía solar. **Informe invitado**
M. Cécere 8

How to deflect a solar eruption. **Presentación Premio Varsavsky**
A. Sahade 13

Nuevo diagnóstico 3D de la densidad de la corona solar mediante tomografía de líneas de emisión visibles
F.A. Nuevo, A.M. Vásquez, E. Landi & R.A. Frazin 18

Eclipse Solar: Asimetrías en la respuesta temporal de la ionósfera
G. Bosch, A.M. Meza, M.P. Natali & B. Eylenstein 22

Hydrodynamic modeling of coronal loops
M. López Fuentes & J.A. Klimchuk 27

SSE. Sistemas Solar y Extrasolares **31**

El Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología: integrando la Astronomía con diversas áreas de la ciencia para la búsqueda de vida en el universo. **Informe invitado**
X.C. Abrevaya 31

Hurst exponent and planetary rings
H. Salomone & N.E. Grandi 38

Síntesis poblacional de discos protoplanetarios: un puente entre modelos y observaciones
J.L. Gomez, O.M. Guilera, M.M. Miller Bertolami & M.P. Ronco 41

Evolución de discos protoplanetarios de gas y polvo en sistemas estelares binarios
A.E. Correa, M.P. Ronco, M.M. Miller Bertolami & O.M. Guilera 45

Actividad colisional de NEAs cruzadores del cinturón de asteroides
P.S. Zain & R.P. Di Sisto 49

Estudio detallado de la atmósfera de WASP-39 b utilizando el código POSEIDON y datos del JWST
M.A.J. Baracchi, L.H. García & M.N. Gómez 53

Craterización en los satélites de los planetas gigantes: un análisis comparativo
N.L. Rossignoli, R.P. Di Sisto & M.G. Parisi 57

Estudio de cuatro cúmulos abiertos a partir de fotometría de GAIA
R.C. Martín, C.S.B. Hormaeche, T.I. Macaroff, G. Ferreira, F.O. Simondi-Romero, A.V. Ahumada, M.E. Rodriguez, C.G. Bornancini, L.R. Vega-Neme 61

Estudio evolutivo del disco protoplanetario de Elias 2-24 a partir de simulaciones basadas en parámetros observacionales
S. Orcajo, L.A. Cieza, O.M. Guilera, F. Rannau, & S. Perez 65

Characterization and classification of exoplanets in the habitable zone: Identification of promising candidates for the search of life
M.E. Rodriguez, C.A. Chavero & M.N. Gómez 69

AE. Astrofísica Estelar **73**

Stars and stellar systems as high-energy sources. **Informe invitado**
M.V. del Valle 73

Una nueva tasa de pérdida de masa para estrellas O y B
J.A. Panei, F.I. Figueroa-Tapia, M. Curé, I. Araya, L.S. Cidale, R.O.J. Venero & A.C. Gormaz-Matamala 81

Calculation of isochrones for the study of metallicity in the galactic plane
C. Damia Rincón, J.A. Panei & M.A. Corti 85

Espectroscopía nebular de la SN 2023ixf: propiedades del progenitor y asimetrías
L. Ferrari, G. Folatelli & K. Ertini 89

Evolución del parámetro de *spin* en sistemas binarios interactuantes con un agujero negro
L. Bartolomeo Koninckx, M.A. De Vito & O.G. Benvenuto 93

Mass determinations of open clusters with Gaia data
G.I. Perren, M.S. Pera, H.D. Navone, E.E. Giorgi & R.A. Vázquez 97

Análisis astrofísico de un nuevo cúmulo estelar moderadamente viejo ubicado en la región de la nebulosa Trifid
L.M. Morón, A.E. Piatti, F. Mulé, A. Teragni & F. Bazzoni 101

Revisión de la evolución del espectro de μ Centauri: datos históricos digitalizados por el proyecto ReTrOH
Y. Aidelman, M. Iannuzzi, L. Cidale, A. Granada, R. Peralta, M. López, C. Di Gregorio & R. Gamen 105

Aplicación de técnicas de aprendizaje automático para el análisis de curvas de luz infrarrojas de estrellas de carbono
N. Ottero & D.C. Merlo 109

Explorando los posibles orígenes de supernovas asociadas a explosiones de rayos gamma
L.M. Román Aguilar, M.C. Bersten, M.M. Saez & K. Ertini 113

Análisis de variabilidad y evolución de una muestra de supergigantes B
A. Alberici Adam, L.S. Cidale, G.F. Avila Marín, M. Kourniotis, A. Christen & W. Glatzel 117

Estudio preliminar sobre ciclos de actividad en estrellas del tipo solar con rotación rápida
P.D. Colombo, A.P. Buccino, C.G. Oviedo, R. Ibañez Bustos, C.F. Martinez & P. Mauas 121

Explorando el impacto de los gradientes químicos en los procesos de mezcla del interior estelar
M.M. Ocampo, M.M. Miller Bertolami, L.G. Althaus & F.C. Wachlin 125

Observaciones muy tempranas de supernovas Tipo II
A. Mendez Llorca & G. Folatelli 129

Explorando la formación de material circunestelar y precursores en supernovas ricas en hidrógeno: análisis de la SN 2020tlf
T.A. Regna, M.C. Bersten & K. Ertini 133

Astrosismología con TESS de la estrella central de tipo GW Vir de la nebulosa planetaria NGC 246
L.M. Calcaferro, P. Sowicka, M. Uzundag, A.H. Córsico, S.O. Kepler, K.J. Bell, L.G. Althaus, G. Handler, S.D. Kawaler, & K. Werner 137

SN 2023ixf: aprendiendo de una supernova cercana
M. Orellana, M.P. Piccirilli, M.C. Bersten, G. Folatelli, T. Regna, L.M. Román Aguilar, K. Ertini, A. Méndez & L. Ferrari 141

Relación masa-radio para enanas blancas provenientes de evolución binaria
H.R. Pereiras, M.A. De Vito & O.G. Benvenuto 145

Comparative analysis of mass determination methods for pulsating white dwarfs
A.H. Córsico, L.M. Calcaferro, M. Uzundag, L.G. Althaus, S.O. Kepler & K. Werner 149

¡Ahora con más líneas! Modelado del espectro IR de las estrellas Be MX Pup y π Aqr
Y.R. Cochetti, A. Granada, M.L. Arias & A.F. Torres 153

SE. Sistemas Estelares **157**

Propiedades astrofísicas de cúmulos estelares ubicados en la periferia de la Nube Menor de Magallanes. **Informe invitado**
D.M.F. Illesca & A.E. Piatti 157

Breve repaso sobre relaciones de escala en sistemas de cúmulos globulares. **Informe invitado**
J.P. Caso, B.J. De Bórtoli & A.I. Ennis 161

Espectroscopía integrada de cuatro cúmulos estelares ubicados en las afueras de la Nube Mayor de Magallanes
C.M. Rodríguez-Buss, A.V. Ahumada, L.R. Vega-Neme & J.J. Clariá 169

Determinación de velocidades de rotación proyectadas en estrellas B del cúmulo abierto NGC 6834
A. Granada, I.S. Janssen Corro, M.A. Ruíz Díaz, Y.J. Aidelman & G. Baume 173

Caracterización espectral del cúmulo estelar NGC 2030 y su relación con el remanente de supernova N63A
C.M. Rodríguez-Buss, A.V. Ahumada & G. Castelletti 177

Análisis multifrecuencia de los cúmulos BH 205 y Ruprecht 102 y de su medio interestelar
L. Rizzo, M.A. Corti & L.G. Paíz 181

Sobre la estructura y forma de los cúmulos abiertos binarios
C. Feinstein, G. Baume, T. Palma & V. Coenda 185

Estudio astrométrico y fotométrico de las estructuras en la visual a Cygnus OB2
L.G. Paíz, M.S. De Biasi, R.B. Orellana & M.A. Corti 189

Determinación de miembros del cúmulo abierto NGC 2910
A.R. Callen & I. Bustos Fierro 193

Estudio de cúmulos abiertos posiblemente relacionados
E.E. Giorgi, M.A. De Laurenti, M.M. Leiva, G.I. Perren & R.A. Vázquez 197

Estudio del cúmulo globular NGC 6316 a partir de su espectro integrado de la biblioteca “WAGGS”
A. Martinez-Bezoky, A.L. García, L.R. Vega-Neme & A.V. Ahumada 199

Poblaciones y agrupaciones estelares en las Nubes de Magallanes
G. Baume, C. Parisi, C. Feinstein & B. De Bórtoli 203

Estudio de la estructura interna de los cúmulos estelares del Puente de Magallanes
G. Baume, C. Feinstein, M.J. Rodriguez, M. Fiorentino, B. Dias, J.F.C. Santos Jr. , F.S.M. Maia, & L. Kerber . . 207

Estudio fotométrico de una decena de cúmulos abiertos galácticos
A.L. García, F.O. Simondi-Romero & A.V. Ahumada 211

MI. Medio Interestelar **215**

A chemical study of the active molecular core related to the young stellar object MSX G030.1981−00.1691
M. Pina, N.C. Martinez, S. Paron, M.E. Ortega, & A. Petriella 215

Environmental conditions and the CO emission in the Small Magellanic Cloud
H.P. Saldaño, M. Rubio, L. Ferrero & C.C. Mendez 219

CO abundance in the Small Magellanic Cloud
C.C. Mendez, H.P. Saldaño, & L.V. Ferrero 223

Where the stellar wind impinges the interstellar medium
M.C. Fernandez & D.H. Nickeler 227

EG. Estructura Galáctica **230**

Automatic galaxy image segmentation with deep learning
J. Castagnino, L.A. Bignone, J.P. França, S.E. Pedrosa, M. Makler, L.J. Pellizza & M.B. Badaracco 230

Dark Matter Spikes around Schwarzschild Black Holes
V. Crespi, C.R. Argüelles & J.A. Rueda Hernandez 234

The distribution of metals in simulated Milky Way-mass galaxies
F.G. Iza, S.E. Nuza, C. Scannapieco, L. Biaus & E. Lozano 238

Enhanced sub-resolution star formation models in cosmological simulations
E. Lozano, C. Scannapieco, S.E. Nuza, Y. Ascasibar, L. Biaus & F.G. Iza 242

AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología **246**

In search of primordial *B*-modes: challenges and advances in cosmic microwave background polarization. **Informe invitado**
C.G. Scóccola 246

The rise and fall of radio-luminous merger shocks from a large sample of galaxy cluster simulations
S.E. Nuza 254

Characterisation of Milky Way-type galaxy progenitors at high redshifts
L.D. López, M.E. De Rossi, & S.E. Nuza 258

Flux jumps in the data chain of QUBIC telescope
L. Merlo Azzolina, B. Costanza, C.G. Scóccola, N. Mirón Granese, M.M. Gamboa Lerena, J.Ch. Hamilton, L. Kardum, T. Laclavere, E. Manzan, M. Piat, D. Prêle, D. Rambaud, M. Regnier & S.A. Torchinsky 262

El pasado caótico de NGC 4546 vs. la evolución pacífica de sus estrellas
J.P. Varela, V. Reynaldi, F.R. Faifer, L.A. Gutierrez Soto & T. Ricci 266

Cosmological simulations of primordial magnetic field evolution
F.A. Stasyszyn, P. Lopez, S.E. Nuza, D. Paz, L. Pereyra, F. Rodriguez & G. Fourestey 269

Evolution of a black hole gas in a bouncing universe
I. Pintos, D. Pérez & F.L. Vieyro 273

En la búsqueda de sistemas estelares en remanentes de fusiones
L. Sesto, C. Escudero, F. Faifer & V. Reynaldi 277

Wiener Filter for Cosmic Microwave Background polarization maps and power spectrum estimation
B. Costanza, C.G. Scóccola & M. Zaldarriaga 281

Kinematic patterns of the enriched gas phase in the Local Group HESTIA simulations
L. Biaus, S.E. Nuza, C. Scannapieco, F.G. Iza & E. Lozano 285

Arms and bar of NGC 253
J.A. Camperi, H. Dottori, M.P. Agüero, G. Günthardt & R.J. Díaz . . . 289

Studying the nature of the relation between the supermassive BH mass and DM halo mass
A. Deluca, C.R. Argüelles & J.P. Caso . . . 293

Disrupted and surviving satellites of Milky-Way-mass galaxies: connecting their properties with their host accretion histories
S.E. Grimozzi, M.E. De Rossi, & A.S. Font . . . 297

Blue Elliptical galaxies in the Fornax cluster through S-PLUS data
D. Brandão, A. Cortesi, R.F. Haack, L.A. Gutiérrez-Soto, F. Ferrari, A.R. Lopes, A.V. Smith Castelli, P.A. Lopes & D. Brambilla . . . 301

Los colores del proceso de ensamble de las galaxias elípticas masivas: fotometría óptica e IR de NGC 1395
A. Boland, F. Faifer, V. Reynaldi, L.A. Gutiérrez Soto & C. Escudero . . . 305

Linking the chemical abundances of galaxies to their formation paths
Y.D. Burrafato & M.E. De Rossi . . . 309

Evolución de la alineación de galaxias centrales en la simulación IllustrisTNG300
A.V. Marsengo-Colazo, F. Rodriguez & M. Merchán . . . 313

Unveiling the properties of the first galaxieswith JWST and ALMA
M.E. De Rossi & V. Bromm . . . 317

Looking for the impact of gravitational perturbations in Lyman-Alpha Emitting galaxy systems
M.C. Cerdosino, A.L. O'Mill & N.D. Padilla . . . 321

Secondary biases in cosmological simulations with varying Ω_M
J.C. Rapoport, P. López, N.D. Padilla & M. Merchan . . . 325

Galaxias tempranas con formación estelar reciente: ¿Cómo se formó NGC 4382?
J.P. Godoy, F. Faifer, V. Reynaldi, C. Escudero, A. Cortesi, & J.I. Rodriguez . . . 329

Agujeros de gusano cosmológicos en un universo con rebote
D. Pérez, G.E. Romero & S.E. Perez Bergliaffa . . . 333

Comportamiento del flujo óptico del blazar PKS 2155−304 a lo largo de más de dos décadas y sus implicancias
J.L. Weiss, I. Andruchow, S.A. Cellone & E.J. Marchesini . . . 337

Interacciones en el grupo de galaxias LGG 138
C.G. Escudero, L.A. Sesto, & N. Guevara . . . 341

Exploring strategies for multiband photometry in the Antlia cluster using SourceXtractor ++
S. Zayas, J.P. Calderón, A. Smith Castelli & R. Haack . . . 345

OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías **349**

Acreción en objetos compactos: un enfoque espectro-temporal desde los rayos X. **Informe invitado**
F. García . . . 349

The microquasar SS 433 as a cosmic-ray source
G.J. Escobar, L.J. Pellizza, & L. Carvalho . . . 357

Rol de la transferencia de masa en binarias de objetos compactos
J. Astudillo, G.J. Escobar, G. Iorio & L.J. Pellizza . . . 361

Electromagnetic fluxes in rotating wormholes
M. Ertola Urtubey, D. Pérez & G.E. Romero . . . 365

Collapse of accreting neutron stars in AGN disks
N.C. Marano Skreblin & D. Pérez 369

Impacto del hexaquark $d^*(2380)$ en la composición y estructura de las estrellas de neutrones
M.O. Celi, M. Bashkanov, M. Mariani, M.G. Orsaria, A. Pastore, I.F. Ranea-Sandoval & F. Weber 373

X-ray binary populations in local galaxies
L.J. Pellizza, M.B. Badaracco, L. Carvalho, G.J. Escobar, L.A. Bignone, J. Castagnino, P. Cataldi, N.E. Chisari, A. Filócomo, N. Fische & S.E. Pedrosa 377

An X-ray study of the binary system IGR J17503-2636
L. West Ocampo, F.A. Fogantini, J.A. Combi, E.A. Saavedra & F. García 381

Super-accreting microquasars as PeVatrons
L. Abaroa & G.E. Romero. 385

Galaxy cluster accretion shocks and the origin of ultra-high energy cosmic rays
A.D. Supanitsky & S.E. Nuza 389

Velocidad del sonido en materia densa con reacciones congeladas: impacto en la ecuación de estado e implicancias astrofísicas
M.O. Canullan-Pascual, M.G. Orsaria, I.F. Ranea-Sandoval & G. Lugones 393

Non-thermal radiation from stellar bowshocks in windy AGNs
M.C. Gallardo, L. Abaroa, & G.E. Romero 397

Classifying X-ray binaries using only X-ray data
M.B. Badaracco, L. Bignone, L.J. Pellizza, G.J. Escobar, A. Filócomo, J.F. Albacete Colombo, P. Cataldi, L. Carvalho, J. Castagnino, N. Fische & S.E. Pedrosa 401

Clasificación de modos de oscilación en protoestrellas de neutrones: relajando la aproximación de Cowling relativista
M.C. Rodríguez & I.F. Ranea-Sandoval 405

Stellar dynamics around hyperaccreting supermassive black holes
L.I. Salinas, G.E. Figueroa & D. Pérez 409

Explorando el núcleo de quarks de estrellas híbridas a la luz de HESS J1731-347
M. Mariani, I.F. Ranea-Sandoval, G. Lugones & M.G. Orsaria 413

Bethe-Heitler mechanism in ultraluminous X-ray sources
L. Pasquevich, L. Abaroa, & G.E. Romero 417

AGE. Astrometría y Geodesia Espacial **421**

Astrometría y Geodesia con VLBI en banda K. **Informe invitado**
M.E. Gomez 421

Modelo IAU de nutación terrestre: 25 años de evolución y perspectivas
L.I. Fernández & M. Folgueira-López 427

ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos **431**

Overview of the joint-CART project between China and Argentina. **Informe invitado**
J. Li 431

Adaptación de la cámara CCD SOPHIA 2048B al espectrógrafo REOSC del CASLEO
P.F. Pereyra, J.L. Aballay, M.A. Giménez, W.E. Alvarez, O.A. Collado & G.A. Roldán 436

Medidor de seeing del Cerro Burek (CASLEO)
P.F. Pereyra, J.L. Aballay, G.L. Fernández, M.A. Giménez, L.A. Mammana, J.D. Pinto, B.G. Giuliani, O.A. Collado & W.E. Alvarez 440

Determinación de parámetros fotométricos del sistema Sloan con el telescopio Jorge Sahade del CASLEO
L.E. Masini, F. Faifer, S. Cellone & C. Fernandez 445

Proposal for a Lunar Antenna for Radio Astronomy (LARA)
G. Gancio, G.E. Romero, H. Command, E. Fliger, F. Hauscarriaga, M. Salibe, P. Benaglia & L. Garcia 449

Sistema de sensado para estimar el seeing de la cúpula del telescopio Jorge Sahade
J.L. Aballay, P.F. Pereyra, O.A. Collado, M.A. Giménez, B.G. Giuliani & G.L. Fernández. 453

Performance assessment via the Cramér-Rao bound of the Argentinean Multipurpose Interferometer Array
L. Cabral, C. Muravchik, M. Fernández Corazza, G. Gancio & P. Benaglia 457

ASOC. Astronomía y Sociedad **461**

Una reseña histórica sobre las actividades de extensión en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)
C.E. Boeris, D. Pérez, E. Peluffo, H. Command, M. Fumagalli, & L. Cabral 461

Teacher Training Program (TTP) desarrollado por NAEC Argentina
M.A. Corti, I. Bustos Fierro, D.C. Merlo, M.S. De Biasi, S. Paolantonio, N.E. Camino, B. Bravo & M.P. Álvarez . 465

Campañas, resultados y vivencias de observación de eclipses solares realizados por dos observatorios argentinos
D.C. Merlo & J.N. Balbi 469

O. Otros **473**

Aspectos epistemológicos de la observación astronómica. **Informe invitado**
M. Bozzoli 473

Índice alfabético de autores **479**

Desarrollo de Instrumentación para Astronomía desde Argentina

D.J. Paz[1], S.A. Cellone[2,3] & G.E. Romero[4]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Este trabajo presenta las contribuciones de los panelistas de la mesa redonda del título, constituida en el marco de la 66ª Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía. Se abordaron los siguientes temas: (I) desarrollos de software, (II) desarrollos en los rangos óptico e infrarrojo y (III) desarrollos en el rango de radio. I: Los relevamientos astronómicos de cuarta generación, como el Vera Rubin Observatory y su Legacy Survey of Space and Time (LSST), representan avances significativos en la generación y manejo de grandes volúmenes de datos astronómicos. Aquí se resume la participación argentina en el desarrollo de software para LSST, destacando las contribuciones del equipo de informática del Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE). Esta contribución soporta, mediante el programa de contribuciones "in-kind" del observatorio Rubin, la participación de 12 grupos de investigación distribuidos en las provincias de Buenos Aires, San Juan, Córdoba y la Ciudad Autónoma de Buenos Aires. II: Contar en la Argentina con capacidad para diseñar y construir instrumental astronómico es fundamental para planificar proyectos científicos con mayor soberanía, formando a la vez profesionales altamente especializados en el área técnica, y abriendo las puertas a la participación activa en proyectos internacionales de gran porte. Se propone aquí la discusión de las capacidades actuales con que cuenta nuestro país en lo que respecta al rango óptico-infrarrojo, con eje en el CASLEO y su sinergia con el Gemini Observatory, a fin de avanzar hacia la creación de un Laboratorio Federal de Instrumentación Astronómica. III: El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) dedica importantes esfuerzos al desarrollo de instrumentación para la radioastronomía. Entre los productos tecnológicos más recientes se encuentran receptores digitales para los radiotelescopios del propio instituto, software para el registro, procesamiento y análisis de señales ultrarrápidas con resolución temporal de microsegundo, receptores digitales para las antenas de espacio profundo operadas por otros países en Argentina, el desarrollo completo de un nuevo sistema interferométrico de gran ancho de banda y sistemas de observación astronómica con base en el espacio, como el proyecto Lunar Antenna for Radio Astronomy (LARA), entre otros. En la actualidad, el IAR es el principal desarrollador de hardware astronómico del país, con instalaciones únicas que incluyen salas limpias de gran tamaño, laboratorios de Faraday y una cámara anecoica con revestimiento completo.

Abstract / This paper presents the contributions of the panellists of the Round Table of the title, constituted in the framework of the 66th Annual Meeting of the Argentinean Astronomical Association. The following topics were addressed: (I) software developments, (II) developments in the optical and infrared ranges, and (III) developments in the radio range. I: Fourth generation astronomical surveys, such as the Vera Rubin Observatory and its Legacy Survey of Space and Time (LSST), represent significant advances in the generation and handling of large amounts of astronomical data. Here we summarise the Argentine involvement in the development of software for LSST, highlighting the contributions of the computer science team at the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE). This contribution will support the participation of 12 research groups distributed in the provinces of Buenos Aires, San Juan, Córdoba and the Autonomous City of Buenos Aires, through the in-kind contribution programme of the Rubin Observatory. II: Having the capacity to design and build astronomical instruments in Argentina is fundamental in order to plan scientific projects with greater sovereignty, while, at the same time, to train highly specialised professionals in the technical field and opening the doors to active participation in major international projects. It is proposed here to discuss the current capabilities of our country in the optical-infrared range, focusing on CASLEO and its synergy with the Gemini Observatory, in order to move towards the creation of a Federal Laboratory of Astronomical Instrumentation. III: The Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) is devoting considerable effort to the development of instrumentation for radio astronomy. Recent technological products include digital receivers for the Institute's own radio telescopes, software for recording, processing and analysing ultrafast signals with microsecond time resolution, digital receivers for deep space antennas operated by other countries in Argentina, the full development of a new high-bandwidth interferometer system, and space-based astronomical observing systems such as the Lunar Antenna for Radio Astronomy (LARA) project, among others. Today, the IAR is the leading developer of astronomical hardware in the country, with unique facilities including large clean rooms, Faraday laboratories and a fully clad anechoic chamber.

Keywords / astronomical methods — surveys — instrumentation — photometers – radio receivers

✉ *Contacto* / dpaz@unc.edu.ar, scellone@casleo.gov.ar, gustavo.esteban.romero@gmail.com Round table

1. Introducción

La presente mesa redonda fue organizada por el comité cientifico de la 66ª Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía, que se llevó a cabo en la ciudad de La Plata, provincia de Buenos Aires. El objetivo de la misma fue presentar un panorama de la situación al año 2024 y perspectivas a futuro en lo que hace al desarrollo desde nuestro país de instrumental y software para facilidades astronómicas instaladas en suelo argentino o con tiempo de observación reservado para los argentinos.

2. Desarrollo de software para relevamientos astronómicos: el caso de Vera Rubin - LSST; contribución de D. J. Paz

Los relevamientos astronómicos modernos son proyectos a gran escala que producen datos en volúmenes sin precedentes, utilizando tecnologías avanzadas de fotometría, espectroscopía e informática. Estos proyectos tienen como objetivo responder preguntas fundamentales sobre el universo mediante la recopilación sistemática y automatizada de datos. Entre los ejemplos más destacados se encuentra el Observatorio Vera Rubin con su Legacy Survey of Space and Time (LSST). Esta iniciativa permitirá estudiar una amplia variedad de fenómenos astronómicos, como la energía y la materia oscuras en cosmología, la detección de asteroides y eventos transitorios de todo tipo, así como la estructura a gran escala del universo (Breivik et al., 2022). Argentina participa de este proyecto a través de 12 grupos de investigación en varias provincias, los cuales forman parte de las diversas colaboraciones científicas en todas las ramas de la Astronomía involucradas en este proyecto (Domínguez Romero, 2023).

2.1. El Observatorio Vera Rubin y LSST

El Observatorio Vera Rubin, situado en Cerro Pachón, Chile, es una instalación de vanguardia diseñada para llevar a cabo un relevamiento sin precedentes del cielo nocturno. Su telescopio, con un diseño anastigmático de tres espejos y una cámara de 3.2 gigapíxeles, ofrece un campo de visión amplio y una resolución angular promedio de 0.7 segundos de arco. Durante un periodo de diez años, este telescopio registrará de manera sistemática el cielo visible cada pocos días, acumulando más de 15 terabytes de datos por noche. En total, se espera que genere más de 60 petabytes de datos, proporcionando una base de datos sin igual para la investigación astronómica (Ivezić et al., 2019).

2.2. Desarrollo de software en LSST

El software desempeña un papel esencial en todas las etapas de los relevamientos astronómicos, desde la operación de los telescopios e instrumentos hasta la generación y el análisis de datos. En el caso de LSST, los avances en software han permitido automatizar procesos complejos, como la reducción de datos, la detección y alerta de eventos transitorios y la creación de catálogos de objetos astronómicos. Además, las herramientas desarrolladas posibilitan estudios cosmológicos avanzados, como el análisis de las oscilaciones acústicas de bariones (BAO, por sus siglas en inglés), la validación de modelos de gravedad mediante el uso de vacíos cósmicos, entre muchas otras pruebas (Breivik et al., 2022).

Dada la constante necesidad de desarrollo de software, el observatorio permite a sus miembros contribuir a este proceso mediante el denominado *General Pool*, un enfoque colaborativo que atiende tanto las necesidades del observatorio como las de los grupos miembros. Este sistema facilita el uso de dichas contribuciones como aportes en contraprestación para el acceso continuo a los datos del observatorio, antes de su liberación pública⋆.

2.3. Contribuciones argentinas al Vera Rubin

Argentina ha desempeñado un rol destacado en el desarrollo de software para LSST, especialmente a través del Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)⋆⋆. Este equipo ha contribuido en múltiples aspectos, incluyendo la traducción de recursos de documentación y, en el último año, el desarrollo de scripts para la operación de los diversos sistemas del observatorio mediante la *Service Abstraction Layer* (SAL), una infraestructura que facilita la integración y prueba de sistemas críticos del observatorio. Estas contribuciones han sido fundamentales para garantizar que los componentes del observatorio funcionen de manera coordinada y eficiente. Este trabajo se ha llevado a cabo mediante una estrecha colaboración con el equipo SIT-Com de Rubin.

2.4. Conclusiones de la primera parte

El desarrollo de software es un componente clave para el éxito de proyectos como LSST, ya que permite gestionar y analizar de manera eficiente los grandes volúmenes de datos generados. La participación argentina en este ámbito ha sido de vital importancia para garantizar la preparación operativa del Observatorio Rubin. Este esfuerzo no solo refleja el alto nivel de competencia técnica del equipo de desarrollo de software del IATE, sino que también destaca la oportunidad que se abre para los grupos de investigación de Argentina de participar en proyectos de la magnitud de LSST, incluso sin contar con los fondos de financiamiento de los que disponen otros grupos a nivel global.

A medida que LSST entre en operación, las contribuciones realizadas continuarán beneficiando a la comunidad científica internacional y fortaleciendo el papel de Argentina en el ámbito de la investigación astronómica de vanguardia.

⋆https://www.lsst.org/scientists/in-kind-program
⋆⋆https://www.lsst.org/scientists/in-kind-program/general-pool

3. Desarrollos en los rangos óptico e infrarrojo; contribución de S. A. Cellone

3.1. Claves para la planificación del desarrollo instrumental

El desarrollo de instrumentación para la observación astronómica puede darse en el marco de distintas clases de proyectos: básicamente aquellos con un objetivo científico específico –priorizando eficiencia e impacto en un determinado nicho, aunque generalmente acotados a un número reducido de investigadores e investigadoras–, y los proyectos abiertos o genéricos, como es el caso de los observatorios astronómicos tradicionales, en los que se prioriza la versatilidad y la capacidad de responder a un amplio abanico de preguntas, incluyendo las que pudieran plantearse en el futuro. En uno u otro caso, la planificación de los desarrollos requiere definir:

- los objetivos científicos, y la comunidad científica (actual y futura) capaz de llevarlos adelante;
- el instrumental a desarrollar (acorde a esos objetivos);
- la ejecución del proyecto (instituciones participantes, personal científico–técnico, financiación, socios externos);
- la infraestructura técnica y la capacidad de gestión (talleres, laboratorios, logística, vinculación con UUNN, etc.);
- el sitio de emplazamiento (astro-meteorología, caminos, energía eléctrica, provisión de agua, conectividad, seguridad, etc.).

Todos estos ítems son importantes, y el soslayo de cualquiera de ellos puede comprometer seriamente (o postergar indefinidamente) la concreción exitosa del proyecto, tal como la experiencia lo demuestra.

3.2. Hacia un centro de desarrollo instrumental para la Astronomía óptica

Los investigadores y las investigadoras argentinos tenemos acceso a los siguientes observatorios, capaces de producir observaciones óptico – infrarrojas "publicables":

- CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ);
- Gemini Observatory (Consorcio internacional, participación argentina a través de la Subsecretaría de CyT);
- Estación de Altura Carlos U. Cesco (OAFA, UNSJ);
- Estación Astronómica Bosque Alegre (OAC, UNC);
- Observatorio Astronómico de La Plata (UNLP).

Mientras que los dos últimos están mayormente acotados a personal y estudiantes de las respectivas Universidades, los dos primeros están abiertos a toda la comunidad argentina. Así, Gemini nos permite acceder (con 2 % del tiempo total disponible) a instrumentación variada y de punta en el rango óptico-IR (ver informe del Dr. L. García en esta misma Reunión), mientras que el CASLEO –con el mayor telescopio óptico en territorio argentino e instrumentos menores– está 100 % disponible para investigadores, tesistas y estudiantes. La Tabla 1 muestra las estadísticas de producción científica de ambos observatorios ($p.$: número de publicaciones en revistas internacionales con referato; $c.\,p.$: *citing papers*, i.e.: número de publicaciones que citan a las contabilizadas en $p.$; $t.\,d.$: número de tesis doctorales).

Tabla 1. Estadísticas de producción científica (hasta 2023).

Observatorio	período	$p.$	$c.\,p.$	$t.\,d.$
CASLEO	1988–2023	623	11154	56
Gemini	2003–2023	224	2462	30

El CASLEO ha demostrado capacidad para la construcción de instrumental astronómico; ejemplos de ello son el espectrógrafo de banco EBaSim (2002; ver Pintado & Adelman, 2003) y el polarímetro CasPol (2013; ver Sosa et al., 2019), así como el medidor de *seeing* DIMM y la automatización de telescopios, cúpulas e instrumentos. Actualmente, existen dos proyectos de desarrollo instrumental en distintos grados de avance, ambos para adosar al Telescopio de 2,15 m Jorge Sahade (TJS), y que se describen a continuación.

3.2.1. OPTICAM-Arg

OPTICAM-Arg es una cámara ultrarrápida (resolución temporal < 1 seg) capaz de obtener imágenes simultáneas en 3 canales (bandas u', g', r', i', z' del sistema Sloan), con un campo de 4.2 minutos de arco de lado. Para ello, usará 3 cámaras sCMOS Andor Marana 4.2B-11 (Oxford Instruments). Se trata de una réplica de OPTICAM (Castro et al., 2019), instrumento en uso con el telescopio de 2,1 m del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, México. Su construcción y adaptación al TJS se realiza a través de una colaboración del CASLEO con el Instituto de Astronomía, UNAM, México (IA-UNAM) y el Astronomy Group, University of Southampton, Reino Unido (AG-UoS). El Investigador Principal del proyecto es el Dr. Diego Altamirano (AG-UoS) mientras que el contacto científico en Argentina es la Dra. Romina Petrucci (OAC, UNC).

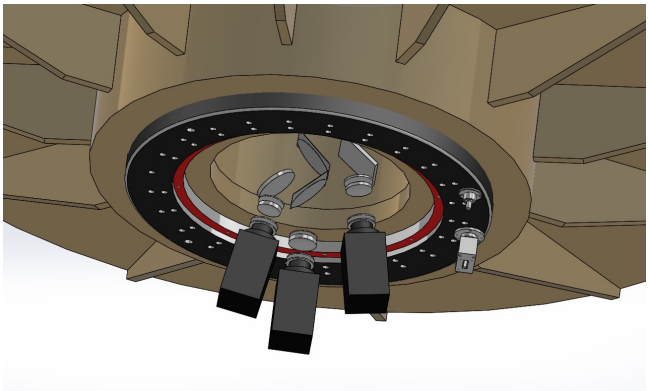


Fig. 1. Esquema mecánico de OPTICAM-Arg en el puerto Cassegrain del TJS (gentileza Ing. M. A. Giménez). Se aprecia la ubicación de las 3 cámaras sCMOS, sus correspondientes ópticas, y los filtros dicroicos.

El campo de aplicación de este instrumento comprende estudios de sistemas binarios de rayos-X, enanas blancas acretantes, núcleos galácticos activos, binarias eclipsantes, exoplanetas, y otros tópicos que requieran series fotométricas con alta resolución temporal. Al momento de escribir esta reseña, se cuenta con las 3 cámaras sCMOS, encontrándose el proyecto OPTICAM-Arg en etapa de diseño óptico y desarrollo de software, con los que se espera avanzar a lo largo de 2025.

3.2.2. Cámara CCD Skipper

Este proyecto se plantea a través de una colaboración con el International Center for Advanced Studies (ICAS) del Instituto de Ciencias Físicas (ICIFI), UNSam (IP: Dr. Martín Makler) y el Laboratorio LAMBDA (UBA/Fermilab), quienes cuentan con una cámara CCD Skipper de 16 canales que han ofrecido para su instalación en el TJS.

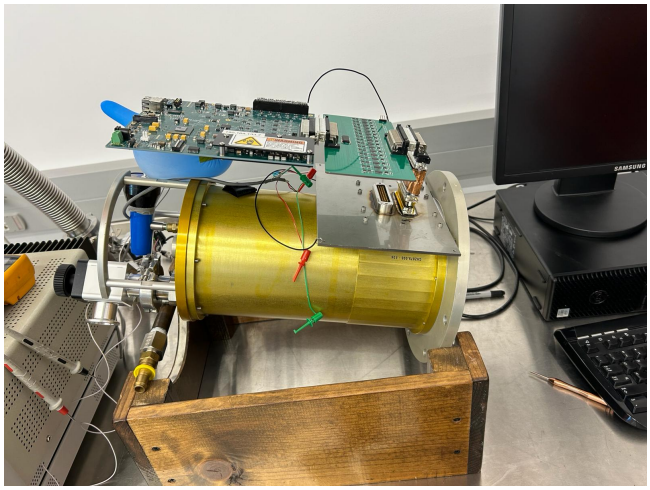


Fig. 2. Cámara CCD Skipper (con su *dewar* y electrónica) montada para pruebas en el Laboratorio LAMBDA.

La tecnología Skipper alcanza niveles extremadamente bajos de ruido de lectura, a través de un sistema de lectura de carga no destructivo, lo que permite contar fotones individuales en el óptico e infrarrojo (Tiffenberg et al., 2017). Originalmente planeada para aplicaciones en el área de la Física (Cervantes-Vergara et al., 2023), esta tecnología comienza a aplicarse en Astronomía, como es el caso del espectrógrafo de campo integral del telescopio SOAR (SIFS; Marrufo Villalpando et al., 2024). La nueva cámara CCD Skipper en el TJS producirá un campo de $\approx 8 \times 4$ minutos de arco al cuadrado (sin óptica auxiliar), con alta sensibilidad en la parte roja del espectro. Tras la actual etapa de desarrollo –de impacto formativo para el personal técnico del CASLEO– se continuará con la evaluación de las aplicaciones científicas de este instrumento.

3.2.3. Sinergia CASLEO - Gemini

A la probada capacidad técnica y organizativa de su personal para construir (y colaborar en la construcción de) instrumentos, el CASLEO suma infraestructura y vinculación con las Universidades Nacionales más relacionadas con la Astronomía. Además, los sitios de El Leoncito cuentan con características astro-meteorológicas conocidas (Hurtado et al., 2022). Particularmente, el cerro Burek –con un *seeing* típico (moda) de 1,2 segundos de arco (Mammana, L.; informe interno)– puede ser un sitio adecuado para la instalación de nuevos telescopios. Todo esto convierte al CASLEO en el ámbito natural para el desarrollo instrumental local, con la condición de que será necesario mejorar el equipamiento y la infraestructura de sus laboratorios (Óptica, Electrónica, Computación, Electromecánica).

Por su parte, la participación argentina en el Gemini Observatory es una oportunidad inmejorable para tener acceso a instrumentación de gran porte y tecnologías avanzadas. Esto es clave para la formación y capacitación de RRHH del área técnica en desarrollo instrumental de punta. Gemini es además la fuente natural de asesoramiento para los técnicos argentinos, con aplicación directa a la resolución de problemas.

Como síntesis, están planteadas las condiciones para la creación de un Laboratorio Federal de Instrumentación Astronómica, capaz de llevar adelante desarrollos instrumentales para nuestros telescopios, así como participar en proyectos internacionales más ambiciosos. Esta idea, para cuya concreción se requiere una inversión moderada, ha sido declarada de interés por el Comité Científico de Usuarios (CCU) del CASLEO.

4. Desarrollo de instrumentación astronómica en el Instituto Argentino de Radioastronomía; contribución de G. E. Romero

El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) fue fundado el 27 de abril de 1962 por el Dr. Bernardo Houssay, quien era en aquel entonces el presidente del CONICET. Fue uno de los primeros institutos de investigación básica del CONICET, concebido originalmente como un observatorio radioastronómico, el primero de Sudamérica. En poco tiempo se transformó en un instituto con investigadores de carrera, personal técnico altamente cualificado, becarios y un sector administrativo. La trayectoria de la institución se narra en Romero (2024). Originalmente, el principal instrumental del instituto fue un radiotelescopio con disco parabólico de 30 m de diámetro y montaje equatorial. Con el tiempo, en la década de 1970, se agregó una segunda antena de características similares desarrollada en el país. Estos instrumentos prestaron muchos servicios, como la realización de estudios de HI y de la emisión en el continuo de radio del cielo austral, y el descubrimiento de muchas fuentes discretas, como remanentes de supernova, quasares y regiones HII (ver Benaglia 2024). A finales de la década de 1990, ambos radiotelescopios dejaron de funcionar. A partir de 2018, comenzó un proceso de reacondicionamiento completo de los instrumentos y desarrollo de nueva instrumentación astronómica.

4.1. Radiotelescopios de disco simple

En la actualidad, ambos radiotelescopios pueden operar de forma remota y continua para estudiar diferentes objetos astronómicos. Tras varias actualizaciones (véase Gancio et al. 2020b), se dedican principalmente a la observación de la variabilidad rápida en distintos tipos de fuentes, como estrellas de neutrones, magnetares, blazares y púlsares, lo que permite participar en la búsqueda, detección y estudio de las ondas gravitacionales (The LIGO Scientific Collaboration et al., 2025). Los telescopios disponen de sistemas de adquisición digitales que utilizan plataformas de hardware basadas en FPGA de alto rendimiento desarrolladas por la empresa CASPER (*Collaboration for Astronomy Signal Processing and Electronics Research*). Con estos instrumentos y los nuevos receptores frontales, los telescopios pueden tener un ancho de banda de 400 MHz cada uno, con dos polarizaciones. El telescopio Varsavsky tiene una frecuencia central de 1420 MHz, mientras que el telescopio Bajaja está centrado en 1300 MHz. La temperatura de ambos receptores es inferior a 80 K. Las observaciones de púlsares se realizan con 512 canales y una banda de 400 MHz. El ancho de banda típico de cada canal es de 781 kHz y el tiempo de integración, de 73 microsegundos. La referencia de tiempo la proporcionan los sistemas GPS, GNSS, así como un reloj atómico. Todas las conexiones se realizan mediante fibra óptica. El funcionamiento está totalmente automatizado. Todos estos sistemas fueron desarrollados e implementados por los ingenieros, técnicos y científicos del IAR, que trabajaron de forma coordinada mediante el nuevo organigrama de la institución, que permite jerarquizar, integrar y reconocer las funciones del personal CPA.

Además del hardware y software de su propio observatorio, el IAR contribuye con desarrollos para otras instituciones como la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) y el *Event Horizon Telescope Next Generation*, mediante un convenio con el Instituto Smithsoniano de Harvard.

4.2. Interferómetro MIA

El nuevo proyecto instrumental del IAR se llama *Multipurpose Interferometric Array* (MIA). Actualmente se está construyendo un prototipo llamado MIA *Pathfinder* en el IAR. Consta inicialmente de un nodo con tres antenas. Operará en la banda L (1-2,3 GHz) con dos polarizaciones lineales ortogonales. El ancho de banda instantáneo será de 250 MHz y la temperatura del receptor será de unos 45 K. En diciembre de 2024, ya se habían instalado las tres primeras antenas parabólicas de 4,10 m. Todo el sistema está conectado por fibra óptica, usa la misma base de tiempo que las antenas de 30 m y está dotado de un correlador digital basado en una placa SNAP fabricada por CASPER. Actualmente, el departamento de electromecánica del IAR está dotando de movimiento alto-azimutal a las antenas. Las interferencias se eliminan de forma digital mediante un software inteligente especialmente desarrollado para este fin. Para más detalles, ver Gancio et al. (2020a, 2024); Benaglia et al. (2024).

En la Fig. 3 se muestran las tres antenas de MIA en la actualidad, mientras que en la Fig. 4 se puede ver el receptor digital del interferómetro.

4.3. Proyecto de antena lunar (LARA)

Además del nuevo interferómetro, el Instituto está trabajando en el concepto de un radiotelescopio lunar: la Antena Lunar de Radioastronomía (LARA, por sus siglas en inglés). Este instrumento se está desarrollando para la Agencia Espacial Argentina (CONAE). Se trata de una pequeña carga útil pensada para ser transportada en un orbitador lunar o, idealmente, para ser localizada en una plataforma alrededor del punto L2 del sistema Tierra-Luna. Está inspirado en el proyecto de los Países Bajos y China, llamado "Explorador de Baja Frecuencia de Países Bajos y China"(NCLE), y en los satélites CubeRRT.

El instrumento consta de una antena desplegable que utiliza energía elástica y un receptor digital espacializado que opera en el rango de 30 MHz a 300 MHz. El objetivo científico es proporcionar a la CONAE (u otra agencia interesada) un demostrador tecnológico para una misión lunar capaz de medir la radiación sincrotrón de Júpiter, los estallidos solares, monitorizar el clima espacial en radio, detectar los transitorios de radio rápidos e intensos de fuera del sistema solar y medir el nivel de radiointerferencias en la Luna (para detalles ver Gancio et al. 2025, en este mismo volumen).

4.4. Otros proyectos y servicios

Además de los desarrollos descriptos, el IAR se ha involucrado en la construcción de instrumentos astronómicos internacionales como ser QUBIC, LLAMA, y participado de misiones espaciales como JUICE (ver Rasztocky 2024).

El IAR trabaja en la aplicación del conocimiento y la experiencia adquiridos durante el desarrollo de instrumentación astronómica a los ámbitos más variados: desde la automatización y el control de una aceitera gigante como la Cooperativa Aceitera La Matanza hasta el desarrollo de equipamiento para hospitales, como las tolvas de esterilización de leche materna del Hospital de Niños de La Plata. El espíritu de estos trabajos se recoge en una reciente publicación del Sector de Transferencia de Tecnología del Instituto: "Astrophysics as a Service: Turning Radio Astronomy as an Opportunity to Impact Society and Businesses"(Fliger et al., 2024).

A los desarrollos propios se suman los servicios. Con su cámara anecoica, salas limpias y semilimpias, laboratorios y talleres, el IAR se ha convertido en un centro tecnológico argentino de excelencia que satisface las necesidades tanto del sector estatal como del privado. El IAR es hoy una institución con un pasado pionero, rico y variado en experiencias y sucesos, y un futuro prometedor.

Agradecimientos: DJP agradece al equipo de IATE por su dedicación y esfuerzo, así como a las instituciones internacionales que hicieron posible la colaboración Argentina en el Observatorio Vera C. Rubin. En particular, dicha participación no sería posible

Fig. 3. Las tres antenas del primer nodo del interferómetro MIA, en el predio del IAR

Fig. 4. Receptor digital y correlador construido en el IAR para el primer nodo de MIA sobre una plataforma FPGA SNAP desarrollada por la colaboración CASPER.

sin el trabajo y compromiso de la Dra. Carolina Villalón y el Lic. Marco Rocchietti. SAC agradece a los Dres. Altamirano y Makler así como al personal del CASLEO por facilitar los datos técnicos de los instrumentos en desarrollo. GER agradece a todo el personal del IAR por su dedicación incansable a alcanzar la excelencia institucional, así como al CONICET, la UNLP, y la CIC, que han contribuido a la reconstrucción del instituto. Los autores agradecemos la coordinación de Paula Benaglia, tanto en la organización de la mesa durante la 66ª Reunión de la AAA como así también en la confección del presente manuscrito.

Referencias

Benaglia P., 2024, *Rev.Mex.A.A., Conference Series*, vol. 56, 117–123
Benaglia P., Romero G.E., Gancio G., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 285
Breivik K., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.02781
Castro A., et al., 2019, RMxAA, 55, 363
Cervantes-Vergara B.A., et al., 2023, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1046, 167681
Domínguez Romero M.J.d.L., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 299
Fliger E.S., García L.M., Salibe M., 2024, *Rev.Mex.A.A., Conference Series*, vol. 56, 17–37
Gancio G., et al., 2020a, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 61B, 222
Gancio G., et al., 2020b, A&A, 633, A84
Gancio G., et al., 2024, *Rev.Mex.A.A., Conference Series*, vol. 56, 63–70
Hurtado S., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 299
Ivezić Ž., et al., 2019, ApJ, 873, 111

Marrufo Villalpando E., et al., 2024, A.D. Holland, K. Minoglou (Eds.), *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy XI*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 13103, 131030F

Pintado O.I., Adelman S.J., 2003, A&A, 406, 987

Rasztocky E., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 273

Romero G.E., 2024, *Rev.Mex.A.A.*, *Conference Series*, vol. 56, 2–16

Sosa M., et al., 2019, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 5, 028002

The LIGO Scientific Collaboration, et al., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.01495

Tiffenberg J., et al., 2017, PhRvL, 119, 131802

Pulsaciones cuasi-periódicas en fulguraciones solares: claves para desentrañar la liberación de energía solar

M. Cécere[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las fulguraciones solares son los eventos más energéticos de nuestro sistema solar, pero los mecanismos físicos que impulsan y transportan esta liberación de energía aún no se comprenden completamente. Una característica destacada de estas fulguraciones es la alta variabilidad de su emisión en escalas de tiempo que van desde subsegundos hasta minutos, a menudo manifestándose como pulsaciones cuasi-periódicas. Estas características también se observan en fulguraciones estelares, brindando una oportunidad invaluable para profundizar en la física de las fulguraciones solares a través de la analogía solar-estelar, con importantes beneficios tanto para la astrofísica como para la heliofísica. En este resumen se aborda la investigación sobre los mecanismos físicos responsables del comportamiento cuasi-periódico de la emisión en fenómenos solares asociados a fulguraciones. Este análisis permite explorar las condiciones del plasma y la topología del campo magnético que facilitan la aparición de estas firmas, proporcionando una comprensión más profunda de los procesos subyacentes en la liberación de energía solar.

Abstract / Solar flares are the most energetic events in our solar system, yet the physical mechanisms driving and transporting this energy release remain incompletely understood. A key feature of these flares is the high variability of their emission over timescales ranging from sub-seconds to minutes, often manifesting as quasi-periodic pulsations. These characteristics are also observed in stellar flares, offering a unique opportunity to deepen our understanding of solar flare physics through the solar-stellar analogy, with significant implications for both astrophysics and heliophysics. This summary delves into research on the physical mechanisms behind the quasi-periodic behaviour of emissions in solar phenomena associated with flares. This analysis explores the plasma conditions and magnetic field topology that enable the generation of these signatures, providing deeper insights into the underlying processes of solar energy release.

Keywords / Sun: flares — Sun: oscillations — methods: numerical — magnetohydrodynamics (MHD)

1. Introducción

Las fulguraciones solares son los eventos más energéticos del sistema solar, caracterizados principalmente por dos fases: una fase impulsiva y una fase gradual. Un gran número de electrones energéticos (hasta 10^{38}) y iones (con energía total similar) se acelera en la fase impulsiva, cuando se libera la mayor parte de la energía. La aparición de fuentes de rayos X duros en los puntos de emisión de la cromosfera es característica de esta fase. Algunas de los partículas de alta energía quedan atrapadas y producen emisiones intensas en la banda de radio. Las emisiones térmicas de rayos X blandos y de Hα finalmente alcanzan sus máximos después de la fase impulsiva, cuando la energía se libera de forma más suave, manifestándose en pulsaciones decimétricas y redistribuyéndose posteriormente. En la fase de decaimiento, el plasma coronal regresa casi a su estado original, excepto en la alta corona ($> 1.2\ R_\odot$), donde la reconfiguración magnética, las eyecciones de plasma y las ondas de choque continúan acelerando partículas, lo que provoca ráfagas en la banda de radio. En 1969 Parks & Winckler fueron los primeros en detectar oscilaciones características –de unos pocos segundos– en los flujos de radio y rayos X durante la fase impulsiva de una fulguración solar. Posteriormente, en 1983 Kane et al. observaron la fulguración luego conocida como "las siete hermanas", donde se identificaron claramente siete pulsaciones de gran amplitud en la señal de flujo en esas mismas longitudes de onda y durante la misma fase. Con el avance de la instrumentación, estas oscilaciones, conocidas como pulsaciones cuasi-periódicas (QPPs, de sus siglas en inglés *quasi-periodic pulsations*), se detectaron en una variedad de longitudes de onda, desde el extremo ultravioleta (EUV) hasta las ondas de radio. Los períodos de las QPPs observadas varían entre fracciones de segundo y varias decenas de minutos, con duraciones que raramente superan unas pocas decenas de ciclos (Nakariakov et al., 2019).

Aunque los mecanismos físicos responsables del comportamiento mencionado aún no se comprenden completamente, se han propuesto tres explicaciones principales. Las QPPs podrían generarse por (McLaughlin et al.,

✉ *Contacto* / mariana.cecere@unc.edu.ar

Invited review

2018):

- Reconexiones magnéticas repetitivas, inducidas periódicamente por oscilaciones magnetohidrodinámicas (MHD) (Nakariakov et al., 2006).
- Procesos de reconexión autoactivados, donde la reconexión ocurre de manera periódica como una autooscilación espontánea (McLaughlin et al., 2009).
- Modulación de la emisión local del plasma por oscilaciones MHD (Reznikova et al., 2014).

La importancia de estudiar los QPPs no puede ser subestimada. Si los QPPs son generados por procesos cuasi-estacionarios, su período probablemente contenga información sobre los procesos físicos que ocurren durante la erupción solar. Si, en cambio, son generados por ondas MHD, nos ofrecen una herramienta única para realizar una sondeo sísmico del sitio de la erupción. Al comparar los períodos de los QPPs con modelos teóricos, es posible estimar parámetros del plasma en los alrededores de la erupción, parámetros que de otro modo serían difíciles de medir (como el campo magnético). Además, Fletcher & Hudson (2008) y Russell & Fletcher (2013) han argumentado que las ondas MHD son responsables del transporte de energía desde el sitio de reconexión hasta los principales puntos de emisión en las bases de la erupción. Los QPPs podrían ser una señal directa de este mecanismo de transporte.

Debido a la similitud entre los períodos típicos de las QPPs observadas en fulguraciones solares y estelares y los períodos de las ondas rápidas MHD en la corona, se ha estudiado la contribución de los modos rápidos tipo *sausage* en arcos coronales fulgurantes como posibles generadores de estas señales. Estos modos son perturbaciones colectivas en el plasma confinadas en estructuras magnéticas relativamente cortas y gruesas, características de las regiones de fulguraciones (Nakariakov & Verwichte, 2005; Nakariakov & Kolotkov, 2020). El modo *sausage* rápido es compresivo, con perturbaciones de la densidad y el campo magnético perpendiculares al eje de la estructura, mientras el movimiento del plasma también es perpendicular al eje del arco. Dado que estos modos tienen períodos cortos (del orden de unos pocos segundos), su detección requiere instrumentación de alta resolución temporal, como microondas y rayos X duros (Melnikov et al., 2005).

La modulación directa de la emisión de la fulguración por los modos MHD depende de los mecanismos específicos de emisión. En el caso de emisiones térmicas ópticamente delgadas, impulsadas por la temperatura y densidad del plasma, estas propiedades se modulan con modos MHD lentos y rápidos. Además, los modos *sausage* y de torsión pueden alterar el grosor observado del arco, afectando la cantidad de plasma en la línea de visión. Aunque este mecanismo explica fácilmente las QPPs con amplitudes de modulación bajas, las observaciones en microondas y rayos X duros muestran profundidades de modulación significativamente mayores, planteando desafíos para interpretar estas señales únicamente con modos MHD.

Aunque las QPPs suelen identificarse principalmente durante la fase impulsiva de las fulguraciones solares, en algunos casos su presencia también se detecta en las etapas tardías de decaimiento. Hayes et al. (2019) reportaron un estudio detallado de una estructura fina y extensa de QPPs a lo largo de toda la gran fulguración X8.2 ocurrida el 10 de septiembre de 2017. En este evento, tras analizar las pulsaciones térmicas observadas en los instrumentos GOES/XRS y el canal 131Å del SDO/AIA, se identificó un período de pulsación de aproximadamente 65 s durante la fase impulsiva, seguido de QPPs de menor amplitud con un período de ~ 150 s que persistieron hasta tres horas después del pico de la fulguración.

Durante la fase impulsiva de las QPPs, se observó que la fuente de rayos X blandos detectada con RHESSI ascendía rápidamente a una velocidad aproximada de 17 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, acompañando la eyección coronal de masa. Estas QPPs fueron interpretadas como una manifestación de las dinámicas de reconexión magnética durante el evento eruptivo. Durante la fase gradual, que se extendió por varias horas, se observaron contracciones descendentes de arcos magnéticos que alcanzaban la parte superior de la arcada fulgurante en el EUV. Se concluyó que la persistencia de las QPPs durante esta fase probablemente está vinculada a estas contracciones descendentes, las cuales están asociadas al fenómeno de los SADs (de sus siglas en inglés, *supra-arcade downflows*). Sin embargo, aún no existe consenso sobre el mecanismo físico responsable de su origen.

2. Estudios numéricos

2.1. Fase impulsiva

La naturaleza violenta de las fulguraciones solares está destinada a excitar ondas en sus alrededores. Con frecuencia, las observaciones directas de las fulguraciones y su entorno muestran fenómenos oscilatorios evidentes. De hecho, es claro que las ondas transversales se excitan en los arcos coronales cercanos debido a la perturbación provocada por la fulguración. Diversos estudios numéricos han explorado qué tipos de perturbaciones podrían generar estas oscilaciones en los arcos coronales. Por ejemplo, simulaciones numéricas han emulado fulguraciones impulsivas mediante pulsos de energía, desencadenando características numéricas similares a ondas estacionarias magnetosónicas lentas (e.g., Selwa et al., 2005, 2007; Ogrodowczyk & Murawski, 2007; Fernández et al., 2009; Ogrodowczyk et al., 2009).

En nuestro estudio publicado en Capettini et al. (2020), investigamos la capacidad de diferentes tipos de perturbaciones asociadas a las fulguraciones solares para excitar modos lentos y *sausage* en los arcos coronales. Utilizando simulaciones numéricas MHD, modelamos tubos de plasma magnético rectilíneos sometidos a perturbaciones locales, vinculadas a microfulguraciones en regiones específicas del arco, y perturbaciones globales capaces de afectar la estructura completa del arco. Nuestros resultados revelaron que las microfulguraciones locales, con energías del orden de $10^{27} - 10^{30}$ erg, tienden a generar ondas de choque lentas que inducen patrones de modo lento en los arcos. En contraste, los patrones de modo *sausage* requieren perturbaciones globales que modifiquen instantáneamente la temperatu-

ra de equilibrio interna del arco. Además, experimentos adicionales, en los que se varió el parámetro β, mostraron que la excitación de los modos *sausage* no depende significativamente de este parámetro, sino más bien de la naturaleza local o global de la fulguración. En resumen, determinamos que microfulguraciones en regiones activas, capaces de sobrecalentar instantáneamente todo el arco, pueden generar variaciones cuasi-periódicas en densidad y temperatura en los arcos fulgurantes.

En un trabajo posterior (Cécere et al., 2023), modelamos la presencia de electrones acelerados en las regiones más densas del arco coronal para analizar la intensidad, profundidad de modulación y profundidad media de modulación de la radiación girosincrotrón (GS) emulada en función de la frecuencia y la línea de visión en modos rápidos *sausage* generados por fulguraciones que afectan todo el arco solar. Para ello, utilizamos el código FoMO (*Forward Modeling*, Van Doorsselaere et al. (2016)), que calcula la radiación GS producida por partículas simuladas. Analizamos las transformadas de *wavelet* de la densidad y la emisión de GS para distintas frecuencias de radio y resoluciones espaciales comparables a las de telescopios reales, emulando la emisión detectada por telescopios solares y estelares.

Nuestros hallazgos indican que la profundidad de modulación observada aumenta con la frecuencia de radio y con la intensidad de la perturbación. Además, detectamos diferencias entre integraciones de alta y baja resolución: a medida que aumenta el ángulo de la línea de la visual respecto al eje del arco, la profundidad de modulación es mayor en alta resolución y menor en baja resolución. Finalmente, nuestros resultados sugieren que los modos MHD rápidos desencadenados por deposiciones de energía instantáneas globales, similares a las energías de una microfulguración, pueden reproducir las profundidades de modulación observadas en la emisión de radio de eventos solares y estelares. Estas tendencias consistentes refuerzan la utilidad de nuestro enfoque como método para identificar la presencia de modos *sausage* y su papel en las pulsaciones cuasi-periódicas.

2.2. Fase gradual

Un fenómeno relacionado observado durante la fase de decaimiento de las fulguraciones solares es el de los SADs. Estas estructuras oscuras y alargadas descienden hacia las arcadas post-fulgurantes a velocidades que varían entre 50 y 500 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Desde su descubrimiento en rayos X blandos con el telescopio SXT a bordo de Yohkoh, los SADs han sido ampliamente estudiados utilizando instrumentos como TRACE (Innes et al., 2003) y SDO/AIA (Savage & McKenzie, 2011). La ausencia de emisión en EUV y rayos X en estas estructuras sugiere que los SADs son regiones subdensas generadas por procesos de reconexión magnética en hojas de corriente ubicadas por encima de las arcadas.

Samanta et al. (2021) presentaron observaciones en las que múltiples SADs colisionaron con los arcos de las arcadas post-fulguración, calentándolos hasta temperaturas de 10–20 MK. Estas interacciones generan señales cuasi-periódicas en rayos X blandos y EUV, proporcionando una nueva interpretación para las QPPs observadas en las fulguraciones solares. Sin embargo, aún no se comprende completamente cuál es el mecanismo físico responsable de la generación de estas estructuras oscuras y de su cuasi-periodicidad.

Para abordar esta cuestión, diversos estudios han explorado el origen de los SADs, aunque no se ha alcanzado un consenso. Desde un punto de vista observacional, Savage & McKenzie (2011) identificaron que, al observar la región por encima de las arcadas coronales desde diferentes ángulos, las contracciones de arcos descendentes se manifestaban como zonas oscuras y serpenteantes. En un análisis posterior, Savage et al. (2012) reinterpretaron estos resultados, proponiendo que los SADs corresponden a estelas de vacío generadas tras los arcos descendentes. Según este modelo, estas zonas oscuras serían visibles debido a las condiciones densas y calientes del medio circundante.

Más recientemente, Samanta et al. (2019) plantearon que la sección transversal de los arcos descendentes genera vórtices periódicos debido a la diferencia de presión entre la estela del arco y el plasma circundante, lo que explicaría el movimiento serpenteante característico de los SADs. Este comportamiento también se ha asociado a la turbulencia del medio. Por ejemplo, McKenzie (2013) estudiaron vórtices en hojas de corriente sobre arcadas post-fulguración, revelando dinámicas complejas que podrían estar relacionadas con los SADs. Estos trabajos destacan la importancia de comprender los mecanismos subyacentes a estas estructuras y su conexión con la dinámica global de las fulguraciones solares.

En este contexto, donde se asocia la dinámica de los arcos magnéticos descendentes con los SADs, existen diversas simulaciones numéricas que intentan explicar su formación. Por ejemplo, Linton et al. (2009) describen una dinámica en la que los campos magnéticos en retracción son inducidos por un evento de reconexión localizado, generando tubos de flujo (o arcos) reconectados que descienden, los cuales se desaceleran al interactuar con la arcada subyacente y forman el SAD. Sin embargo, este modelo reproduce velocidades superiores a las observadas. Posteriormente, Scott et al. (2013) presentan un modelo en el que un tubo de flujo reconectado se retrae, deformando la capa circundante de campo no reconectado. Esta deformación crea restricciones que actúan como mecanismos de propulsión, impulsando hacia abajo el flujo de plasma a lo largo de las líneas de campo afectadas, lo cual es similar a lo observado en los SADs.

Más recientemente, en el trabajo de Shen et al. (2022), se realizaron simulaciones numéricas 3D en las que proponen que los SADs son estructuras autoorganizadas formadas en la región de interfaz turbulenta debido a una mezcla de la inestabilidad Rayleigh-Taylor y la inestabilidad Richtmyer-Meshkov, como resultado de la interacción de los arcos descendentes con la parte superior de la arcada fulgurante.

Por otro lado, los trabajos de Costa et al. (2009); Schulz et al. (2010); Maglione et al. (2011); Cécere et al. (2012, 2015); Zurbriggen et al. (2016, 2022) ofrecen un enfoque complementario que reproduce la dinámica observada en los SADs. Estos estudios numéricos mostraron que las marcas oscuras y serpenteantes son consecuencia de vacíos de plasma generados por la interacción

y la interferencia de ondas de choque y rarefacción tras una reconexión inicial. En simulaciones bidimensionales, se encontró que la presión magnética dentro de estas estructuras es menor a lo esperado y que sus propiedades térmicas (temperaturas superiores a 20 MK) explican su comportamiento en equilibrio con el medio circundante.

Además, en Cécere et al. (2015) propusimos un modelo tridimensional que combina inestabilidades de tipo *tearing-mode* con inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, concluyendo que, aunque la turbulencia genera regiones subdensas, estas no explican del todo el fenómeno observado (como así lo sugería McKenzie). La reconexión localizada, simulada mediante un incremento de presión en el medio turbulento, es capaz de reproducir las características observadas en los SADs, incluyendo el contraste en la emisión y la dinámica subdensa prolongada.

Para avanzar en este modelo, y con el objeto de entender la cuasi-periodicidad observada en Samanta et al., en Zurbriggen et al. (en preparación) se ha implementado una configuración bidimensional que incorpora la arcada y la hoja de corriente para analizar cómo el mecanismo responsable de los SADs interactúa con la arcada post-fulgurante. Este nuevo enfoque busca comparar dinámicas observadas en los SADs (contracciones de arcos descendentes y reconexiones espontáneas en la hoja de corriente) con simulaciones que reproduzcan la emisión sintética en EUV, con el objetivo de discernir si ambos modelos –o solo uno– son capaces de explicar las QPPs observadas sobre las arcadas post-erupción y su impacto en las estructuras asociadas.

Este conjunto de trabajos no solo amplía el conocimiento de la dinámica de las QPPs y los SADs, sino que también subraya la importancia de las simulaciones numéricas y las observaciones de alta resolución para interpretar los fenómenos asociados a las fulguraciones solares.

3. Conclusiones y perspectivas futuras

En este resumen, hemos abordado diversos aspectos relacionados con las pulsaciones cuasi-periódicas y los *supra-arcade downflows*, identificados como fenómenos fundamentales en la comprensión de la dinámica de las fulguraciones solares.

En la fase impulsiva, nuestros resultados consolidan la idea de que los modos MHD son responsables de inducir comportamientos cuasi-periódicos en la emisión de plasma durante estas fulguraciones, proporcionando una conexión clara entre las observaciones y los modelos teóricos. A través de simulaciones numéricas, mostramos cómo las microfulguraciones pueden producir calentamientos globales del arco, lo que resulta en la excitación de modos MHD rápidos, como el modo *sausage*, con períodos del orden de unos pocos segundos en la emisión de microondas. Este mecanismo no solo es consistente con las observaciones en fulguraciones solares, sino que también puede extrapolarse al estudio de oscilaciones en arcos estelares, estableciendo estas estructuras como herramientas clave para comprender los mecanismos físicos subyacentes en los procesos de fulguración.

Durante la fase de decaimiento, analizamos los SADs como posibles causantes de los comportamientos QPPs. Las observaciones indican que estas estructuras subdensas, generadas por reconexiones magnéticas en las capas de corriente, juegan un papel crucial en la modulación de la emisión durante la fase gradual de las fulguraciones solares. Nuestros resultados sugieren que este fenómeno podría ser desencadenado por múltiples eventos de reconexión capaces de generar flujos subdensos que descienden hacia la superficie solar. La interacción de estas estructuras con las arcadas post-fulgurantes podría dar lugar a las señales cuasi-periódicas observadas en las emisiones de rayos X y EUV.

Los avances alcanzados abren nuevas oportunidades de exploración. Entre los aspectos más prometedores que requieren un estudio más profundo se encuentran los siguientes:

- Emulación de partículas aceleradas: Es fundamental modelar con mayor precisión las partículas aceleradas durante las fulguraciones para reproducir la distribución real de partículas que emiten radiación GS. Esto permitirá comparar directamente las observaciones con simulaciones y validar modelos que relacionen las pulsaciones observadas con las propiedades de las partículas aceleradas.
- Simulaciones tridimensionales (3D): Para comprender completamente los SADs, es necesario realizar simulaciones 3D que incluyan diferentes puntos de vista y efectos tridimensionales como el giro y la transferencia de energía entre arcos. Estas simulaciones ayudarán a discernir mejor las propiedades dinámicas y radiativas de las estructuras observadas y su impacto en las QPPs.
- Extensión a escenarios estelares: Dado que los fenómenos asociados a las fulguraciones solares pueden extrapolarse a otras estrellas activas, será importante desarrollar modelos que incluyan condiciones de mayor densidad y temperatura, adaptados a las características de las fulguraciones estelares.

Estos estudios marcan un punto de partida para comprender mejor la relación entre los modos MHD, las QPPs y los SADs, resaltando la sinergia entre observaciones de alta resolución y simulaciones numéricas avanzadas. En particular, la implementación de enfoques tridimensionales y el perfeccionamiento en la emulación de partículas aceleradas prometen abrir nuevas perspectivas en la física de fulguraciones solares y estelares, contribuyendo significativamente al entendimiento de los procesos de reconexión magnética y su impacto en el entorno astrofísico.

Agradecimientos: MC agradece el apoyo de la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SecyT) a través del Proyecto Formar Nº 33820230100116CB, así como el respaldo de la AAA por su invitación a participar como conferencista invitado en la RAAA 66. Además, MC expresa su gratitud al Grupo de Plasmas Astrofísicos del IATE (CONICET-UNC), donde se desarrolló parte del trabajo presentado en este resumen, así como al Centro de Cómputo de Alto Desempeño (UNC), en el cual se realizaron algunas de las simulaciones mencionadas.

Referencias

Capettini H., et al., 2020, A&A, 644, A106

Cécere M., Costa A., Van Doorsselaere T., 2023, A&A, 676, A8
Cécere M., et al., 2012, ApJ, 759, 79
Cécere M., et al., 2015, ApJ, 807, 6
Costa A., et al., 2009, MNRAS, 400, L85
Fernández C.A., et al., 2009, MNRAS, 400, 1821
Fletcher L., Hudson H.S., 2008, H. Peter (Ed.), *European Solar Physics Meeting*, *European Solar Physics Meeting*, vol. 12, 3.62
Hayes L.A., et al., 2019, ApJ, 875, 33
Innes D.E., McKenzie D.E., Wang T., 2003, Solar Phys., 217, 267
Kane S.R., et al., 1983, ApJ, 271, 376
Linton M.G., DeVore C.R., Longcope D.W., 2009, Earth, Planets and Space, 61, 573
Maglione L.S., et al., 2011, A&A, 527, L5
McKenzie D.E., 2013, ApJ, 766, 39
McLaughlin J.A., et al., 2009, A&A, 493, 227
McLaughlin J.A., et al., 2018, SSRv, 214, 45
Melnikov V.F., et al., 2005, A&A, 439, 727
Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y., 2020, ARA&A, 58, 441
Nakariakov V.M., Verwichte E., 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 3
Nakariakov V.M., et al., 2006, A&A, 452, 343
Nakariakov V.M., et al., 2019, ApJL, 874, L1
Ogrodowczyk R., Murawski K., 2007, A&A, 467, 311
Ogrodowczyk R., Murawski K., Solanki S.K., 2009, A&A, 495, 313
Parks G.K., Winckler J.R., 1969, ApJL, 155, L117
Reznikova V.E., Antolin P., Van Doorsselaere T., 2014, ApJ, 785, 86
Russell A.J.B., Fletcher L., 2013, ApJ, 765, 81
Samanta T., Tian H., Nakariakov V., 2019, PhRvL, 123, 035102
Samanta T., et al., 2021, The Innovation, 2, 100083
Savage S.L., McKenzie D.E., 2011, ApJ, 730, 98
Savage S.L., McKenzie D.E., Reeves K.K., 2012, ApJL, 747, L40
Schulz W., et al., 2010, MNRAS, 407, L89
Scott R.B., Longcope D.W., McKenzie D.E., 2013, ApJ, 776, 54
Selwa M., Murawski K., Solanki S.K., 2005, A&A, 436, 701
Selwa M., Ofman L., Murawski K., 2007, ApJL, 668, L83
Shen C., et al., 2022, Nature Astronomy, 6, 317
Van Doorsselaere T., et al., 2016, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 3, 4
Zurbriggen E., et al., 2016, ApJ, 832, 74
Zurbriggen E., et al., 2022, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 9, 832607

How to deflect a solar eruption

A. Sahade[1]

[1] *Heliophysics Science Division, NASA Goddard Space Flight Center, MD, USA.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 28 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las erupciones solares liberan grandes cantidades de plasma solar y campos magnéticos en el medio interplanetario. Estos eventos se observan en la baja corona como fulguraciones o erupciones de prominencias, y luego, en la alta corona, como eyecciones coronales de masa (ECM). Estos observables están relacionados con la erupción de una cuerda de flujo magnético (CFM). Se sabe que no todas las CFM evolucionan radialmente y las desviaciones en la trayectoria se atribuyen principalmente a la interacción con el campo magnético que rodea la región fuente de la erupción. Sin embargo, aún se está estudiando en qué medida y cómo influye el entorno en la deflexión de la CFM. Este artículo presenta estudios, que mediante simulaciones númericas y análisis de observaciones, contribuyen a la comprensión de las causas y mecanismos de las deflexiones de las ECM, y eventualmente pueden proveer una estimación temprana de la dirección de propagación.

Abstract / Solar eruptions release large amounts of solar plasma and magnetic fields into the interplanetary medium. These events are observed in the low corona as flares and/or prominence eruptions, and then in the high corona as coronal mass ejections (CMEs). These observables are associated with the eruption of a magnetic flux rope (MFR). It is known that not all MFRs evolve radially, and that deviations in trajectory are mainly attributed to interactions with the magnetic field surrounding the source region of the eruption. However, how and to what extent the environment influences the deflection of MFRs is still under investigation. This article presents studies that contribute to the understanding of the causes and mechanisms of MFR deflections through numerical simulations and analysis of observations, and eventually can provide an early estimation of the direction of propagation.

Keywords / solar coronal mass ejections — solar magnetic field — solar prominence eruptions

1. Introduction

The Sun is a dynamic and active star. Solar eruptions are part of the solar activity, and comprise a wide range of interconnected phenomena, such as flares, eruptive cavities and/or filaments, and coronal mass ejections (CMEs). All of these events are manifestations of the eruption of the same magnetic system under stress (e.g., Antiochos, 1998; Green et al., 2018; Jiang et al., 2018; Filippov, 2019), resulting in the ejection of solar plasma and magnetic fields into the heliosphere (unless the eruption fails and remains confined).

Since the coronal magnetic field cannot be measured directly, models that attempt to explain and link the different eruptive phenomena must look for indirect evidence based on observations and numerical simulations. While the discussion about the pre-eruptive model and the mechanism leading to the eruption of the system is still open, there is a broad consensus that the ejected structure is a magnetic flux rope (MFR, Vourlidas, 2014; Patsourakos et al., 2020). This MFR can be formed by the reconnection and rearrangement of the magnetic field of elongated arcs (sheared arcades), or by the ascent of a flux rope originating under the photospheric surface. Depending on the region where the MFR is located, in a quiet Sun zone or within an active region, it will be more likely that it remains stable in the corona or an eruption takes place, respectively. In the high corona observations, the plasma of the CME traces the location of the MFR, and if the orientation is appropriate we will be able to differentiate its cross section as a dark cavity surrounded by a bright envelope, as is the case with cavities in the lower corona.

The study of CMEs has both scientific and technological interests. Scientifically, they pose several challenges in understanding their origin, evolution, and predictability (for details see, for example, Webb & Howard, 2012; Green et al., 2018; Patsourakos et al., 2020). Technologically, CMEs are interesting because they are responsible for the most extreme space weather effects on Earth, as well as other planets and spacecraft throughout the heliosphere, producing a range of impacts on high-tech human activities. To asses the capability of a particular CME to affect the Earth (or other natural or artificial object) it is of utmost importance to correctly determine its direction of propagation and size, to know if an impact will occur. These parameters can be altered by the surrounding magnetic field (e.g., Cécere et al., 2023), which influences the trajectory of the eruptions. Understanding the processes and being able to quantify the effect of the magnetic field on the direction of propagation of CMEs will improve our space weather predictions.

In this article, I will summarize the main results of my PhD research about the deflection of solar eruptions and the influence of the magnetic field, already pub-

✉ *Contact* / abril.sahade@nasa.gov

Invited report Varsavsky Prize

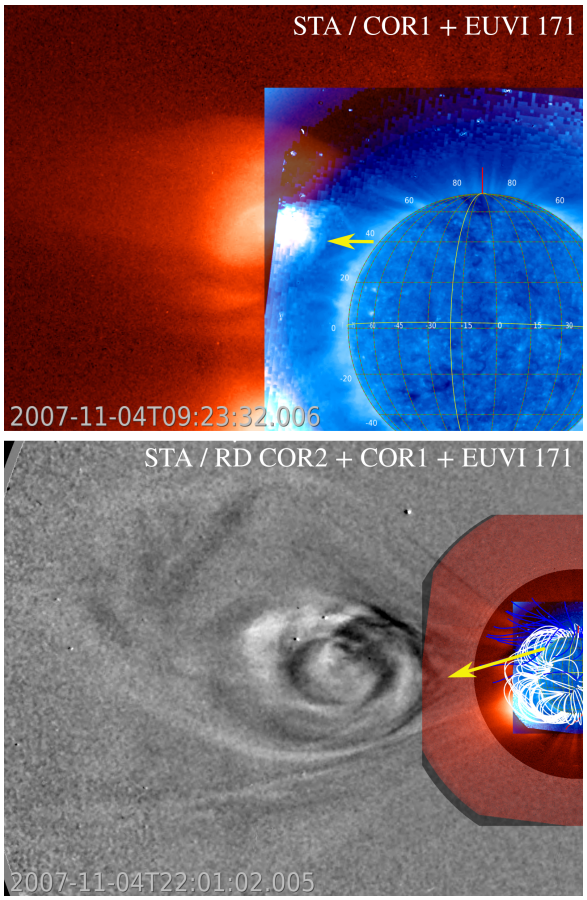


Fig. 1. Example of deflected CME, early on its evolution (upper panel), and later on (lower panel). The open (blue) and closed (white) magnetic field lines are plotted in the lower panel. The yellow arrows indicate the position of the eruption from its source region. The image provides a combined view of different instruments onboard STA.

lished in Sahade et al. (2020, 2021, 2022, 2023, 2025). Moreover, my PhD thesis is digitally available in Spanish at Sahade (2023).

2. Non-radial evolution of CMEs

While the simplest assumption is that CMEs will evolve radially from their source region, this is not the most common scenario (Majumdar et al., 2023). Assuming that gravity and gas pressure have a radial gradient, the asymmetries or imbalances in the magnetic force should drive a non-radial rising of the MFR. We can distinguish three situations or scenarios capable of producing such imbalances: asymmetries in the MFR field itself, interaction with surrounding magnetic structures, and interaction with another nearby or previously erupted MFR.

Intrinsic properties of CMEs affect and can modify the amount of deflection. For example, Xie et al. (2009) showed that slow CMEs are deflected towards the streamer belt and fast CMEs are deflected away from these structures. Kilpua et al. (2009) showed that slow and wide CMEs are deflected toward the equator, while fast and narrow CMEs propagate radially. Later on, Kay et al. (2015) used a mathematical model to show that deflection tends to be inversely proportional to the mass and speed of the CME.

On coronal structures and the magnetic environment, which is the factor investigated in this work, numerous advances have been made, both observationally (e.g., Cremades et al., 2006; Gui et al., 2011; Panasenco et al., 2013; Liewer et al., 2015), and numerically (e.g., Zuccarello et al., 2012; Lynch & Edmondson, 2013; Zhou et al., 2014; Kay et al., 2015). In general, it is assumed that low magnetic energy regions act as potential wells that attract the MFR (Gui et al., 2011; Shen et al., 2011). Then, magnetic structures that present magnetic null regions or points, such as *helmet streamers* or *pseudostreamers*, can deflect MFRs towards their direction (Bi et al., 2013; Wang, 2015; Yan et al., 2018). On the other hand, regions of strong magnetic field, such as active regions (Wang et al., 2015; Kay et al., 2017), and regions of open magnetic flux, such as coronal holes (Cremades et al., 2006; Gopalswamy et al., 2009), deflect MFRs away from their position. Figure 1 shows an example of a deflected eruption observed by the *Solar TErrestrial RElations Observatory* Ahead (STEREO-A, Kaiser et al., 2008, STA hereafter). The upper panel shows the initial stage of the evolution including the wavelet-enhanced images (Stenborg et al., 2008) from *Extreme-Ultraviolet Imager* (STA/EUVI, Howard et al., 2008), and the coronograph COR1. The lower panel includes the COR2 field of view, showing the evolved and deflected CME.

Deflections due to interactions with other MFRs are the most difficult to predict, as they depend on the evolution of both eruptions, the timing of the interaction, and how and to what extent the surrounding magnetic field is restructured (see, for example, Lugaz et al., 2017; Zheng et al., 2021; Palmerio et al., 2022).

3. Methodology

To investigate how a solar eruption deflects due to the influence of the ambient magnetic field we performed numerical simulations and studied deflected events observed by different spacecraft.

We used numerical simulations to study and understand the physical processes involved in the non-radial evolution of MFRs. It is useful for such studies to isolate the various factors that can alter the evolution of MFRs and to understand the parametric dependence of these effects. In particular, we modeled and analyzed the interaction between a MFR and two different magnetic structures of the solar corona, coronal holes and *pseudostreamers*, allowing a complete analysis of the influence of each magnetic structure and its parameters on the MFR evolution. The interaction was solved by the ideal magneto-hydrodynamic (MHD) equations in the presence of a gravitational field in 2.5 dimensions. For the initial conditions we included an out-of-equilibrium MFR, following the Forbes (1990) model, and a magnetic field that mimics a coronal hole or pseudostreamer field (Sahade et al., 2020, 2022). These configurations produced non-radial trajectories on the rising of the MFR. We were able to compute the main parameters

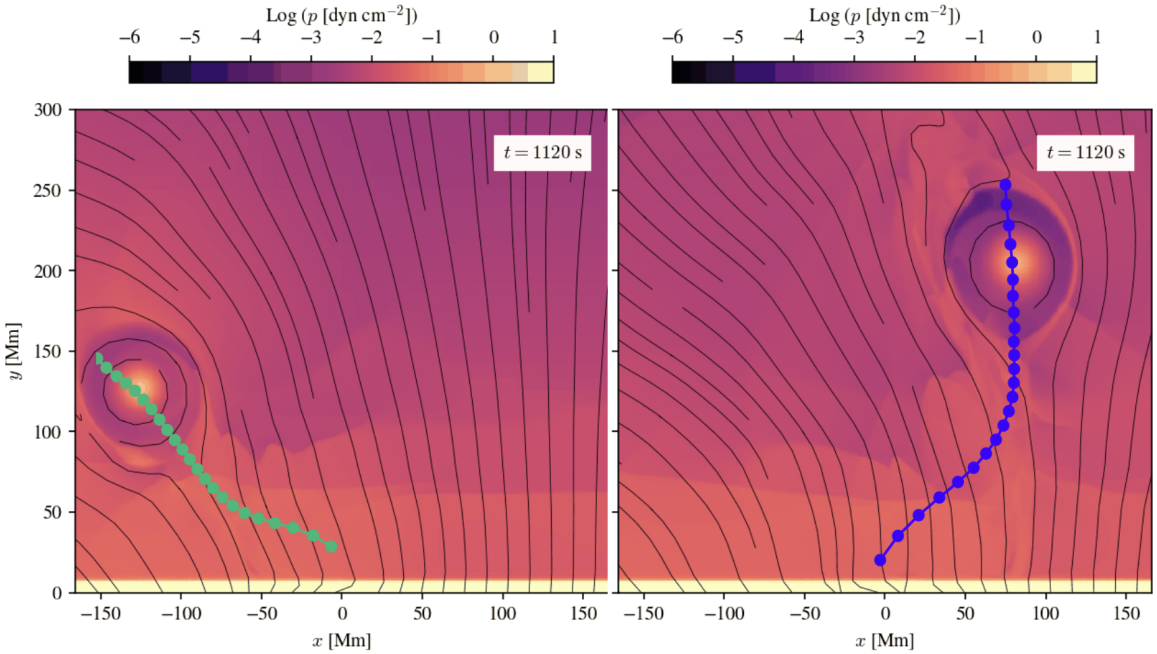


Fig. 2. Deflected MFRs interacting with a coronal hole. The color-scale indicates the gas pressure and the black lines trace the magnetic field. The dotted lines indicate the trajectory of each MFR from its initial position. The left and right panels show the same MFR under the influence of coronal holes of same magnetic strength, width and at the same distance, but with positive and negative polarities, respectively.

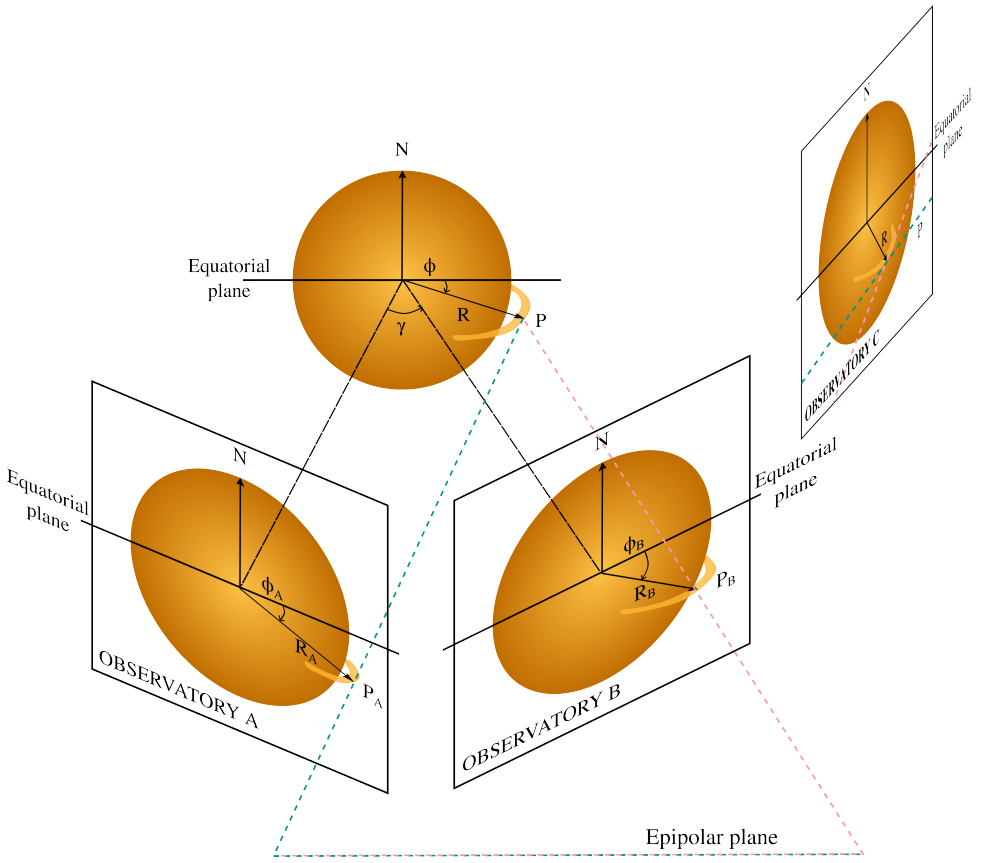


Fig. 3. Scheme of the projections of a prominence observed by an observatory A and B, together with the epipolar lines obtained from triangulating a point P on the Sun. The observatory C provides constraint and validation of the selected pixels on the image over A and B.

altering the evolution and which forces were acting to change the dynamics of the eruption. Figure 2 shows a snapshot of identical MFR influenced by coronal holes of inverse polarity (for more details see Sahade et al., 2021). The color-scale indicates the gas pressure, with the bright circular feature indicating the MFR center. The dotted-lines indicate the trajectory of the MFR.

On the other hand, we studied eruptive events observed simultaneously from different points of view, that allowed us to stereoscopically reconstruct the tridimensional position of the eruption and track its evolution from the low to the high corona. Figure 3 shows a scheme of how the position of an object can be determined by selecting corresponding features in two different images of it. Given the optically thin nature of the solar plasma, the task of matching features projected into different perspectives is not trivial. I extended an existing code to include a third observatory, whenever simultaneous data is available, to facilitate and improve the tracking (Sahade, 2024).

By tracking the evolution of eruptive prominences, and reconstructing the magnetic field around the source region, we studied the influence of the magnetic gradient and the topology of the field lines on different events (Cécere et al., 2020; Sieyra et al., 2020; Sahade et al., 2023, 2025). Figure 4 shows an example of the eruptive prominence tracking from 6 to 9 UT on 2010 December 16. The ambient magnetic field lines are drawn in gray and the dark pink areas show the wells of magnetic energy. The image illustrates the complexity of the surrounding field, which has different magnetic structures interacting with the eruption.

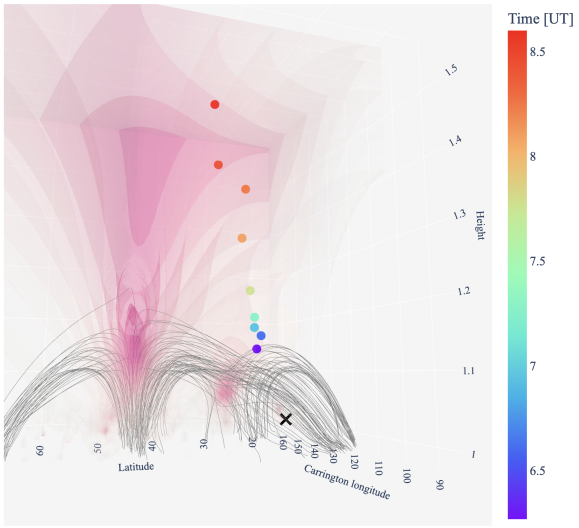


Fig. 4. Trajectory of the eruptive prominence and its magnetic environment. Gray lines represent the closed magnetic field lines overlying and surrounding the source region (black cross) of the eruption. The colored dots indicate the position of the prominence as it evolves over time (as indicated by the color bar). The pink isocontours indicate the magnitude of the magnetic field, with more intense color in regions of lower magnetic energy.

4. Main results

Throughout my PhD thesis, I had studied the deflections of CMEs, addressing the phenomenon in a comprehensive manner. The work included and combined both numerical and observational tools, allowing for the comparison of theory and a deeper understanding of the observed phenomenon. With this work we contributed to the field with novel results (see, e.g., Sahade et al., 2021), more precise techniques for studying deflections (Sahade et al., 2023, 2025), detailed explanations of the dynamic behavior of MFRs when interacting with different coronal structures (Sahade et al., 2020, 2021, 2022, 2023), and the review of previously proposed hypotheses in the literature.

The work presented in Cécere et al. (2020); Sieyra et al. (2020) taught us that although the role of magnetic energy is important, it may not be decisive in the evolution of eruptions. In particular, we noted that the action of coronal holes did not correspond with a change in the magnetic pressure gradients in the pre-eruptive magnetic field maps. This motivated us to investigate in more detail the role of these magnetic structures. To understand their isolated effect, we performed a parametric study with numerical simulations (Sahade et al., 2020, 2021). From the analysis of the magnetic forces during the evolution of the MFR, we observed that the magnetic pressure gradient is the primary force contributing to the deflection, and this gradient is generated by the compression of the coronal hole lines during the MFR ascent. That is, coronal holes act as "magnetic walls" because when the MFR compresses the coronal hole, a magnetic pressure gradient is created that pushes the MFR in the opposite direction. This explains why static and pre-eruptive extrapolation of the magnetic pressure gradients cannot determine the effect of coronal holes on deflection.

In Sahade et al. (2022), we studied the influence of a different coronal structure: the pseudostreamer. Unlike coronal holes, which eventually push the MFR away, pseudostreamers contain a magnetic null point and therefore are expected to act as "attractors." Nevertheless, we found that the physical mechanisms driving the deflection are the same for both coronal holes and pseudostreamers. In both scenarios, a local magnetic null point forms due to the combination of the MFR field with the magnetic structure. This local null point plays a decisive role in the initial evolution of the MFR, influencing both the direction and intensity of the deflection. After rising towards the local null point, the MFR is channeled by open magnetic field lines, which determine its trajectory in the upper corona. This result agrees with the "attractive" action of the pseudostreamer, but highlights two factors that play a key role in modifying the trajectory of CMEs: null points and field topology. An observational event was studied (Sahade et al., 2023), confirming that by replicating the field topology and the location of null points, we can mimic the observed deflections in the trajectory. Topology and null points allow us to determine the general behavior of the MFR, but to unambiguously determine its trajectory, we need to know other properties, such as the initial magnetic force.

Lastly, in Sahade et al. (2025) we proposed a new approach to investigate the role of topology on CME deflection and to quantify and compare the action between the magnetic field gradient ('gradient' path) and the topology ('topological' path). We investigated 8 well observed events and compared their trajectory with the predictions from the two magnetic drivers. We found that the 'topological' path describes the CME actual trajectory much better than the more traditional 'gradient' path. Our results strongly indicate that the ambient topology may be the dominant driver for deflections in the low corona, and that presents a promising method to estimate the direction of propagation of CMEs early in their evolution.

5. Conclusions and final remarks

Beyond the specific conclusions presented at each paper, it is important to highlight the most significant general conclusions drawn from this work, as they are also useful for the continuation of studies on the deflections of coronal mass ejections:

- Null points play a key role in the early evolution of erupting MFRs. Identifying their presence, hierarchy, and generally determining the ambient magnetic topology will significantly improve our understanding of the early development and trajectory of eruptions.
- Two-and-a-half-dimensional magnetohydrodynamic simulations provide a useful tool for studying different scenarios in which an MFR may evolve. Parametric studies are manageable and help improve our understanding of the dynamic behaviors of eruptions. Moreover, they are computationally less expensive than, for example, data-driven models and allow us to test interpretations that cannot be easily verified with observations. Finally, simulations have the advantage of evolving the coronal magnetic fields alongside the eruption. This allows us to observe the distortions that occur in the environment and quantify their effect on the MFR.
- Observations from multiple viewpoints of the evolution of the low corona during an eruption are key to understanding the magnetic and topological environment around the erupting MFR. These observations can provide essential information to understand unexpected behaviors.

Based on this conclusions, I have proposed a new way to estimate the deflection of a CME from its source region (Sahade et al., 2025). This new approach computes a path connecting the top of the closed and open field lines above the source region, following the topology of the magnetic field. The topological path approximates the trajectory of an eruptive event when channeled by the magnetic field lines. This approximated path was derived from the understanding on the influence of the magnetic field that several numerical simulations gave us. Using the information available from the observations, it is possible to produce a promising estimate of the direction of propagation, for both radially propagating and strongly deflected events.

Acknowledgements: I want to thank the Asociación Argentina de Astronomía and the Varsavsky Foundation for honoring me with this prestigious award. My PhD was carried out at the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (Córdoba, Argentina), was financially supported by CONICET, and was granted by the National University of Córdoba. I am now supported by an appointment to the NASA Postdoctoral Program at the NASA Goddard Space Flight Center, administered by Oak Ridge Associated Universities under contract with NASA.

References

Antiochos S.K., 1998, ApJL, 502, L181
Bi Y., et al., 2013, ApJ, 773, 162
Cécere M., et al., 2020, Advances in Space Research, 65, 1654
Cécere M., et al., 2023, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 10, 1260432
Cremades H., Bothmer V., Tripathi D., 2006, Advances in Space Research, 38, 461
Filippov B.P., 2019, Physics Uspekhi, 62, 847
Forbes T.G., 1990, Journal of Geophysical Research, 95, 11919
Gopalswamy N., et al., 2009, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, A00A22
Green L.M., et al., 2018, SSRv, 214, 46
Gui B., et al., 2011, Solar Phys., 271, 111
Howard R.A., et al., 2008, SSRv, 136, 67
Jiang C., Feng X., Hu Q., 2018, ApJ, 866, 96
Kaiser M.L., et al., 2008, Space Sci. Rev., 136, 5
Kay C., Opher M., Evans R.M., 2015, ApJ, 805, 168
Kay C., et al., 2017, Solar Phys., 292, 78
Kilpua E.K.J., et al., 2009, Annales Geophysicae, 27, 4491
Liewer P., et al., 2015, Solar Phys., 290, 3343
Lugaz N., et al., 2017, Solar Phys., 292, 64
Lynch B.J., Edmondson J.K., 2013, ApJ, 764, 87
Majumdar S., et al., 2023, ApJS, 268, 38
Palmerio E., et al., 2022, Space Weather, 20, e2022SW003215
Panasenco O., et al., 2013, Solar Phys., 287, 391
Patsourakos S., et al., 2020, SSRv, 216, 131
Sahade A., 2023, *Deflexión de eyecciones coronales de masa*, Ph.D. thesis, National University of Cordoba, Argentina
Sahade A., 2024, scc_measure 3
Sahade A., Cécere M., Krause G., 2020, ApJ, 896, 53
Sahade A., Vourlidas A., Mac Cormack C., 2025, ApJ, 978, 41
Sahade A., et al., 2021, A&A, 652, A111
Sahade A., et al., 2022, A&A, 662, A113
Sahade A., et al., 2023, ApJ, 953, 150
Shen C., et al., 2011, Solar Phys., 269, 389
Sieyra M.V., et al., 2020, Solar Phys., 295, 126
Stenborg G., Vourlidas A., Howard R.A., 2008, ApJ, 674, 1201
Vourlidas A., 2014, Plasma Physics and Controlled Fusion, 56, 064001
Wang R., et al., 2015, ApJ, 814, 80
Wang Y.M., 2015, ApJL, 803, L12
Webb D.F., Howard T.A., 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, 3
Xie H., et al., 2009, Solar Phys., 259, 143
Yan X.L., et al., 2018, ApJ, 856, 79
Zheng R., et al., 2021, ApJL, 921, L39
Zhou Y., Feng X., Zhao X., 2014, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 119, 9321
Zuccarello F.P., et al., 2012, ApJ, 744, 66

Nuevo diagnóstico 3D de la densidad de la corona solar mediante tomografía de líneas de emisión visibles

F.A. Nuevo[1,2], A.M. Vásquez[1,3], E. Landi[4] & R.A. Frazin[4]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*
[3] *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina*
[4] *Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, EE.UU.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 15 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / La determinación de la estructura termodinámica tridimensional (3D) de la corona solar por medios observacionales es de gran importancia para avanzar en la comprensión de los mecanismos responsables del calentamiento coronal y el desarrollo de modelos magnetohidrodinámicos globales. Orientada a este fin, la técnica de tomografía solar rotacional (SRT, por sus siglas en inglés) utiliza series temporales de imágenes de la corona solar en luz blanca (LB) y en extremo ultravioleta (EUV) para determinar la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica de la corona solar. Recientemente, se encuentra operativo el instrumento Upgraded Coronal Multi-channel Polarimeter (UCoMP) del Mauna Loa Solar Observatory (MLSO) que provee imágenes coronales de líneas de emisión en el espectro visible. En este trabajo implementamos por primera vez SRT aplicada a líneas de hierro medidas por UCoMP, para obtener la distribución 3D de la emisividad de las mismas. El cociente de estas emisividades proporciona de forma novedosa un diagnóstico de la distribución 3D de la densidad electrónica coronal. Aplicamos la técnica a una rotación coronal específica, para la cual también reconstruimos independientemente su densidad coronal mediante SRT aplicada a imágenes en LB y en EUV. Comparamos los resultados de los tres diagnósticos y discutimos las posibles causas de sus diferentes resultados. Concluimos discutiendo brevemente el trabajo actualmente en desarrollo y sus aplicaciones futuras.

Abstract / The determination of the three-dimensional (3D) thermodynamic structure of the solar corona by observational means is of great importance for advancing the understanding of the mechanisms responsible for coronal heating and for the development of global magnetohydrodynamic models. To this end, the solar rotational tomography (SRT) technique uses time series of images of the solar corona in white light (WL) and extreme ultraviolet (EUV) to determine the 3D distribution of the electronic density and temperature of the solar corona. Recently, the Upgraded Coronal Multi-channel Polarimeter (UCoMP) instrument at the Mauna Loa Solar Observatory (MLSO) has become operational, providing coronal images of emission lines in the visible spectrum. In this work, we implement for the first time the SRT applied to iron lines measured by UCoMP to obtain the 3D distribution of their emissivity. The ratio of these emissivities provides a novel diagnostic of the 3D distribution of the coronal electron density. We apply the technique to a specific coronal rotation, for which we also reconstruct independently its coronal density by means of SRT applied to WL and EUV images. We compare the results of the three diagnostics and discuss possible causes for their different results. We conclude by briefly discussing the work currently under development and its future applications.

Keywords / Sun: corona — Sun: fundamental parameters — Sun: UV radiation — Sun: abundances

1. Introducción

La tomografía solar rotacional (SRT, por sus siglas en inglés) se desarrolló originalmente en luz blanca (LB) (Altschuler & Perry, 1972; Frazin, 2000; Frazin & Janzen, 2002). A partir de una serie temporal de imágenes de brillo que cubra media rotación solar (≈ 14 días), esta técnica permite la reconstrucción de la distribución tridimensional (3D) de la densidad electrónica coronal en el rango de alturas correspondiente al campo de visión (FoV, por sus siglas en inglés) del coronógrafo utilizado.

El volumen coronal analizado se discretiza mediante una malla de cálculo esférica heliocéntrica. El tamaño de celda de la malla depende del instrumento utilizado y el rango de alturas cubierto por su FoV. Para el caso de los instrumentos utilizados en este trabajo, el tamaño de celda es de $0.01\,R_\odot$ en la dirección radial y de 3° en latitud y longitud.

La técnica de SRT fue posteriormente extendida por Frazin et al. (2009) y Vásquez et al. (2009) a imágenes en el extremo ultravioleta (EUV), conformando la técnica de tomografía de emisión diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés). Esta técnica permite determinar la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica en el rango de alturas $1.02-1.25\,R_\odot$. En un primer paso se reconstruyen tomográficamente las emisividades para las distintas bandas del telescopio EUV utilizado a partir de un enfoque similar a SRT en LB. En cada celda de la malla de cálculo, las emisividades reconstruídas se combinan para realizar un análisis de la medida de emi-

✉ *Contacto* / federico.nuevo@conicet.gov.ar

sión diferencial local (LDEM, por sus siglas en inglés) sin efectos de proyección. Finalmente, el cálculo de los momentos de orden cero y uno de la LDEM de cada celda permiten obtener la densidad y temperatura electrónica local.

La tomografía en LB y en EUV se utiliza en forma rutinaria para el estudio de estructuras coronales y validación de modelos magnetohidrodinámicos (MHD) 3D de la corona solar (Lloveras et al., 2022; Vásquez, 2016).

En este trabajo desarrollamos y aplicamos por primera vez SRT en base a imágenes de líneas de emisión en el rango visible. Específicamente, utilizamos imágenes del coronógrafo Upgraded Coronal Multi-channel Polarimeter (UCoMP) del Mauna Loa Solar Observatory (MLSO). El resultado de la aplicación de SRT a series temporales de estas imágenes da por resultado la reconstrucción de la distribución 3D de la emisividad en la línea respectiva. Las emisividades reconstruídas tomográficamente son utilizadas para realizar un diagnóstico de la densidad electrónica a partir de su cociente.

En la Sec. 2 explicamos la metodología de este nuevo diagnóstico tomográfico. En la Sec. 3 comparamos la densidad reconstruida con esta novedosa técnica con la obtenida a partir de SRT en LB y EUV. Asimismo discutimos el uso futuro de este nuevo diagnóstico, así como detallamos brevemente nuevas técnicas actualmente en desarrollo.

2. Metodología

El coronógrafo UCoMP registra imágenes espectrales de la corona solar en el rango de longitud de onda de varias líneas de iones de hierro en el rango visible (Landi et al., 2016). El conjunto de líneas observadas corresponde al rango térmico $\approx 1 - 3\,\mathrm{MK}$. Para el desarrollo de esta nueva técnica, y su primer aplicación a una rotación solar específica, en este trabajo utilizamos específicamente imágenes de las líneas 1074.7 y 1079.8 nm emitidas por iones de Fe XIII.

A partir de los datos de UCoMP calculamos imágenes de la intensidad total de cada línea, integrada en longitud de onda. Estas son utilizadas para realizar tomografía y reconstruir la distribución 3D de la emisividad de la línea correspondiente. El cociente de las emisividades reconstruídas provee un diagnóstico local de la densidad electrónica de la corona.

Suponiendo un valor característico de densidad electrónica (N_e) y temperatura electrónica (T_e) en la celda i de la malla de cálculo tomográfica, ubicada en la altura heliocéntrica r, la emisividad de la línea k puede escribirse:

$$E_{k,i} = G_k(N_e, T_e, r)\, N_e^2\,, \tag{1}$$

y G_k es la denominada *función contribución*, dada por (Landi et al., 2012)

$$G_k = \frac{A_{i,j}}{N_e}\ \frac{N(H)}{N_e}\ \frac{N(X)}{N(H)}\ \frac{N(X^{+m})}{N(X)}\ \frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})}\,, \tag{2}$$

donde:

- $N(H)/N_e$ es la abundancia del hidrógeno relativa a la densidad de electrones. Aproximando un plasma completamente ionizado con 10 % de He, $N(H)/N_e \approx 0.83$,
- $N(X)/N(H) \equiv A_x$ es la abundancia del elemento X relativa al hidrógeno.
- $N(X^{+m})/N(X)$ es la fracción del elemento X en estado de ionización X^{+m},
- $N_j(X^{+m})/N(X^{+m})$ es la fracción del ion X^{+m} en el estado excitado j.
- $A_{i,j}$ es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea del nivel j al nivel i

La función contribución para una dada línea espectral k puede calcularse a partir de modelos de emisividad de plasma. En este caso utilizamos la base atómica para diagnósticos espectrales de plasmas astrofísicos CHIANTI (Del Zanna et al., 2021).

En la factorización de la función contribución, la dependencia con la temperatura ocurre en el factor de fracción de ionización $N(X^{+m})/N(X)$. Así, al ser producidas por la misma especie iónica (Fe XIII), el cociente de la función de contribución de las líneas de 1074.7 y 1079.8 nm no depende de la temperatura electrónica:

$$\frac{E_{1079,i}}{E_{1074,i}} = \frac{G_{1079}(N_e, T_e, r)}{G_{1074}(N_e, T_e, r)} \equiv f(N_e, r)\,. \tag{3}$$

Una vez reconstruidas tomográficamente las emisividades de ambas líneas, la resolución numérica de la Ec. 3 en cada celda tomográfica i permite obtener una estimación de la densidad electrónica local.

3. Resultados y discusión

Seleccionamos el período del 23 de agosto al 5 de septiembre de 2022 para realizar una reconstrucción tomográfica. Este constituye una de las últimas observaciones disponibles de UCoMP previas a la clausura temporal del MLSO el 29 de Noviembre de 2022, debido a la erupción del volcán Mauna Loa⋆. Para este período obtuvimos las imágenes diarias de UCoMP en las dos líneas de interés.

Con el objetivo de comparar los resultados de este nuevo diagnóstico tomográfico, implementamos reconstrucciones de la densidad coronal basadas en los diagnósticos tomográficos alternativos basados en imágenes en LB y en EUV. Obtuvimos las imágenes en LB del coronógrafo K-coronagraph (KCOR) del MLSO y las imágenes EUV del telescopio espacial Atmospheric Imaging Assembly (AIA) a bordo de la misión Solar Dinamic Observatory (SDO). En este trabajo utilizamos las bandas de 171, 193 y 211 Å del telescopio AIA para realizar DEMT. Las series de imágenes de KCOR y AIA se tomaron sincrónicas con las de UCoMP, lo cual es posible gracias a la alta cadencia observacional de estos instrumentos.

Los FoVs de los tres instrumentos se solapan en el rango de alturas heliocéntricas $\approx 1.09 - 1.2\,R_\odot$. Así, el conjunto de datos obtenido nos permitió realizar tres reconstrucciones tomográficas independientes de la distribución 3D de la densidad electrónica de la corona en el rango de alturas común a los tres instrumentos.

⋆`www2.hao.ucar.edu/mlso/2022-eruption-of-mauna-loa`

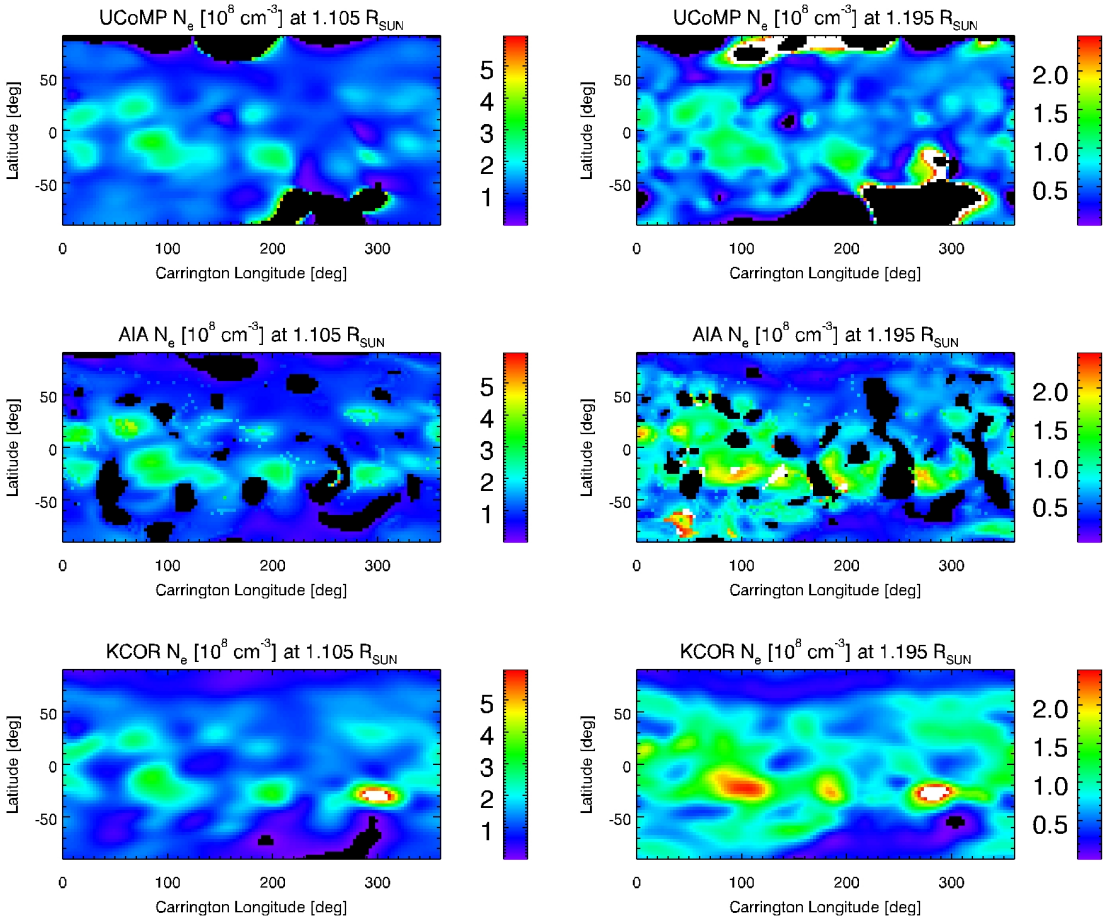


Fig. 1. Mapas latitud-longitud a dos alturas para la densidad electrínica N_e reconstruida tomográficamente en base a datos de los instrumentos UCoMP, AIA y KCOR (de arriba abajo). En cada mapa, las regiones indicadas en negro corresponden a celdas donde la técnica SRT no puede reconstruir N_e por efecto de la dinámica coronal. Las celdas con N_e mayor al máximo de la escala de color son indicadas en blanco.

La Fig. 1 muestra mapas de la densidad electrónica coronal reconstruida con los instrumentos UCoMP, AIA y KCOR (de arriba abajo) a la altura mínima (paneles izquierdos) y máxima (paneles derechos) del FoV común a los tres instrumentos. Las estructuras reconstruidas, mediante los tres diagnósticos independientes resultan muy consistentes en términos del tamaño, forma y distribución de las zonas de mayor y menor densidad.

La Fig. 2 muestra una comparación cuantitativa de la densidad reconstruida en base a datos de UCoMP y AIA (paneles izquierdos) y en base a datos de UCoMP y KCOR (paneles derechos). Los valores medianos de densidad obtenidos con la nueva técnica son sistemáticamente menores que con las otras dos. El valor mediano de la densidad obtenida con UCoMP es un 5 % menor a la obtenida con AIA, y un 27 % menor a la obtenida con KCOR.

La densidad electrónica determinada en base a datos de UCoMP o en base a datos de KCOR son independientes de la abundancia coronal de hierro ([Fe]), mientras que la densidad determinada en base a datos de AIA es proporcional a $1/\sqrt{[\mathrm{Fe}]}$. Así, una comparación de los valores reconstruidos con ambos instrumentos podría en principio proveer condicionamientos en la distribución 3D de la abundancia de hierro.

Además, las líneas de UCoMP de 1074.7 y 1079.8 nm tienen un rango de sensibilidad térmico de 1.2-2.6 MK (Landi et al., 2016), mientras que las bandas de AIA utilizadas tienen un rango de sensibilidad térmico de 0.9-2.0 MK (Nuevo et al., 2015). Por otra parte, la densidad reconstruida con SRT en LB en base a datos de KCOR no está restringida a un rango de sensibilidad térmico. Estas diferencias en los rangos térmicos pueden explicar parcialmente las discrepancias en la determinación de la densidad mediante los tres diagnósticos.

La comparación detallada de los resultados obtenidos por los tres diagnósticos requiere del trazado de los resultados tomográficos a lo largo de líneas de campo magnético modeladas mediante un modelo MHD 3D, como se realiza habitualmente en estudios tomográficos (Lloveras et al., 2022). En un próximo paso realizaremos este tipo de análisis para el período reconstruido, así como también repetiremos esta comparación para otros períodos seleccionados.

Los tres diagnósticos de densidad utilizados en este trabajo son independientes entre sí. Actualmente esta-

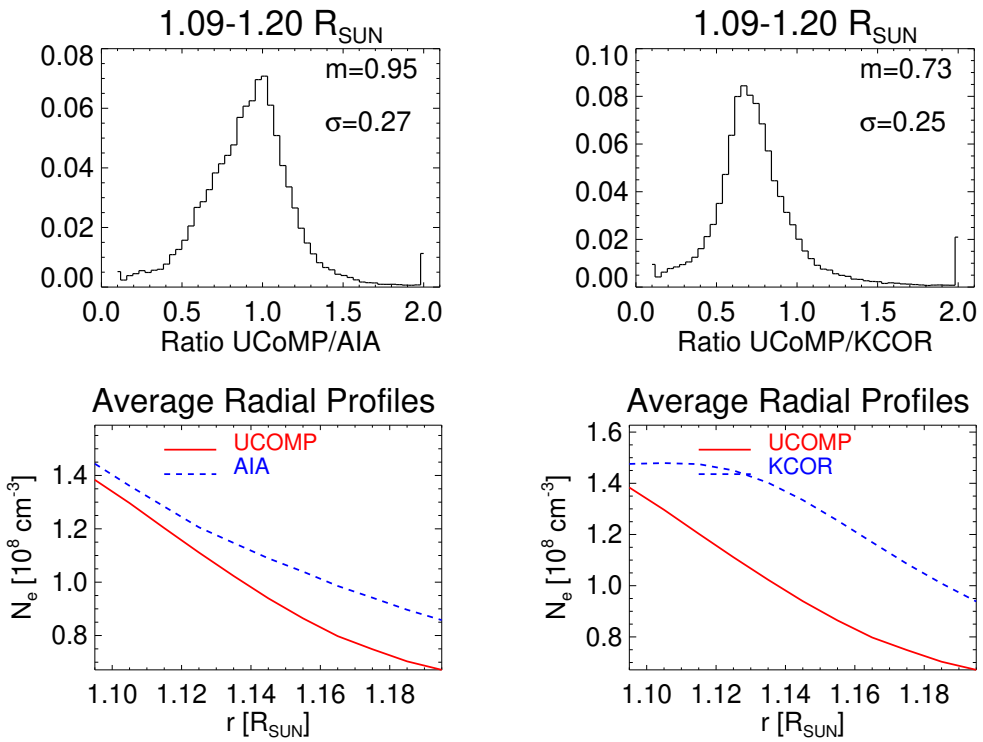


Fig. 2. Comparación cuantitativa global de la densidad reconstruída en base a datos de UCoMP y AIA (izquierda) y en base a datos de UCoMP y KCOR (derecha). Paneles superiores: histogramas del cociente de N_e en cada celda reconstruído en base a los dos instrumentos comparados, en el rango de alturas 1.09-1.2 $R_\odot$. Paneles inferiores: Perfiles radiales promedio de la densidad electrónica reconstruída con cada instrumento.

mos desarrollando una nueva técnica de tomografía multi instrumental que utilizará los productos tomográficos directos obtenidos en base a los tres instrumentos: la densidad electrónica reconstruida a partir de KCOR, la emisividad de banda reconstruida a partir de datos de AIA, y la emisividad de línea reconstruida a partir de datos UCoMP. Mediante el análisis conjunto de estos diversos productos tomográficos, la técnica permitirá en principio la determinación conjunta de la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica coronal y de la abundancia coronal del hierro. Ésta técnica será el foco de un trabajo futuro.

Finalmente, se encuentra en desarrollo una nueva técnica de SRT basada en imágenes Lyman α. Esta técnica combinada con SRT en LB permite la reconstrucción del factor de atenuación Doppler y, bajo ciertas hipótesis, su inversión que permite obtener la velocidad radial del viento solar. En el BAAA 64 publicamos los primeros resultados de esta técnica, basados en simulaciones (Nuevo et al., 2023). Actualmente estamos obteniendo los primeros resultados basados en imágenes de Metis/SolO, los cuales se detallarán en una publicación futura.

Referencias

Altschuler M.D., Perry R.M., 1972, Solar Phys., 23, 410
Del Zanna G., et al., 2021, ApJ, 909, 38
Frazin R.A., 2000, ApJ, 530, 1026
Frazin R.A., Janzen P., 2002, ApJ, 570, 408
Frazin R.A., Vásquez A.M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
Landi E., Habbal S.R., Tomczyk S., 2016, JGR (Space Physics), 121, 8237
Landi E., Reale F., Testa P., 2012, A&A, 538, A111
Lloveras D.G., et al., 2022, JGR (Space Physics), 127, e30406
Nuevo F.A., et al., 2015, ApJ, 811, 128
Nuevo F.A., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 8
Vásquez A.M., 2016, ASR, 57, 1286
Vásquez A.M., Frazin R.A., Kamalabadi F., 2009, Solar Phys., 256, 73

Eclipse Solar: Asimetrías en la respuesta temporal de la ionósfera

G. Bosch[1,2], A.M. Meza[1,3], M.P. Natali[1,3] & B. Eylenstein[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, UNLP–CONICET, Argentina*
[3] *Laboratorio de Meteorología espacial, Atmósfera terrestre, Geodesia, Geodinámica, diseño de Instrumental y Astrometría (MAGGIA)*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 07 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los eclipses solares son eventos celestiales bien conocidos. Su efeméride precisa proporciona una oportunidad única para estudiar las variaciones rápidas y localizadas del flujo de radiación en la atmósfera de la Tierra. El contenido total de electrones verticales dentro de la ionósfera de la Tierra se puede monitorear analizando el retraso en el tiempo de las señales de los satélites de navegación. Esto nos permite observar cambios en la población de electrones libres de la atmósfera superior a lo largo de la trayectoria del eclipse y sus alrededores. Realizamos un estudio en un área limitada durante el eclipse de 2017, donde desarrollamos nuevas herramientas para analizar estas variaciones. En este artículo, ampliamos nuestro análisis para cubrir la Costa Este de los Estados Unidos. Nuestro objetivo es investigar cómo varía la respuesta ionosférica en diferentes ubicaciones a lo largo del tiempo. Estudiamos los cambios en el parámetro de asimetría de un ajuste gaussiano sesgado aplicado a los datos observados y los comparamos con las predicciones de modelos numéricos.

Abstract / Solar eclipses are well-known celestial events. Their precise ephemeris provides a unique opportunity to study rapid and localized radiation flux variations on Earth's atmosphere. The vertical total electron content within the Earth's ionosphere can be monitored by analyzing the time delay of navigation satellite signals. This allows us to observe changes in the free electron population of the upper atmosphere along the eclipse path and its surroundings. We conducted a study in a limited area during the 2017 eclipse, where we developed new tools to analyze these variations. This article extends our analysis to cover the East Coast of the United States. We aim to investigate how the ionospheric response varies in different locations over time. We study changes in the asymmetry parameter of a skewed Gaussian fit to the observed data and compare them with the predictions of numerical models.

Keywords / eclipses — solar–terrestrial relations — methods: data analysis

1. Introducción

La actividad ionosférica de la Tierra está dominada en gran medida por la radiación solar. Las variaciones diurnas de su contenido total de electrones se monitorean regularmente y se han estudiado extensamente. Se puede obtener un mayor conocimiento de los procesos que tienen lugar en esta capa clave de nuestra atmósfera estudiando las perturbaciones rápidas. Las erupciones solares que impactan nuestra atmósfera se utilizan a menudo, ya que introducen un aumento rápido en el flujo del UV y rayos X que desencadena una rápida mejora en los niveles de ionización (Rishbeth (1968) y Rishbeth & Garriott (1969)). Otra oportunidad única la proporcionan los eclipses solares, cuando la sombra de la Luna que se desplaza rápidamente bloquea la radiación solar y produce una reducción localizada en los niveles de ionización. A medida que la sombra de la Luna avanza a lo largo del camino de la totalidad, la temperatura y la densidad termosférica disminuyen significativamente. Esta caída repentina en la temperatura genera vientos horizontales (regionales y meridionales), que a su vez inducen un desplazamiento vertical que puede aumentar o disminuir los procesos de recombinación. Cuando termina el eclipse, el flujo fotoionizante recupera su intensidad anterior, y la atmósfera se calienta nuevamente a su nivel previo al eclipse Knížová & Mošna (2011).

En particular, el efecto del eclipse solar del 21 de agosto de 2017 en la ionósfera terrestre fue estudiado en profundidad por muchos autores (Cherniak & Zakharenkova, 2018; Dang et al., 2018; Goncharenko et al., 2018; Bullett & Mabie, 2018; Reinisch et al., 2018; Wang et al., 2019; Cnossen et al., 2019). Estos concluyen que a medida que la sombra de la Luna avanza sobre un sitio particular, los vientos cambian de dirección y, en consecuencia, sus efectos sobre las densidades electrónicas de la región ionosférica F2 también varían.

En trabajos anteriores, hemos utilizado datos disponibles públicamente de dos eclipses solares en 2017 y 2020 para analizar el impacto de los cambios en la conductividad ionosférica debido al eclipse solar en varios parámetros observados, como las variaciones del Contenido Electrónico Total Vertical (Vertical Total Electron Content, VTEC), los retrasos temporales entre los cambios en el flujo de ionización y la respectiva respuesta

✉ *Contacto* / editor.baaa@gmail.com

2.2. Comparación con Modelos Numéricos

El Modelo Global de Ionósfera-Termósfera (Global Ionosphere Thermosphere Model, GITM) es un modelo numérico integral que simula la dinámica de la ionósfera y la termósfera. Es una herramienta esencial para prever el clima del espacio y comprender la atmósfera superior de la Tierra. El modelo tiene en cuenta varios procesos físicos, como la radiación solar, el refuerzo geomagnético y las reacciones químicas, para proporcionar predicciones precisas de las condiciones en estas regiones.

El GITM simula fenómenos como tormentas geomagnéticas e irregularidades ionosféricas, y cómo afectan a los sistemas de comunicación y navegación. Además, el GITM desempeña un papel crucial en la mejora de nuestra comprensión de cómo el clima espacial afecta las órbitas de los satélites, la resistencia atmosférica en naves espaciales y la propagación de ondas de radio. Utilizamos el GITM para reproducir las condiciones atmosféricas durante el eclipse solar del 21 de agosto de 2017, basándonos en sugerencias de Aaron Ridley (comunicación privada). Establecimos una cuadrícula con una resolución de 2.5 grados en latitud y longitud y cincuenta niveles de altitud que van desde 100 hasta 600 km. Nuestro enfoque principal fue simular la respuesta del VTEC en varias ubicaciones dentro del área estudiada. El VTEC se calculó integrando los valores de densidad de electrones a través de los 50 intervalos de altura. Realizamos dos ejecuciones idénticas del modelo, con y sin el efecto del eclipse, y las comparamos para determinar el cambio neto en VTEC.

3. Resultados

Un análisis interesante se centra en el retraso temporal entre la ocultación solar por la Luna y la respuesta ionosférica medida a partir del VTEC. Dicho retraso ya ha sido reportado en investigaciones anteriores (Jakowski et al., 2008; Boitman et al., 1999; Liu et al., 2019; Cherniak & Zakharenkova, 2018; Momani et al., 2010). Como se discutió en Meza et al. (2022), proponemos medir los retrasos temporales directamente a partir de la curva ΔVTEC, ya que esto está más fuertemente vinculado al efecto del eclipse. En esta contribución, podemos explorar aún más las diferencias entre el retraso temporal medido a partir de la curva VTEC (Δt_1) y el obtenido de ΔVTEC (Δt_2). La Fig. 3 reproduce el histograma de ambos retrasos temporales como es usual en la literatura. Una comparación directa muestra que Δt_1 tiene una distribución más dispersa. Las barras rojas muestran un comportamiento casi idéntico al de Cherniak & Zakharenkova (2018), aunque con un pequeño desplazamiento (de 2 a 3 minutos), principalmente porque los autores citados se refieren a efemérides de eclipse a nivel del suelo, mientras que nosotros lo hacemos a 120 km de altura. Las barras azules muestran una distribución muy diferente para Δt_2, fuertemente concentrada alrededor de valores más grandes, entre 20 y 30 minutos.

Una observación interesante es la forma en que ΔVTEC cambia con el tiempo. En Meza et al. (2022) utilizamos un perfil gaussiano sesgado para modelar la

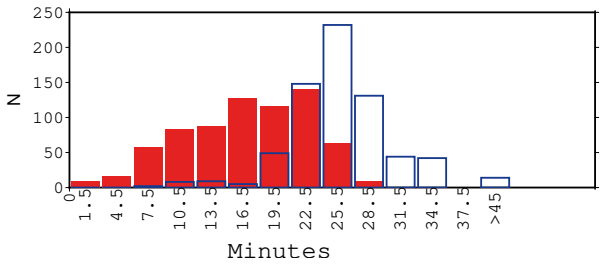


Fig. 3. Análisis de la distribución del retraso temporal entre la ocultación del máximo del eclipse y la respuesta ionosférica. Muestra las tendencias de Δt_1 en rojo y Δt_2 en azul.

variación temporal de la curva ΔVTEC. El parámetro de sesgo γ tiene valores entre -1 y 1. Un valor de γ de 0 indica un perfil gaussiano simétrico y los valores positivos o negativos muestran tiempos de recuperación mayores o menores que los de depleción. La variación geográfica del parámetro de sesgo se muestra en la Fig. 4. Dentro de la región estudiada, la trayectoria de la sombra actúa como un límite aparente entre comportamientos distintos. Hacia el sur de esta trayectoria, están presentes valores positivos de γ, con asimetrías más significativas volviéndose evidentes hacia el oeste. Hacia el norte de la trayectoria de totalidad, la curva ΔVTEC muestra asimetría negativa, casi despreciable en la región occidental pero aumentando sistemáticamente su valor absoluto hacia el este.

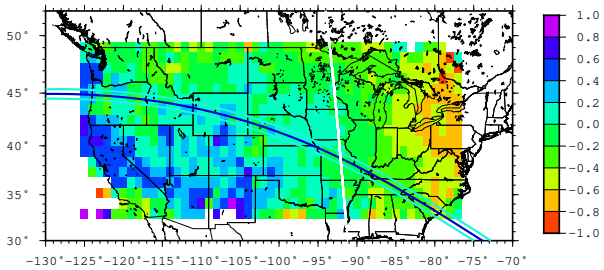


Fig. 4. Los ejes X e Y muestran la longitud y latitud geográficas, respectivamente. El valor de γ se muestra en códigos de color, con valores de referencia en la barra de color a la derecha. Se trazan los límites inferior y superior de la trayectoria de la totalidad del eclipse y una línea blanca que muestra la declinación geomagnética cero.

Para mejorar nuestra comprensión, realizamos una simulación de ΔVTEC utilizando el modelo GITM, como se muestra en las Figs. 5 a 8. Ilustramos la variabilidad de VTEC obtenida de las observaciones (mostrada en la línea negra en el panel inferior) y de la simulación generada por el modelo (mostrada en la línea verde punteada, también en el panel inferior). Hemos recalculado las grillas de VTEC a partir de las observaciones para esta comparación, adaptando nuestras celdas de latitud y longitud para que coincidan con las ejecuciones del GITM.

El parámetro γ es positivo en la región suroeste (por ejemplo, ver Fig. 5). El modelo captura adecuadamente la fase de decaimiento del ΔVTEC, aunque, en algunas ubicaciones, puede que no alcance el mínimo observado.

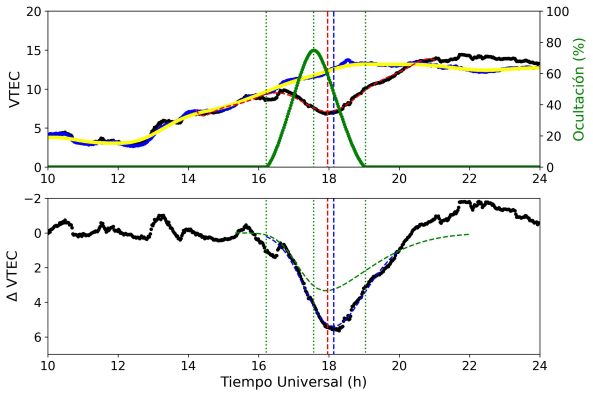


Fig. 5. Similar a la Fig. 2 para las variaciones del Contenido Electrónico Total Vertical (VTEC, por sus siglas en inglés) y ΔVTEC en 36° de latitud y 114° de longitud. En el panel inferior hemos agregado las variaciones de ΔVTEC obtenidas mediante GITM con una línea verde punteada.

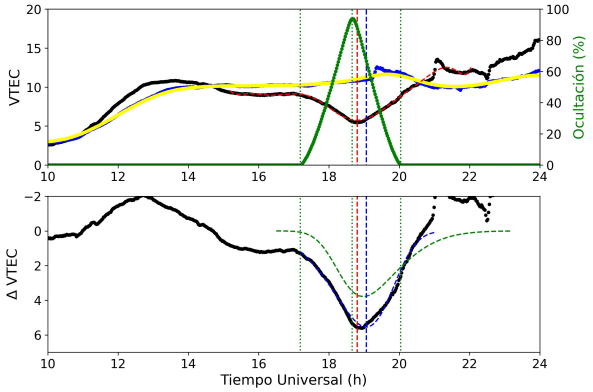


Fig. 6. Idem Fig. 5 para latitud 36° y longitud 81°.

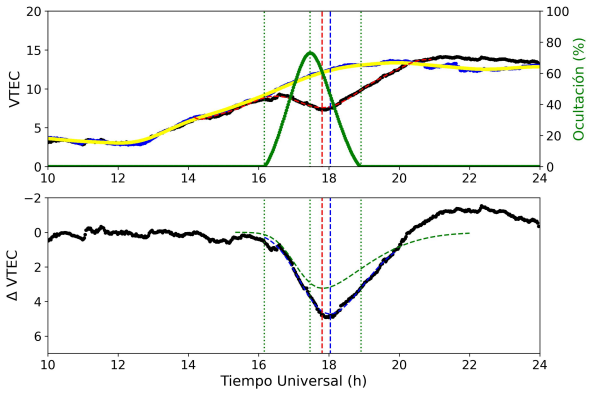


Fig. 7. Idem Fig. 5 para latitud 46° y longitud 114°.

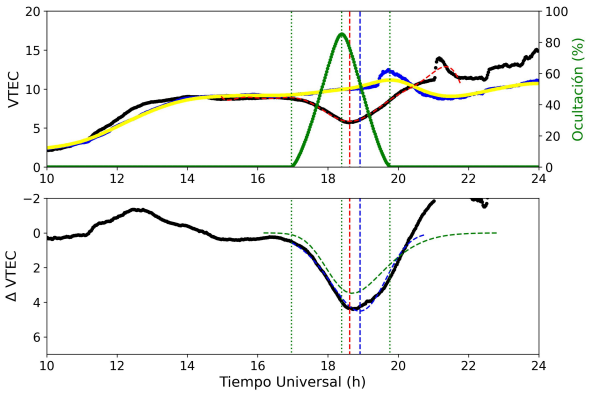


Fig. 8. Idem Fig. 5 para latitud 46° longitud 81°

La fase de recuperación es más lenta que la fase de decaimiento, y aunque el modelo coincide razonablemente bien con esta tendencia, la recuperación del modelo es notablemente más lenta que las observaciones. El γ es negativo en la región sureste (Figura 6). El modelo representa con precisión la fase de decaimiento, pero no alcanza el valor mínimo observado. La fase de recuperación observada es más abrupta que la fase de decaimiento, y el modelo se comporta de manera diferente al simular una fase de recuperación más lenta. Las Figuras 7 y 8 muestran ΔVTEC en latitudes más altas hacia el este y el oeste, respectivamente. En ambos casos, el decaimiento y el mínimo observado en el modelo son similares a las observaciones reales. La diferencia está en la fase de recuperación de la ionósfera.

4. Conclusiones

Aunque Cnossen et al. (2019) ya habían señalado diferencias entre el modelo GITM y las observaciones, hemos demostrado que estas no son uniformes y varían notablemente en diferentes ubicaciones de la zona estudiada. En resumen, el modelo no representa con precisión la fase de recuperación de la ionósfera, especialmente en la región hacia el este. Una razón para esto puede ser la deficiencia del modelo de transporte vertical en la simulación. Cnossen et al. (2019) mostraron que el desplazamiento vertical es cuatro veces menor de lo esperado por las observaciones. En su trabajo, utilizaron el Radar Incoherente de Millstone para la comparación. Además, se debe considerar el efecto del rellenado plasmasférico, ya que afecta principalmente la recuperación de las capas superiores de la ionósfera. Este efecto no se considera porque el modelo GITM no tiene en cuenta la contribución plasmasférica.

Referencias

Boitman O.N., Kalikhman A.D., Tashchilin A.V., 1999, JGR: Space Physics, 104, 28197
Bullett T., Mabie J., 2018, Geophys. Res. Lett., 45, 3690
Cherniak I., Zakharenkova I., 2018, Geophys. Res. Lett., 45, 1199
Cnossen I., et al., 2019, JGR: Space Physics, 124, 7341
Dang T., et al., 2018, JGR: Space Physics, 123, 7040

Goncharenko L.P., et al., 2018, Geophys. Res. Lett., 45, 4601
Jakowski N., et al., 2008, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 70, 836
Knížová P.K., Mošna Z., 2011, M.G. Beghi (Ed.), *Acoustic Waves*, chap. 14, 303–320, IntechOpen, Rijeka
Liu J.Y., et al., 2019, JGR: Space Physics, 124, 3623
Meza A., et al., 2021, Front. Astron. Space Sci., 8
Meza A., et al., 2022, Advances in Space Research, 69, 16
Momani M.A., Yatim B., Mohd Ali M.A., 2010, JGR (Space Physics), 115, A08321
Reinisch B.W., et al., 2018, Geophys. Res. Lett., 45, 1253
Rishbeth H., 1968, Space Science Reviews, 8, 543
Rishbeth H., Garriott O.K., 1969, H. Rishbeth, O.K. Garriott (Eds.), *Introduction to Ionospheric Physics*, *International Geophysics*, vol. 14, 87–125, Academic Press
Wang W., et al., 2019, JGR: Space Physics, 124, 2978

Hydrodynamic modeling of coronal loops

M. López Fuentes[1] & J.A. Klimchuk[2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *NASA Goddard Space Flight Center, USA*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 20 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Tal como se observa en imágenes en el Extremo Ultravioleta (EUV) y en rayos X, debido a la baja resistividad magnética y al bajo β del plasma, la corona solar se encuentra fuertemente dominada por el campo magnético y estructurada en forma de arcos. Esto es especialmente evidente en el caso de las regiones activas. A pesar de que los arcos observables aparentan tener espesor constante a lo largo de su longitud, dado que la mayor parte de la emisión coronal es difusa y el campo magnético se expande con la altura, la mayoría de los "arcos" debe tener sección transversal variable. En este trabajo estudiamos la evolución del plasma en arcos coronales con diferentes esquemas de variación de su sección transveral. El objetivo es analizar cómo estas variaciones afectan ciertas características observables de los arcos. Para ello utilizamos un código hidrodinámico unidimensional que modela la evolución de la temperatura, densidad y velocidad del plasma en arcos sometidos a calentamiento impulsivo. Estos parámetros son luego utilizados para obtener versiones sintéticas de líneas espectrales del EUV conocidas. Los diferentes regímenes de calentamiento, combinados con distintos esquemas de variación de la sección transversal, producen evoluciones que resultan en corrimientos Doppler y ensanchamientos no-térmicos característicos susceptibles de ser comparados posteriormente con observaciones espectrales reales.

Abstract / As observed in Extreme Ultraviolet (EUV) and X-ray images, due to the low resistivity and low plasma β, the solar corona is strongly dominated by the magnetic field and structured in the form of loops. This is specially evident in the case of active regions. Observationally distinct coronal loops appear to have constant width along their length. However, most of the emission from the corona is in a diffuse form, and the space-filling magnetic field must expand with height. Most "loops" therefore have a variable cross section. In this work, we study the evolution of the plasma in coronal loops with different schemes of cross-section variation. The aim is to analyze how these variations affect certain observable characteristics of the loops. To do that we use a one-dimentional hydrodynamic code that models the temperature, density and velocity of the plasma in loops submitted to impulsive heating. These parameters are later used to obtain synthetic versions of known EUV spectral lines. Different heating regimes, combined with differerent loop cross-section expansions, produce evolutions that result in characteristic Doppler shifts and non-thermal line broadenings that can be later compared with real spectral observations.

Keywords / Sun: activity — Sun: corona — Sun: flares — Sun: magnetic fields

1. Introduction

The structure of the solar atmosphere is usually separated in four regions with well defined physical characteristics: the photosphere, which is the Sun's radiant surface observable mainly in the visible range, with an effective temperature of about 6,000 K and a density of the order of 10^{17} cm^{-3}; the chromosphere, at a height between 500 and 2,000 km from the photosphere, with temperatures ranging between 4,500 and 20,000 K and densities of the order of 10^{12} cm^{-3}; the transition region (TR), only a few hundred of km thick, where temperature increases by two orders of magnitude; and the corona, with typical temperatures of a millon K and densities of 10^{9} cm^{-3}. The fact that the solar corona is between two and three orders of magnitude hotter than the underlying photosphere and chromosphere has been the focus of intense investigation for several decades (Klimchuk, 2015). It is widely accepted that the origin of the heating must be necessarily related to some kind of dissipation of the magnetic field, since it is the only source, in those low density regions, capable of providing the required amount of energy. Among the mechanisms proposed to explain coronal heating are: the injection of stress into the magnetic structures followed by reconnection (the so-called nanoflare model), the dissipation of Alfvén waves, and the presence of magnetohydrodynamic turbulent cascades (for a review of the proposed mechanisms, see e.g., Priest, 2014).

The generally low resistivity of the astrophysical plasmas leads to the frozen-in condition of the plasma and the magnetic field. This, together with the low ratio of the plasma presure to the magnetic presure (known as the plasma β) present in the low solar corona, makes it strongly dominated and structured by the magnetic field. The observable manifestation of this structuring is particularly evident in active regions with the presence of so-called coronal loops, elongated arches along which the plasma is confined. Any model proposed to explain coronal heating must be consistent with the observed characteristics of these loops (López Fuentes &

✉ *Contact* / lopezf@iafe.uba.ar Research article

Klimchuk, 2015). The confinement of the plasma along the loops allows for the hydrodynamic modeling of the plasma evolution in one-dimension (1D) (see, e.g., Reale, 2014).

In this article we use a 1D hydrodynamic code to explore how different loop geometric configurations, in terms of different schemes for the expansion of their cross-section along them, affect the evolution of the plasma. We also study how this translates into observable spectral line characteristics. In Section 2, we briefly describe the hydrodynamic code implementation and the different loop geometries considered. In Section 3, we analyze the evolution of the coronal plasma obtained with the numerical code and we study observable parameters of a number of extreme-ultraviolet (EUV) synthetic spectral lines constructed from the model. We summarize our results and conclude in Section 4 .

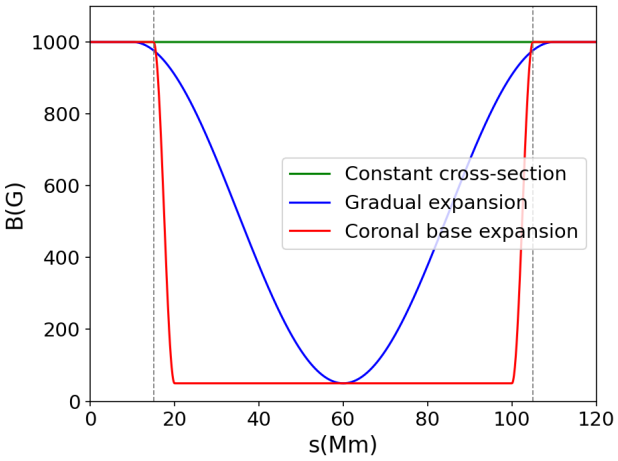


Fig. 1. Magnetic field profiles used for the modeled loops.

2. Loop modeling

2.1. Hydrodynamic code

To model the evolution of coronal loops we use the HYDRAD code (Bradshaw & Cargill, 2013), which solves the hydrodynamic equations of continuity, momentum and energy conservation in the magnetic field direction. The code considers two fluids (electrons and protons) and uses an adaptive mesh refinement procedure for regions where high gradients are present. The main input or the code is a heating prescription, $H(s,t)$, providing as output the evolution of the temperature, $T(s,t)$, particle density, $n(s,t)$, and plasma velocity, $v(s,t)$, where s is the spatial coordinate along the loop and t is the time.

For the simulations presented in this article we consider loops heated by impulsive events known as nanoflares, which result from the fast release by reconnection of magnetic energy injected into coronal magnetic structures by the constant displacement and shuffling of their photospheric bases (see Klimchuk, 2015). We let the loops evolve along 5,000 s, heating them at the begining of the evolution ($t = 0$) with a nanoflare simulated as a heating triangular function of 200 s duration and 0.05 erg cm^{-3} s^{-1} peak, applied uniformly along the loop. As a boundary condition we include a chromosphere of 15 Mm depth and 20,000 K temperature. The choice of such broad chromospheric layer is to ensure the availability of enough plasma to be evaporated into the corona during the impulsive phase of the nanoflare. The loops considered are semicircular and contained in a plane perpendicular to the local solar surface.

2.2. Loop geometry

A common approximation of hydrodynamic models is to consider loops with constant cross-sections. However, as a consequence of the conservation of magnetic flux along the loops ($\Phi \propto A.B$, where A is the loop cross-section and B is the magnetic field), magnetic force-free models suggest that loops should expand with height in proportion to the inverse of a decreasing magnetic field, $A \propto 1/B$. An even more realistic configuration accounts for the fact that the field is concentrated in small patches in the high-β photosphere and expands abruptly with height near the interface separating the chromosphere and the corona (see, e.g., Gabriel, 1976).

Fig. 1 shows three idealized cases of magnetic field profiles along the loop corresponding to the situations just described. In these profiles the varying field segments are modeled using cosine functions with the proper spatial parameters. The functions are continuously differentiable. The green curve corresponds to the simplest case of constant magnetic field along the loop, the blue curve shows a gradually decreasing magnetic field from the loop base to the top, and the red curve corresponds to the extreme case of a loop whose field decreases abruptly along a short segment of 5 Mm above the top of the chromosphere (location indicated with a dashed grey vertical line). Alternatively, each of these cases corresponds to: constant cross-section from the base to the top of the loop (green curve), gradual expansion between the photospheric base and the top of the loop (blue curve), and expansion concentrated at the coronal base. We choose values for the magnetic field both at the base and the top of the loops. These values are chosen consistent with force-free models of actual active regions. With these characteristic values the cross-section undergoes a 20-fold expansion from base to top. Here, we model loops with the three just described geometric configurations. As shown in Fig. 1, the full loop length is 120 Mm. The TR and coronal portion of the loops is then about 90 Mm long (region in between the two vertical dashed lines). As initial conditions for the temperature and density of the loops the code automatically computes the optimal equilibrium solution profiles for the imposed boundary conditions.

3. Results

3.1. Coronal plasma evolution

Fig. 2 shows the temporal evolution of the mean coronal temperature (panel a) and density (panel b) and

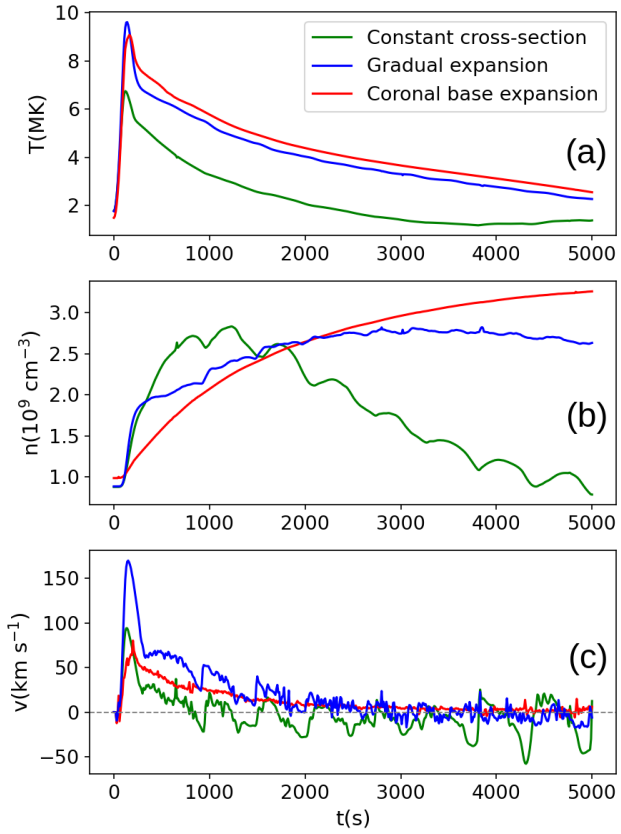


Fig. 2. Temporal evolution of the mean coronal temperature (a), mean coronal density (b), and coronal base velocity (c), for the three analyzed loop cross-section expansion cases.

Table 1. List of ions, central wavelengths and formation temperatures of the modeled EUV spectral lines.

Ion	λ_0[Å]	T[MK]
FeVIII	194.66	0.417
SiVII	275.35	0.589
FeX	184.54	0.977
FeXI	188.23	1.17
FeXII	195.12	1.38
FeXIII	202.04	1.58
FeXIV	274.2	1.82
FeXV	284.16	2.09
CaXIV	193.87	2.95
FeXVII	254.35	5.37
FeXIX	592.24	7.76

the plasma velocity at the coronal base (panel c) for the three expansion cases described in Section 2.2. The means are computed between $s = 20$ Mm and $s = 100$ Mm and the velocity corresponds to the $s = 20$ Mm position.

As seen in Fig. 2a, in all three cases the impulsive heating produces an initial fast increase in temperature (over the first 100 s). This promotes, through thermal conduction, a fast evaporation of plasma from the chromosphere, as evidenced by the density and velocity evolutions during the heating phase (panels b and c). The increase in coronal density favors the subsequent removal of thermal energy by radiation, as a consequence of which, the plasma begins to drain from the loops. However, it can be noticed in Fig. 2b that the plasma drains in a much faster way in the constant cross-section case than in the gradual case. In the case of the coronal base expansion, the evaporation continues during the full analyzed evolution, although at a decreasing rate. In this case draining would start much later in the evolution. This prolonged process of evaporation and radiative cooling indicates the presence of a persistent quasi-balance between thermal conduction, chromospheric evaporation, and radiation losses in variable cross-section loops (see, e. g., the analysis by Reep et al., 2024).

3.2. Synthetic spectral line analysis

From the obtained loop evolutions we compute the intensity of different EUV spectral lines using the expression (see López Fuentes & Klimchuk, 2022):

$$I_i(s,t) = n^2(s,t)\ G_i(T(s,t)), \tag{1}$$

where $G_i(T)$ is the contribution function of the line associated to ion i. In Table 1 we list the corresponding ions, central wavelengths and formation temperatures of the modeled lines. We model each instantaneous line profile using gaussian functions of width:

$$w(s,t) = \frac{\lambda_0}{c}\left(\frac{2kT(s,t)}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2}$$

where λ_0 is the line wavelength at rest and m_i is the ion mass. The line profile is centered in wavelength:

$$\lambda(s,t) = \lambda_0\left(1 - \frac{v(s,t)}{c}\right), \tag{3}$$

to account for the Doppler shift. To obtain average loop emissions we integrate the lines temporally along the analyzed evolution and spatially along the full length of the loops.

To study the effect of the cross-section expansion on the integrated lines, we apply the usual spectral analysis procedure based on the computation of the moments of the line profiles. The first moment, $M_1 = \int \lambda I(\lambda) d\lambda / \int I(\lambda) d\lambda$, relates to the Doppler shift velocity as:

$$V_D = \left(\frac{M_1}{\lambda_0} - 1\right) c. \tag{4}$$

Similarly, the second moment, $M_2 = \int (\lambda - M_1)^2 I(\lambda) d\lambda / \int I(\lambda) d\lambda$, relates to the line broadening produced by non-thermal processes as:

$$\xi = \left(\frac{2c^2}{\lambda^2} M_2 - \frac{2kT}{m_i}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

Fig. 3 shows, for the three cross-section expansion cases analyzed, the Doppler-shift velocity, V_D (panel a), and the non-thermal velocity, ξ (panel b), as a function of the formation temperature of the modeled spectral lines.

The comparison between the results of Fig. 2 and the spectral line parameters from Fig. 3 provides an interpretation of the observable characteristics of the lines, relating them to the plasma evolution. Notice that the

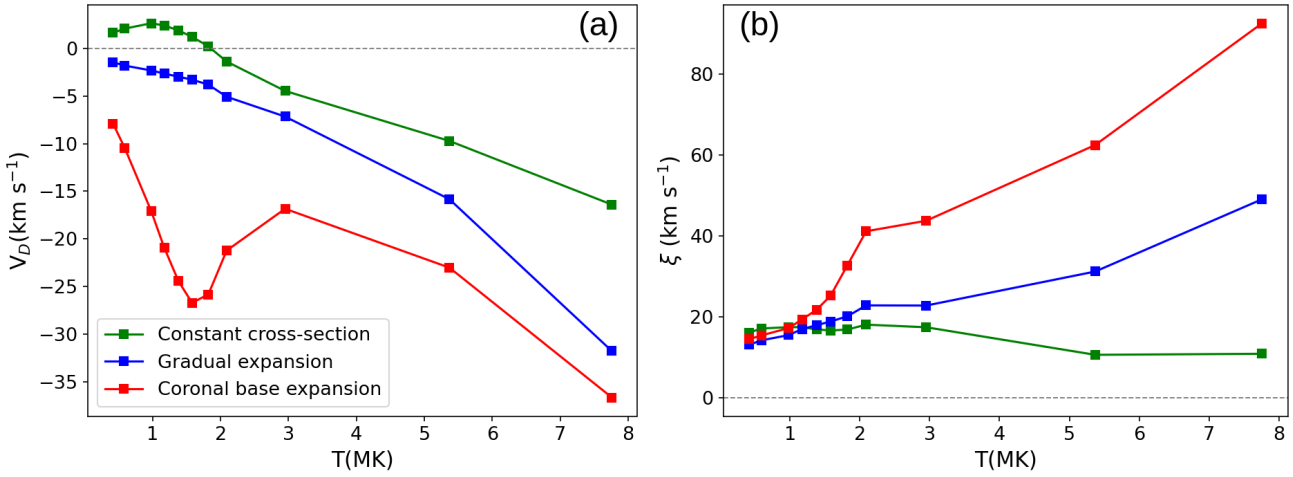


Fig. 3. a) Doppler-shift and b) non-thermal velocities obtained from the modeled EUV spectral lines listed in Table 1.

velocities in Fig. 2c and the Doppler velocities in Fig. 3a have opposite signs, since the former are defined positive (upflows) going upwards from the photosphere (according to the model convention), while Doppler velocities are defined positive away from the observer (downflows, assuming observations on the solar disk).

In the three analyzed cases the stronger upflows occur at the highest temperatures during the impulsive heating phase (velocity peaks in Fig. 2c). In the case of constant cross-section (green curve in Fig. 3a), downflows and draining occur during the radiative cooling phase when the temperature has dropped below about 2 MK, consistent with the Doppler velocities observed in the coldest lines. In the case of gradual expansion (blue curve in in Fig. 3a), the density increase continues up to 3,000 s in the evolution and a substantial plasma precipitation is not reached in the 5,000 s analyzed. For this reason, in this case all Doppler velocities correspond to upflows along the whole analyzed temperature range. Finally, consistently with the high temperatures and sustained upflows observed in Fig. 2, the coronal-base expansion case (red curve in in Fig. 3a) presents the higher Doppler velocities with a similar increase at the highest temperatures. Interestingly, the curve presents a switchback between 1.5 and 3 MK. This behavior is likely due to the fact that, for flow continuity, the material evaporating from the chromosphere decreases its mean velocity when it reaches a wider cross-section. This occurs in coincidence with a temperature increase when it is injected into the corona. Hence, the Doppler velocity decreases (in absolute value) with increasing temperature in the aforementioned interval.

For the non-thermal broadening (Fig. 3b), the estimated velocities are also consistent with the velocity variations observed in the plasma evolution at the corresponding temperatures. At low temperatures the three cases show non-thermal velocities of the order of 20 km s^{-1}. The coronal base expansion case departs from this up to 40 km s^{-1} at 2 MK and continues ascending in velocity at highest temperatures. The constant cross-section case mantains non-thermal velocities between 10 and 20 km s^{-1} along the full termperature range. The gradual expansion case is intermediate between the other two. These results are generally consistent with the Doppler-shift velocities of Fig. 3a.

4. Conclusions

In this article we analyze the effect that the cross-section expansion of coronal loops has on the plasma dynamics and on observable spectral line characteristics such as Doppler-shifts and non-thermal broadenings. The preliminary results presented here indicate that the evolution of the plasma, mainly its density, is strongly affected by the cross-section variation along the loops. Loops with variable cross-section maintain their high density during most of the analyzed evolution, in contrast with those with constant cross-sections, in which the plasma is rapidly drained from the loop as a consequence of the radiative cooling (see, e. g., Reep et al., 2024). This produces clearly identifiable differences on the observational output, as can be readily inferred from the analysis of synthetic spectral lines obtained from the model. We consider that the type of study presented here can be useful to guide the analysis of Doppler shifts and line broadenings in observations from future solar missions such as the Multi-slit Solar Explorer (MUSE, De Pontieu et al., 2022).

References

Bradshaw S.J., Cargill P.J., 2013, ApJ, 770, 12
De Pontieu B., et al., 2022, ApJ, 926, 52
Gabriel A.H., 1976, Phil. Trans. Roy. Soc. London Ser. A, 281, 339
Klimchuk J.A., 2015, Phil. Trans. Roy. Soc. London Ser. A, 373, 20140256
López Fuentes M., Klimchuk J.A., 2022, ApJ, 939, 17
López Fuentes M.C., Klimchuk J.A., 2015, BAAA, 57, 231
Priest E., 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*
Reale F., 2014, Liv. Rev. Sol. Phys., 11, 4
Reep J.W., et al., 2024, ApJ, 967, 53

El Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología: integrando la Astronomía con diversas áreas de la ciencia para la búsqueda de vida en el universo

X.C. Abrevaya[1,2,3,4]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Institute of Physics, Department of Astrophysics & Geophysics, University of Graz, Austria*
[4] *Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 05 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / La capacidad de nuestra especie para explorar el cosmos se ha expandido exponencialmente en los últimos 100 años, y junto con ello la posibilidad de buscar pruebas o indicios de la existencia de seres vivos fuera de la Tierra, en otros cuerpos planetarios. Así fue como a lo largo de las últimas décadas la astrobiología comenzó a delinearse como un área de la ciencia específicamente dedicada al estudio sobre el origen, evolución, y distribución de vida en el universo. En Argentina la astrobiología se ha desarrollado lentamente en consonancia con las temáticas preponderantes de la época en la disciplina a nivel mundial, que se iniciaron con SETI ("Search for Extraterrestrial Intelligence") y posteriormente se ampliaron hacia otras vertientes como los estudios de habitabilidad planetaria. Por otro lado, el trabajo en este campo implica el emprendimiento de investigaciones de forma interdisciplinaria, que aportan un valor agregado distintivo. En concordancia con ello, el Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología (Astrobio.ar), surge hace varios años basado en una labor colaborativa interdisciplinaria que involucra e integra diversas áreas de la ciencia, como la astronomía, la biología, y la geología, entre otras. Además de ésto se constituye como una estructura asociativa de tipo interinstitucional, ya que no sólo involucra investigadores de distintas áreas del conocimiento sino también pertenecientes a distintos institutos y organismos de Ciencia y Técnica de Argentina, a los que se suman colaboradores extranjeros. En esta charla brindaré una breve puesta al día sobre las investigaciones en el campo de esta disciplina llevadas a cabo por nuestro Núcleo de Investigación.

Abstract / The ability of our species to explore the cosmos has expanded exponentially in the last 100 years, along with the possibility of searching for evidence or signs of life beyond Earth, on other planetary bodies. This is how astrobiology began to take shape over the last few decades as a field of science specifically dedicated to studying the origin, evolution, and distribution of life in the universe. In Argentina, astrobiology has developed slowly, in line with the predominant themes of the time in the field worldwide, which began with SETI ("Search for Extraterrestrial Intelligence") and later expanded into other areas such as planetary habitability studies. On the other hand, work in this field implies conducting interdisciplinary research, which adds distinctive value. In line with this, the Argentinian Research Unit in Astrobiology was established several years ago, based on collaborative interdisciplinary work involving and integrating various scientific fields such as astronomy, biology, and geology, among others. Additionally, it is an inter-institutional associative structure, as it involves researchers from different areas of knowledge, as well as from various institutes and science and technology organizations in Argentina, along with international collaborators. In this article, I will provide a brief overview of the research in this field carried out by our Research Unit.

Keywords / astrobiology — planetary surfaces — stellar activity — flare stars — ultraviolet astronomy — meteorites

1. Introducción

La astrobiología es un área de la ciencia relativamente nueva que estudia el origen de la vida, su evolución en el universo (en el pasado o a futuro), así como también su distribución en el cosmos. Busca responder una diversidad de interrogantes, algunos de ellos muy antiguos, los que, debido a su complejidad, requieren de la interacción entre distintas disciplinas. El modelo que representa a la astrobiología como especialidad se corresponde con un área multidisciplinaria en cuanto a su contenido e interdisciplinaria en cuanto a su ejecución. Esto último requiere de un esfuerzo específico orientado a la coordinación de diferentes áreas de las ciencias que deben interactuar íntimamente (Des Marais et al., 2003).

Siguiendo este modelo, en nuestro país y alrededor del año 2016, se consolida formalmente el Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología "Astrobio.ar´´ (www.astrobioargentina.org). Dicho Núcleo surge como producto de un trabajo conjunto previo junto a distintos investigadores del país que se fortaleció a lo largo de los años, donde se aunaron esfuerzos para emprender

✉ *Contacto* / abrevaya@iafe.uba.ar

Invited review

un abordaje de investigación interdisciplinario en el área de la astrobiología que involucra temáticas desarrolladas en Argentina, en conjunto con colaboradores en el exterior. Estas temáticas involucran una combinación de astronomía, astrofísica, biología y geología (si bien en este artículo por razones de extensión no se abordarán los aspectos históricos de la astrobiología en Argentina, que involucran además al Proyecto SETI, para una descripción detallada del tema se sugiere consultar Abrevaya, 2020, 2025).

La estructura organizativa de tipo Núcleo, poco frecuente en Argentina, surge a partir de la necesidad de crear un tipo de entidad interinstitucional e interdisciplinaria y que se corresponde con una estructura transversal, a diferencia de los grupos de investigación que suelen estar más limitados en cuanto a su complejidad organizativa y que poseen una estructura, en general, vertical. Por otro lado, se ha tomado como base el antecedente de Brasil con su "Núcleo de Pesquisa em Astrobiologia" (Universidad de São Paulo, Brasil), del cual fui parte durante mi etapa postdoctoral. En general, los Núcleos de investigación son entidades destinadas a potenciar la investigación colectiva en distintos campos temáticos relevantes para una disciplina, para la sociedad, y para el trabajo inter e intra-disciplinario⋆.

Como fue mencionado previamente, la organización de un Núcleo puede tomar distintas formas, en nuestro caso el Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología se constituye como una entidad inter- o multi-institucional, multidisciplinaria en su composición e interdisciplinaria en la ejecución de sus tareas y temas de investigación. Posee una coordinación-dirección a la que se suman varios miembros fundadores y otros colaboradores en Argentina y en el exterior (ver Sección 6).

El presente artículo pretende hacer una breve revisión y puesta al día sobre el estado del arte de las distintas líneas de investigación que se llevan adelante actualmente como parte de este Núcleo de Investigación.

2. Motivación, objetivos, líneas de investigación, y metodologías

La motivación inicial para emprender líneas de investigación en astrobiología tuvo como punto de partida el buscar una combinación interdisciplinar entre la astronomía o astrofísica y la biología, especialmente para abordar temáticas relacionadas con la astrofísica estelar y la habitabilidad planetaria y con la intención de mejorar estudios previos de la comunidad científica en este campo. Posteriormente, a los trabajos abordados desde una combinación de astronomía, astrofísica y biología, se sumaron otras áreas como la cosmoquímica o la geología requeridas para el abordaje interdisciplinario de otras líneas de investigación tales como aquellas vinculadas a temas como la transferencia interplanetaria de vida mediada por meteoritos (conocida como Hipótesis de la litopanspermia), a estudios sobre habitabilidad planetaria, y al estudio de ambientes hipersalinos en el contexto terrestre y extraterrestre en el caso de lo que se conoce como análogos planetarios.

Las actuales líneas de investigación que lleva adelante el Núcleo pueden dividirse en tres ejes temáticos principales, los que tienen asociados distintos proyectos:

- Radiación y habitabilidad planetaria en el sistema solar y exoplanetas: Proyecto BIOSUN, Programa EXO-UV.
- Habitabilidad y análogos planetarios en el sistema solar: Programa SISS ("Salts in the Solar System") y otros proyectos colaborativos.
- Meteoritos, origen de la vida y litopanspermia: Proyecto BIOSUN y otros.

Estos ejes temáticos no están aislados sino que a su vez presentan conexiones entre sí. Por un lado, los estudios de habitabilidad se enfocan en investigar ambientes altamente irradiados en entornos planetarios. A ésto se suman los estudios en ambientes hipersalinos (es decir, aquellos con concentraciones preponderantes de sales, que existen tanto en la Tierra como en otros planetas, por ejemplo, Marte). Por otro lado, los cristales de sal presentes en ambientes hipersalinos, como por ejemplo los cristales de halita (cristales de NaCl), presentan propiedades protectoras para la vida (en particular, microorganismos) considerando factores como la radiación y otros factores ambientales. De igual forma, la temática que involucra la hipótesis de la litopanspermia, también puede ser abordada considerando estas líneas de investigación ya que nos enfocamos en el paso interplanetario de dicho proceso, el cual involucra exposición a radiación. También en este caso los cristales de sal podían servir como estructuras de protección y preservación de los microorganismos. El Núcleo además se encuentra desarrollando otras temáticas vinculadas como parte de proyectos colaborativos que se abordan en paralelo.

En cuanto a las metodologías de trabajo, nuestros estudios son innovadores ya que además de la combinación entre áreas, implican una combinación de abordajes mixtos que implican estudios teóricos (con el uso de modelos) y observacionales para recabar datos astronómicos y astrofísicos, que luego se utilizarán como parámetros para ser utilizados en simulaciones experimentales en condiciones de laboratorio, donde se busca evaluar sus efectos e impacto sobre formas de vida microbiana. En muchos casos también se aplican conocimientos del área de la geología o la cosmoquímica para complementar dichos esudios.

En las próximas secciones se brindará un panorama general de los proyectos actuales llevados adelante por nuestro Núcleo, así como sus alcances y proyecciones futuras.

3. Radiación y habitabilidad planetaria

La mayoría de los trabajos de investigación que apuntan a dilucidar el impacto de la radiación de origen astrofísico sobre la vida se basan en: 1) Estudios astrofísicos con abordajes que utilizan estimaciones teóricas basadas en predicciones de efectos biológicos tomados de la literatura y así es que utilizan datos de experimentos rea-

⋆De acuerdo a la definición de la Facultad de Ciencias Sociales de la Universidad de Chile: `https://facso.uchile.cl/sociologia/archivo-departamento-de-sociologia/nucleos-de-investigacion`

lizados habitualmente en contextos de otras áreas. 2) Estudios biológicos sobre la tolerancia o resistencia de los microorganismos a la radiación, en general basados en experimentos para determinar la tolerancia de microorganismos a ciertos niveles de radiación sin correlación o débilmente correlacionados con los datos astrofísicos.

Esto genera resultados en donde se pierden aspectos importantes, tanto astrofísicos o astronómicos como biológicos. Debido a la falta de estudios que contemplen y combinen ambos aspectos, surgen dos proyectos interdisciplinarios llevados adelante por nuestro Núcleo que buscan expandir y mejorar estudios previos en este campo por la incorporación de abordajes experimentales de laboratorio (Programa EXO-UV y Proyecto BioSun). Dichos abordajes experimentales tienen como objetivo recrear las condiciones que se encuentran en otros entornos planetarios o en el medio interplanetario, con el uso de facilidades existentes (ej.: aceleradores) o equipamientos especialmente diseñados para tal fin (cámaras de simulación u otro tipo de dispositivos).

En cuanto a los modelos biológicos, nuestro trabajo se basa principalmente en el uso de microorganismos. Esto se debe a que en astrobiología se considera que una forma de orientar nuestra búsqueda de vida en otros planetas es basándose en "vida tal como la conocemos" y estas formas de vida, en particular, son las que poseen más chances de ser halladas en otros planetas debido a que son capaces de soportar un rango más amplio de condiciones fisicoquímicas extremas, son las especies más abundantes y las que poseen mayor diversidad en la Tierra, y las primeras en surgir en el camino evolutivo (formas de vida simple son las que conducen a formas más complejas). Por otra parte, su amplia variedad de metabolismos y su plasticidad adaptativa, hace pensar que podrían existir en ambientes con condiciones diversas y muy diferentes a las terrestres.

3.1. Programa EXO-UV

En las últimas décadas se han detectado miles de exoplanetas y existe interés en determinar si podrían estar habitados o si poseen capacidad potencial para albergar vida. Estos incluyen una proporción de cuerpos planetarios con masas y radios los que, dejando las incertezas y limitaciones de estos para el cálculo de sus densidades, serían compatibles con planetas de tipo rocoso. Entre ellos podemos encontrar aquellos que orbitan estrellas cercanas de baja masa (por ejemplo Borucki et al., 2013; Quintana et al., 2014; Anglada-Escudé et al., 2016, entre otros), situados en la zona habitable, definida como la región alrededor de una estrella donde puede existir agua líquida en la superficie de un planeta (Kasting et al., 1993; Kopparapu et al., 2013). A partir de esta definición básica relacionada a la zona de habitabilidad de agua líquida, impuesta como criterio indispensable para la existencia de vida tal como la conocemos, es posible ampliar la definición de "habitabilidad planetaria" como la capacidad de un cuerpo planetario para desarrollar y mantener un entorno propicio para la vida durante un período prolongado de tiempo (Cockell et al., 2016). Entre los requisitos esenciales para la habitabilidad planetaria se encuentran no sólo la presencia de agua líquida, sino también la existencia de moléculas orgánicas, fuentes de energía, entre otros, todos fundamentales para la vida tal como la conocemos. Sin embargo es necesario considerar también aquellos factores que pueden limitar la habitabilidad planetaria tales como la radiación estelar (ej.: Hanslmeier, 2018; Abrevaya & Thomas, 2018). En particular, el rango UV (200 - 400 nm) es relevante, ya que la radiación UV puede alcanzar la superficie de un planeta dependiendo de la presencia o ausencia de atmósfera y de su composición, pudiendo tener efectos directos o indirectos sobre la vida. La radiación de longitudes de onda del UVC (200 - 280 nm)** y UVB (280 - 315 nm) son las que resultan más dañinas para la vida debido a su capacidad de producir daño directo o indirecto sobre el ADN y otras moléculas y estructuras celulares (para más detalles del tema ver Abrevaya & Thomas, 2018).

La mayor parte de las investigaciones previas que consideran a la radiación estelar como factor limitante para la habitabilidad en exoplanetas se han centrado mayormente en planetas que orbitan estrellas de tipo dM, a pesar de que otro tipo de estrellas como las F, G y K, también poseen vidas en la secuencia principal lo suficientemente largas como para permitir el desarrollo de la vida. Esto se debe en parte a que la abundancia de las estrellas varía en nuestra galaxia, y las de tipo dM representan la mayoría, siendo alrededor del 75 % (Jiang et al., 2024). Si bien las estrellas de tipo G resultan relevantes para búsqueda de vida, ya que son similares al Sol y podrían dar lugar a condiciones similares a las terrestres lo que podría favorecer el surgimiento de vida tal como la conocemos, debido a que las estrellas M son aproximadamente ocho veces más abundantes, hay fracción significativamente mayor de exoplanetas descubiertos orbitando estrellas dM. Aparte de esto debemos sumar el hecho de que resulta mucho más fácil detectar planetas que orbitan estrellas M debido a su menor luminosidad (1.3 ± 0.3 planetas con masas entre 1 y 10 veces la de la Tierra; Sabotta et al., 2021), aunque aunque estudios recientes muestran que los planetas que orbitan estrellas de tipo K serían más fácilmente detectables existen otros factores que hacen que las extrellas dM sigan siendo los targets preponderantes (para una discusión detallada del tema se sugiere consultar Abrevaya, 2025). Por otra parte, el impacto de eventos como flares y superflares podría ser mayor en planetas que orbitan estrellas dM, ya que sus zonas habitables están desplazadas al ser estrellas más frías que el Sol y ubicadas mucho más cerca de la estrella (Scalo et al., 2007; Dressing & Charbonneau, 2015).

Estudios previos de otros autores han evaluado el impacto de estelar sobre la vida mediante modelos teóricos que emplean datos biológicos empíricos extraídos de la literatura. Estos abordajes presentan algunos problemas tales como: (i) estimaciones inexactas del flujo de radiación UV en la superficie del planeta asumiendo composiciones atmosféricas poco realistas para el tipo espectral y la actividad de la estrella (por ejemplo, las atmósferas ricas en O_2 similares a las de la Tierra son poco probables en planetas que orbitan enanas M, como lo mues-

**Muchas veces también referido con el rango 100 - 280 nm

tran Johnstone et al. 2019); (ii) estimaciones incorrectas del impacto biológico de la radiación UV, basadas en extrapolaciones de datos de UV-BAS (espectro de acción biológico UV) o UV-LD (dosis letal UV) que pueden llevar a obtener conclusiones erróneas. Por un lado, no se puede predecir la mortalidad de una población microbiana a partir del BAS (éste da sólo información sobre la efectividad de una longitud de onda de producir un daño biológico específico) y por otro, la LD no admite extrapolaciones fuera del rango experimental de trabajo de donde se obtuvieron esos valores, ya que no se pueden predecir los efectos de altas fluencias de radiación UV (como en el caso de flares y superflares), a partir de valores obtenidos a bajas fluencias de radiación UV (que son usualmente los informados para LD en la literatura). Para una explicación detallada del tema se sugiere consultarAbrevaya et al. (2020); Abrevaya et al. (2024a).

Cabe destacar que gran parte del conocimiento disponible en la literatura sobre los efectos de la radiación UV en los microorganismos proviene de estudios centrados en la luz solar en ecosistemas terrestres o en luz UV artificial como la vinculada a la evaluación de los procesos de desinfección. En ambos casos, la distribución espectral de energía y la intensidad de la radiación incidente pueden ser considerablemente diferentes de las que los exoplanetas recibirían, especialmente cuando consideramos eventos como flares estelares o superflares. Por ejemplo, los microorganismos expuestos a luz solar en la Tierra no estarían sometidos a longitudes de onda altamente dañinas de la radiación UVC y, en menor medida, de la radiación UVB, que podrían estar presentes en la superficie de los exoplanetas. Además las emisiones de radiación durante los flares y superflares (tasas de fluencia y fluencias), son significativamente mayores a las que los microorganismos terrestres están expuestos en su entorno natural o a las que son sometidos artificialmente durante procesos vinculados a la desinfección (esto lleva a problemas con el uso de la LD, expresado en el párrafo anterior). Por ello, el impacto biológico de la radiación UV durante estos eventos astrofísicos no puede deducirse de los datos existentes en la literatura generados hasta entonces, que no poseen correlato con este tipo de emisiones de radiación.

La falta de estudios interdisciplinarios y experimentales diseñados específicamente para desentrañar los efectos biológicos de la radiación UV estelar en entornos exoplanetarios, en particular con enfásis en estos eventos, ha motivado la creación de un proyecto colaborativo internacional, el Programa EXO-UV, llevado adelante por el Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología y colaboradores en el exterior, integrado por astronónomos, astrofísicos, y biólogos (Abrevaya et al., 2014a; Abrevaya, 2025).

Los estudios realizados por nuestro grupo de investigación bajo este Programa constituyeron la primera prueba experimental de los efectos que flares o superflares podrían tener sobre la vida (Abrevaya et al., 2020). Estos trabajos han evidenciado que el uso de modelos basados en datos empíricos de la literatura, tales como los empleados por otros autores en trabajos previos, parecen subestimar la capacidad de la vida microbiana para tolerar altas tasas de fluencia de radiación UV y fluencias comparables a las de los flares y superflares (Abrevaya et al., 2020; Abrevaya, 2025). En estos primeros estudios hemos evaluado la supervivencia de microorganismos expuestos a altas tasas de fluencia de radiación germicida (UVC=254 nm) tales como las que recibirían de un flare o un superflare, tomando como casos de estudio el planeta Proxima b (Abrevaya et al., 2020) y el sistema planetario TRAPPIST-1(Abrevaya et al., 2024a).

Resultados previos obtenidos por otros autores predecían bajas chances de supervivencia para formas de vida de tipo microbiana al ser expuestos a este tipo de eventos, o estar en condiciones de apantallamiento (bajo atmósferas con ozono, o sumergidos debajo de superficies oceánicas) aún en el caso de microorganismos radiotolerantes. En contraste, a partir de nuestros estudios hemos demostrado que subpoblaciones de microorganismos muestran capacidad de tolerar estas altas fluencias de UV, completamente expuestos a la radiación sin la protección de una atmósfera o sumergidos bajo cuerpos de agua. Más aún, dichos resultados se han obtenido para microorganismos tanto susceptibles como tolerantes a la radiación UV, por lo que los mismos no requerirían ser radiotolerantes al UV para que existan subpoblaciones capaces de sobrevivir a altas fluencias, contrariamente a lo propuesto en estudios anteriores de otros autores. A partir de estas subpoblaciones minoritarias de microorganismos que toleran estas altas fluencias de radiación, se podrían restablecer las poblaciones de microorganismos, evitando así la extinción de la población.

Como resultado adicional, también hemos evaluado si otras atmósferas distintas de aquellas que contienen ozono, tales como las compuestas de N_2 y CO_2, y que serían más factibles de existir en planetas que orbitan estrellas de tipo dM, serían capaces de ofrecer apantallamiento considerando radiación UV (200 - 400 nm). A través del uso de modelos de transferencia radiativa, considerando distintas presiones y porcentajes de N_2 y CO_2, evidenciamos que dichas atmósferas proveen apantallamiento considerable para las longitudes de onda más dañinas como el UVC y el UVB en función del incremento de la concentración de CO_2 y presión atmosférica (Abrevaya et al., 2020).

Actualmente nos encontramos evaluando la evolución de la subpoblación microbiana después de dichos eventos para testear como se restablece la población microbiana (recrecimiento post-irradiación). Asi también, debido a que estos resultados corresponden a un evento único, resulta necesario evaluar el efecto biológico de eventos repetitivos sobre superficies planetarias hipotéticas (supervivencia luego de la exposición a flares repetitivos) trabajo que nos encontramos realizando al momento de la escritura de este artículo.

3.2. Proyecto BioSun

Se hipotetiza que la vida en la Tierra se originó hace unos 3800 millones de años. Durante éstas etapas tempranas, el Sol era una estrella mucho más activa que en la actualidad, por ende presentaba mayor actividad magnética y la radiación emitida por debajo de los 170

nm era más elevada. Estos flujos de radiación y actividad magnética incrementada podrían haber jugado un papel en la evolución de las atmósferas, las condiciones de superficie planetarias, y por lo tanto, haber sido un factor relevante en el origen y evolución de la vida en el sistema solar. Los análogos estelares solares son de utilidad como modelos para proporcionar información sobre las características del Sol joven (Güdel, 2007).

Parte de los objetivos de investigación de nuestro Núcleo, consiste en el abordaje del estudio de la radiación estelar del Sol joven (con el uso de estrellas análogas solares) para evaluar su influencia en el origen de la vida en la Tierra (y en el sistema solar). Esto incluye también estudios para evaluar otros procesos hipotéticos como la litopanspermia, ya que el paso del viaje interplanetario, involucra la exposición a distintos tipos de radiación. Si bien existen estudios en la literatura, pocos de ellos han sido encarados de manera interdisciplinaria. Esto ha dado lugar a la creación del Proyecto BioSun (Abrevaya et al., 2013; Abrevaya et al., 2014b) otro proyecto colaborativo interdisciplinario e internacional perteneciente a nuestro Núcleo.

Como parte de este proyecto se propone la caracterización de la radiación emitida por Sol joven en el Sistema Solar (en períodos de tiempo compatibles con el surgimiento de la vida) para cuantificar el ambiente de radiación de cuerpos planetarios que son o podrían haber sido habitables. Para ello se plantean analizar análogos solares compatibles con el Sol joven durante el período cercano al origen de la vida en la Tierra, tales como, por ejemplo, κ^1 Cet, una estrella ampliamente estudiada y que representa un buen modelo del Sol joven en términos de parámetros tales como temperatura, masa, radio, y metalicidad (ver, por ejemplo,(Ribas et al., 2005; Güdel, 2007; Ribas et al., 2010)). Además, se sabe que las estrellas jóvenes tienen erupciones más frecuentes que las estrellas más viejas, y por lo tanto con una tasa más elevada de flares y superflares (ver, por ejemplo, Maehara et al., 2012; Balona, 2015; Davenport, 2016), lo que hace que estos estudios sean relevantes por el impacto que pudieran tener estos eventos sobre la vida, suponiendo que también se pudiesen haber dado en el Sol joven. Esta cuantificación resulta necesaria para generar en condiciones simuladas en el laboratorio y poder explorar el impacto en formas de vida simples en la Tierra primitiva o en otros cuerpos planetarios del sistema solar, comparándolo con el registro fósil microbiano. Por otro lado, cabe considerar la posibilidad de litopanspermia entre cuerpos planetarios en ese período teniendo en cuenta que el intercambio de material meteorítico pudo haber sido común en el período reportado para el posible surgimiento de la vida terrestre (entre 4100 y 3800 millones de años), durante el hipotético "bombardeo intenso tardío" (más conocido como LHB, por sus siglas en inglés), cuando la Tierra y otros planetas interiores del Sistema Solar recibieron un alto influjo de meteoritos que impactaron sus superficies.

Para los estudios de litopanspermia se toma como modelo el meteorito Nakhla (que se supone originado en Marte) ya que contiene cristales de halita (cristales de NaCl) en su interior. Se postula que estos cristales podrían servir como estructuras de protección y preservación de formas de vida microbianas (ver detalles en la Sec. 4 y en Abrevaya et al., 2023). En este sentido hemos demostrado que los cristales de halita pueden conferir protección a microorganismos frente al vacío (en el orden de 10^{-5} Pa) y a la radiación UV de vacío (VUV, de sus siglas en inglés, en el rango de 57,6 - 124 nm) en valores equivalentes de fluencias que representarían un superflare en el Sol joven considerando las órbitas de Venus, Marte y la Tierra (utilizando κ^1 Cet como análoga del Sol joven). La capacidad de estos cristales de otorgar protección a formas de vida microbiana mostró ser mayor a la de otro tipo de cristales compuestos por mezclas de NaCl con otras sales. Hasta el momento sólo se había evaluado la protección de la halita frente al UV (200 - 400 nm) y en fluencias sin un correlato astrofísico detallado (Fendrihan et al., 2009) por lo que nuestro trabajo resultó un aporte novedoso desde el punto de vista de su abordaje y resultados. Dichos experimentos fueron realizados como parte de una colaboración internacional, en el Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron (LNLS), Campinas, Brasil, junto a colaboradores de nuestro Núcleo en el exterior, bajo en mencionado Proyecto.

Estos trabajos se expandirán a futuro considerando otros tipos de radiación, y condiciones utilizando como modelos microorganismos o bien moléculas biológicas relevantes o prebióticas, contemplando condiciones planetarias tempranas en el sistema solar. El enfoque experimental se llevará a cabo exponiendo microorganismos o moléculas para simular dichos entornos en condiciones simuladas de laboratorio.

4. Habitabilidad y análogos planetarios en el sistema solar

Dentro del campo de la astrobiología, la exploración de hábitats en el sistema solar en busca de vida ha sido y sigue siendo un tema de investigación activa desde hace varias décadas. Existen cuerpos planetarios extensamente investigados tales como Marte, mientras que debido a los avances científico-tecnológicos actualmente resulta posible el estudio de otros cuerpos planetarios que comienzan a ser estudiados en mayor detalle y se presentan como potenciales candidatos para la búsqueda de vida, como el caso de cuerpos menores y lunas en el sistema solar.

El estudio de los análogos planetarios en la Tierra está directamente relacionado a este tópico, debido a que la existencia de ambientes terrestres particulares con similitudes a los de otros planetas o satélites naturales, permiten hacer inferencias acerca de la habitabilidad de ambientes extraterrestres y estudiar los procesos vinculados a su historia geológica, así como evaluar probabilidades de que estos sitios puedan albergar vida en el presente o lo hayan hecho en el pasado (ver, por ejemplo, Preston & Dartnell, 2014).

El caso de los ambientes terrestres extremos es paradigmático, y dentro de ellos podemos encontrar a los ambientes hipersalinos. Los ambientes salinos son aquellos que presentan concentraciones de sales por encima de las de los cuerpos de agua dulce y hasta las del agua de mar

(35 gL^{-1}), mientras que los hipersalinos son aquellos donde las concentraciones de sales son superiores a las del agua de mar. La existencia de este tipo de ambientes, tales como lagos interiores, lagunas, salinas y marismas, es relativamente abundante en la Tierra siendo parte de y su existencia se puede extender más allá del dominio terrestre a otros cuerpos planetarios. Por ejemplo, los minerales de sal, como los haluros y los sulfatos, se encuentran ampliamente distribuidos en el sistema solar. Diferentes evidencias de este hecho provienen de la detección de sales presentes en varios cuerpos planetarios además de la Tierra (como Marte, y varias lunas y planetas enanos), pero también en meteoritos, muchos de los cuales se originaron a partir de estos cuerpos, y en asteroides.

Dentro del grupo de los haluros, el NaCl es una sal relevante debido a su presencia ya sea en fase líquida como en soluciones de NaCl, presente en cuerpos de agua (en océanos, mares, lagos, lagunas), cuyo caso particular son las salmueras cuando sus concentraciones son muy elevadas, así como en fase sólida, tales como los cristales de halita presentes en ambientes evaporíticos en el caso de salinas. Ejemplos de este tipo de ambientes en entornos extraterrestres son los potenciales océanos o salmueras presentes en lunas heladas del sistema solar (Europa, Encélado, Ganímede, Callisto) (Antunes et al., 2020) así como la existencia de ambientes evaporiticos en Marte donde se ha detectado la existencia de halita (ej. Osterloo et al., 2010), entre otros minerales.

Existen ecosistemas terrestres, modernos y antiguos, que presentan similitudes con este tipo de ambientes extraterrestres y éstos son utilizados como modelo para el estudio y comprensión de sus análogos en otros planetas (Mancinelli et al., 2004). Investigaciones sobre un fenómeno que se da a escala terrestre, que implica el entrampamiento de microorganismos en cristales de halita en procesos evaporativos, hacen suponer que los microorganismos atrapados dentro de los cristales serían capaces de subsistir protegidos dentro de "burbujas" que se forman dentro de estos cristales como producto del proceso evaporativo, denominadas inclusiones fluidas. Estas inferencias surgen a partir de varios trabajos que han mostrado que microorganismos podrían incluso susbsistir entrampados dentro de inclusiones fluidas durante períodos extendidos de tiempo de millones de años en cristales de halita antiguas de eras geológicas como el Pérmico, Triásico, y Cretácico (Vreeland et al., 2000, 2007; Schubert et al., 2010; Jaakkola et al., 2016) entre otros. Dichos cristales también serían capaces de protegerlos ante una diversidad de factores externos que incluyen a la radiación (ej. Fendrihan et al., 2009).

Dentro de nuestro Programa SISS ("Salts in the Solar System") (Abrevaya et al., 2024b), uno de nuestros objetivos es evaluar el potencial rol protector de las halitas en el caso de microorganismos que se encuentran entrampados dentro de inclusiones fluidas en dichos cristales. El estudio de este posible efecto protector resulta fundamental para establecer inferencias sobre procesos como la litopanspermia y sobre la posibilidad de supervivencia de microorganismos en superficies planetarias.

A partir de ello hemos evaluado la capacidad protectora de estos cristales frente al VUV y el vacío los cuales resultan dañinos para la vida, a niveles que podemos encontrar en el medio interplanetario. El resultado de este estudio demostró, por primera vez, que las halitas poseen un efecto protector frente a estos agentes de daño biológico en microorganismos, el cual es incluso significativamente mayor al otorgado por cristales de sal de otra composición (mezclas de NaCl con otras sales). El efecto protector se extiende a tasas de fluencia de VUV muy elevadas, tales como las que recibirían microorganismos dentro de una halita en un meteorito, durante el impacto de un flare o un superflare en épocas donde el Sol era una estrella mucho más activa (Sol joven) alrededor de hace unos 3800 millones de años (en coincidencia con la época del posible origen de la vida terrestre). Esto extiende la protección de la halita en el rango UV (Abrevaya et al., 2023), ya que en estudios previos sólo se había evaluado el efecto protector de este mineral en el rango 200 - 400 nm (Fendrihan et al., 2009).

Otros avances implicados como parte de este Programa están relacionados con experimentos de síntesis de halita en condiciones similares a las de Marte (Abrevaya et al., 2016). Por otra parte, las simulaciones de laboratorio de ambientes extraterrestres, implican el uso de cámaras de simulación, permiten recrear las condiciones del medio interplanetario o de las superficies planetarias. Como parte del Programa SISS, nuestro grupo colaborativo e interdisciplinario tiene como objetivo estudiar diferentes procesos que involucran estos minerales mediante el uso de estas cámaras, tales como investigaciones sobre la mineralogía relacionadas con dichas sales.

Un desafío son las simulaciones experimentales en sí mismas y adicionalmente deseamos conocer si es posible extrapolar los procesos de síntesis de halita en el laboratorio a los existentes en otros cuerpos planetarios y, por lo tanto, si las muestras minerales obtenidas como parte de los experimentos serían representativas de lo que podría encontrarse en un entorno extraterrestre. Recientemente hemos presentado un estudio comparativo interlaboratorio de experimentos realizados por nuestro Núcleo y cols., que fueron realizados utilizando diferentes cámaras (Astrolab - USP, Brasil y Astrolab - IWF, Austria) (Abrevaya et al., 2024b). Aquí resumimos la importancia de considerar varios factores al realizar estos experimentos, como la configuración de la cámara y los dispositivos acoplados, el monitoreo de los experimentos, y describimos las limitaciones relacionadas con el proceso posterior a la síntesis, cuando las muestras se exponen nuevamente a condiciones atmosféricas, lo que puede llevar a modificaciones de los minerales. Esta información puede ser utilizada para mejorar los dispositivos a ser utilizados en las simulaciones y, por lo tanto, dichos experimentos.

Dentro del estudio de los análogos planetarios además se desarrollan otros proyectos colaborativos geomicrobiológicos junto a colegas del exterior vinculados al estudio de este y otro tipo de ambientes que potencialmente presentan similitudes a los de otros planetas y satélites naturales.

5. Otros proyectos en desarrollo y perspectivas futuras

Dentro de los proyectos que se encuentran en desarrollo actualmente cabe mencionar aquellos vinculados a la radiación de partículas, lo que ampliará el espectro de los estudios realizados. También se están desarollando otros trabajos vinculados a meteoritos, además de los mencionados en secciones anteriores y tareas colaborativas con otros grupos de investigación en temas relacionados (ej: Abrevaya, 2023; San Martin et al., 2025). También se encuentra en marcha la construcción de equipamiento específicamente diseñado para mejorar las siumlaciones experimentales en condiciones de laboratorio. Nuestro Núcleo además funciona como nodo representante de Argentina ante la Red Latinoamericana de Astrobiología.

6. Instituciones integrantes, miembros, y colaboradores

El Núcleo Argentino de Investigación en Astrobiología está integrado por investigadores del CONICET y de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) en el ámbito nacional, y colaboradores extranjeros pertenecientes a una diversidad de instituciones en el exterior. Como breve reseña se mencionan los miembros fundadores y colaboradores en Argentina y sus respectivas instituciones, y especialidades: Dra. Ximena C. Abrevaya (fundadora - directora), IAFE, UBA - CONICET, & CNEA, Argentina; Dr. Oscar Oppezzo, CNEA, Argentina (miembro fundador, microbiologia).
Dra. Maria Eugenia Varela, ICATE, CONICET – UNSJ, Argentina (miembro fundador, cosmoquímica).
Dr. G. Juan M. Luna, UNAHUR - CONICET, Argentina (miembro fundador, astronomía).
Dra. Paula M. Tribelli, IQUIBICEN, UBA – CONICET, Argentina (miembro fundador, microbiologia).
Dra. Nancy Lopez, IQUIBICEN, UBA – CONICET, Argentina (miembro fundador, microbiologia).
Dra. Ana F. Forte Giacobone (miembro fundador, actualmente ex-miembro, IAEA).
Dr. Martin Ortega, IAFE, UBA - CONICET Argentina (miembro colaborador, astrofísica).
A este listado no exhaustivo se suman otros colaboradores académicos a nivel nacional e internacional de países como Austria, Reino Unido, Alemania, Brasil, Chile, Colombia, entre otros.

Referencias

Abrevaya X., et al., 2016, *47th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 2134, 1903
Abrevaya X., et al., 2024a, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 535, 1616
Abrevaya X., et al., 2024b, *European Astrobiology Network Association Conference*
Abrevaya X.C., 2020, arXiv preprint arXiv:2010.13883
Abrevaya X.C., 2023, *Astrobiología y la evolución hacia la búsqueda de vida inteligente en el universo*
Abrevaya X.C., 2025, *Brief history of Astrobiology in Argentina*
Abrevaya X.C., Thomas B.C., 2018, *Radiation as a Constraint for life in the Universe*
Abrevaya X.C., et al., 2013, *Brazilian Workshop on Astrobiology*, Sociedade Astronômica Brasileira
Abrevaya X.C., et al., 2014a, Workshop "Star-Planet Interactions and the Habitable Zone CEA - Irfu, France
Abrevaya X.C., et al., 2014b, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 44, 144–145
Abrevaya X.C., et al., 2020, MNRAS, 494, L69
Abrevaya X.C., et al., 2023, Astrobiology, 23, 245
Anglada-Escudé G., et al., 2016, Nature, 536, 437
Antunes A., Olsson-Francis K., McGenity T.J., 2020, Current issues in molecular biology, 38, 123
Balona L.A., 2015, MNRAS, 447, 2714
Borucki W.J., et al., 2013, Science, 340, 587
Cockell C.S., et al., 2016, Astrobiology, 16, 89
Davenport J.R.A., 2016, ApJ, 829, 23
Des Marais D.J., et al., 2003, Astrobiology, 3, 219
Dressing C.D., Charbonneau D., 2015, The Astrophysical Journal, 807, 45
Fendrihan S., et al., 2009, Astrobiology, 9, 104
Güdel M., 2007, Living Reviews in Solar Physics, 4, 3
Hanslmeier A., 2018, *Planetary Habitability And Stellar Activity*
Jaakkola S.T., et al., 2016, Trends in Microbiology, 24, 148
Jiang J.H., et al., 2024, Galaxies, 12, 86
Kasting J.F., Whitmire D.P., Reynolds R.T., 1993, Icarus, 101, 108
Kopparapu R.K., et al., 2013, ApJ, 765, 131
Maehara H., et al., 2012, Nature, 485, 478
Mancinelli R., et al., 2004, Advances in Space Research, 33, 1244. Space Life Sciences: Search for Signatures of Life, and Space Flight Environmental Effects on the Nervous System
Osterloo M.M., et al., 2010, Journal of Geophysical Research: Planets, 115
Preston L.J., Dartnell L.R., 2014, International Journal of Astrobiology, 13, 81
Quintana E.V., et al., 2014, Science, 344, 277
Ribas I., et al., 2005, ApJ, 622, 680
Ribas I., et al., 2010, The Astrophysical Journal, 714, 384
Sabotta S., et al., 2021, Astronomy & Astrophysics, 653, A114
San Martin J., et al., 2025, Icarus, 429, 116403
Scalo J., et al., 2007, Astrobiology, 7, 85
Schubert B.A., et al., 2010, Environmental microbiology, 12, 440
Vreeland R., et al., 2007, Geomicrobiology Journal, 24, 275
Vreeland R.H., Rosenzweig W.D., Powers D.W., 2000, Nature, 407, 897

Hurst exponent and planetary rings

H. Salomone[1] & N.E. Grandi[2,3]

[1] *Instituto de Industria, UNGS, Argentina*
[2] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Departamento de Física, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 07 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Verificamos en los anillos de Saturno si el exponente Hurst es un observable "robusto", en el sentido de que devuelve valores consistentes para diferentes observaciones del mismo objeto.

Abstract / We test on Saturn's rings whether the Hurst exponent is a "robust" observable, in the sense that it returns consistent values for different observations of the same object.

Keywords / planets and satellites: rings

1. Introduction

All four giant planets in our Solar System posses some kind of ring structure around them, the largest and most visible being those of Saturn. These rings are formed by particles whose sizes span from micrometers to meters. While predominantly composed of water ice, the ring particles also contain minor traces of rocky material (for a review, see Colwell et al. (2009)).

Planetary rings exhibit fractality, consisting in detailed features at multiple scales. This motivated the original suggestion of Mandelbrot (1982) that they might be well described by a Cantor-like set. A theoretical motivation for this hypothesis was proposed in Avron & Simon (1981), when the pictures taken by Voyager missions started to unveil the complexity of Saturn's ring system. Later, the Cassini mission provided a large number of high resolution pictures contributing to a better understanding of the rings. In this context, Li & Ostoja-Starzewski (2015) proposed to assign a fractal dimension to the edges of the rings (see also Malyarenko & Ostoja-Starzewski (2017)). In these works, the identification of the edges of the rings involved the intensification of the contrast in order to obtain a black and white image, to which the box-counting technique can be applied.

It is the aim of these article to broad the aforementioned fractal analysis, in order to take into account the brightness of Saturn's rings as captured the images of Cassini. Our proposal is to calculate the Hurst exponent of the series corresponding to the grayscale value of the ring pictures as a function of the radius. Originally proposed by the British hydrologist Harold Edwin Hurst, such exponent is a statistical observable that measures the long-range dependencies and self-similarity on a series. It is the aim of this work to test whether the Hurst exponent is a "robust" observable, in the sense that it returns consistent values for different observations of the same object.

2. Hurst exponent

The Hurst exponent can be measured on a one-dimensional series of observations X_i with a total of N components

$$X_1, X_2, \ldots, X_N \tag{1}$$

To define it, the first step is to take any subseries of length $n < N$, and write it in terms of the standarized values

$$Y_i = \frac{X_i - m(n)}{S(n)} \qquad \text{for } i = 1, 2, \ldots, n\,, \tag{2}$$

which is defined in terms of the mean value of the subseries $m = \sum_{i=1}^{n} X_i/n$ and its standard deviation $S^2(n) = \sum_{i=1}^{n} (X_i - m)^2 /n$. The cumulative deviate of the subseries at the point j is then defined as the partial sum

$$Z_j = \sum_{i=1}^{j} Y_i \qquad \text{for } j = 1, 2, \ldots, n\,. \tag{3}$$

This represents the "area under the curve" from the first element of the series up to the j-th value. Next, the *rescaled range* is defined as

$$R(n) = \max(Z_1, \ldots, Z_n) - \min(Z_1, \ldots, Z_n)\,. \tag{4}$$

Notice that a small value for $R(n)$ implies a rapidly oscillating series, while a large one corresponds to a more smooth behavior. This is naturally a growing function of the length n of the subseries. In the next step, we average over all the possible subseries of n subsequent values to obtain the averaged rescaled range as $\langle R(n) \rangle$, and then define the Hurst exponent according to

$$\langle R(n) \rangle \propto n^H \tag{5}$$

This growth is slower than linear, implying that H is in the range $0 < H < 1$. A large H implies a more regular series, while a small H signals an erratic one. In this sense, H is a good characterization of the fractality of the series.

✉ *Contact* / hsalomon@campus.ungs.edu.ar

Research article

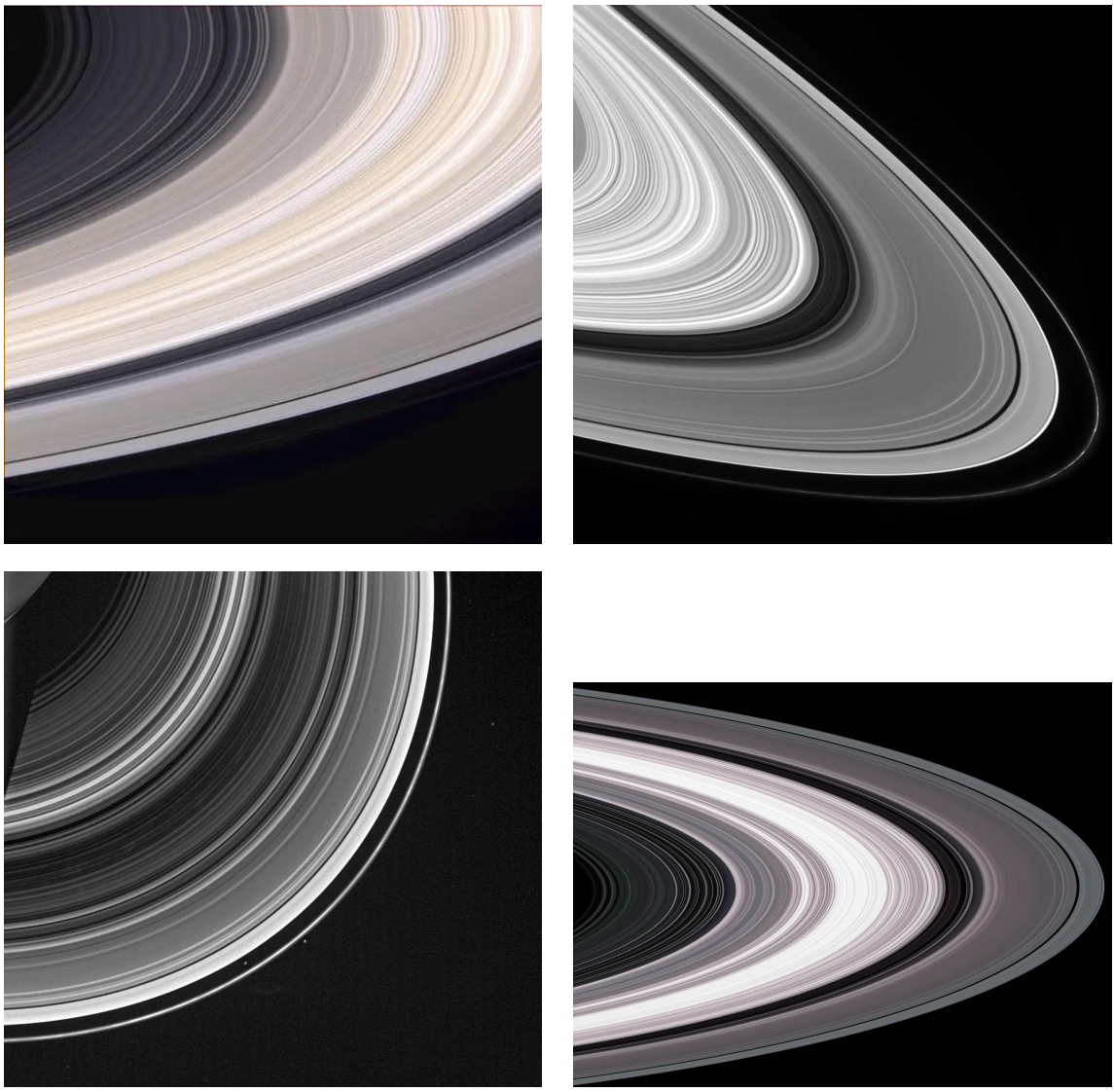


Fig. 1. Example pictures taken from the set used to calculate the Hurst exponent. Source: NASA Cassini-Huygens mission website, the images are identified as PIA05421 (top left), PIA08275 (top right), PIA08859 (bottom left) and PIA07872 (bottom right).

3. Application to Saturn's rings

To apply the Hurst exponent to Saturn's rings, we select a subset of 15 photos from the Cassini-Huygens mission grayscale images, taken from NASA website*, some examples of which are shown in Fig. 1.

We define the series X in Eq. 1 as the grayscale value of the image as a function of the radius, measured from the interior edge of the ring system, at a fixed orbital angle, up to its exterior edge. As can be seen in Fig. 2, this function presents an oscillatory behavior in a wide range of scales. This makes it a natural arena to explore its characterization via the Hurst exponent.

We use a `MATLAB` code to systematically process the images**. The algorithm performs the following steps: 1) extracts grayscale values from 800 radial slices of the rings for each image, 2) removes non-informative black regions (inner and outer edges) to isolate the relevant data, 3) normalizes the radial coordinate to compress the profile into a uniform radial range, and finally 4) computes the Hurst exponent H using Eq. 5.

We obtain a very consistent value for H across different angles in the same picture and across the 15 different pictures. An important observation is that the Hurst exponent is not sensitive to how aligned is the slice with the radius of the rings, as long as it goes from the innermost edge to the outermost one. We get a mean value and a variance for the Hurst exponent of $H = 0.93 \pm 0.04$.

*The images are those identified as PIA05396, PIA07631, PIA07872, PIA08253, PIA08275, PIA08859, PIA08872, PIA08937, PIA09763, PIA11466, PIA11657, PIA20499, PIA22418, from the site `https://www.jpl.nasa.gov`.

**The code is available at `https://git.nixnet.services/nicolasg/Hurst-exponent.git`

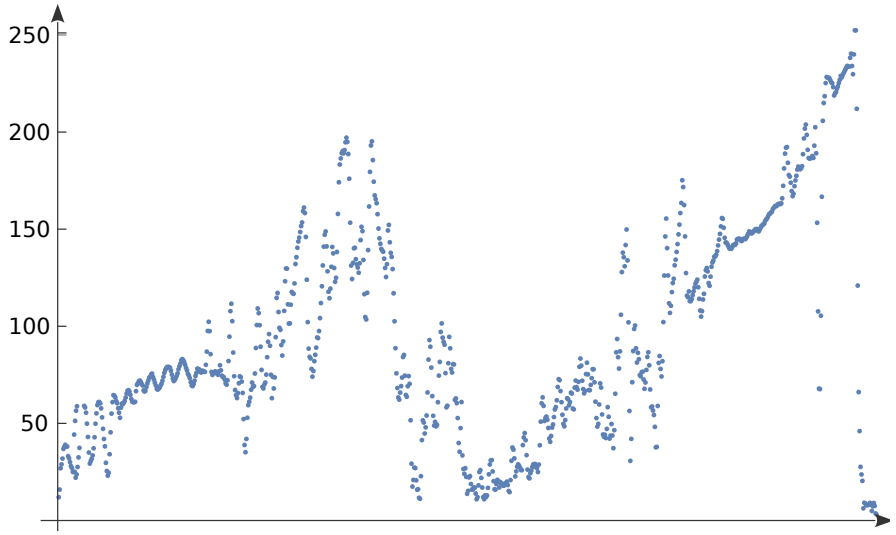


Fig. 2. Example of a grayscale series representing the brightness of Saturn's rings as a function of the radius. This correspond to the NASA Cassini-Huygens mission identified as PIA08859, bottom left of Fig. 1.

4. Discussion

The observed dispersion in our analysis constitutes less than 5% of the mean value, indicating that the Hurst exponent H serves as a robust metric for characterizing the structural properties of Saturn's rings. However, it is important to emphasize that this observable was initially developed to quantify granularity, rendering the results presented here inherently sensitive to the spatial resolution of the input images. Consequently, the reliability of H as a robust observable can only be rigorously assessed once a well-defined resolution threshold is established.

A primary limitation of this study concerns the image data used. Sourced from platforms designed for visual representation, these images cannot guarantee unaltered fidelity. Furthermore, image brightness is not a reliable indicator of optical depth, as it is influenced by variable illumination angles (dependent on the Sun–rings–Cassini probe geometry) and differences in albedo across ring regions. A more sensible alternative involves optical depth profiles derived from stellar occultation measurements***.

For occultation data at $1km$ resolution, we obtain a Hurst exponent of $H = 0.87^{+0.02}_{-0.07}$. Direct comparison to our results is initially precluded by resolution disparities: our image-derived resolution of $70km$ (estimated by dividing the $70,000km$ ring system width by 1024 pixels) significantly exceeds the $1km$ occultation data resolution. To address this discrepancy, we convolve the high-resolution occultation data with a Gaussian kernel of $70km$ width to match our effective resolution. Strikingly, this adjusted dataset yields $H = 0.93^{+0.002}_{-0.004}$, in very good agreement with our original result of $H = 0.93 \pm 0.04$.

A more ambitious program would entail the exploration of the Hurst exponents for the rings of the other giant planets of our Solar System. A preliminary calculation of the Hurst exponent for a single picture of the Uranus's rings taken by Voyager 2**** gives $H = 0.88$. However, since in this case the resolution is not quite good, this result could correspond to artifacts of the image rather than a property of the rings themselves. The result obtained from the occultation data with $1km$ resolution is $H = 0.91 \pm 0.04$. By adjusting the resolution to that of the picture following the procedure explained above, we get $H = 0.90 \pm 0.04$.

The expected value for an uncorrelated series is $H = 0.5$. A series with larger values $H > 0.5$ tends to have positive self-correlation, high values tend to be followed by high values. On the other hand, a series with smaller values $H < 0.5$ corresponds to events with alternating correlation, high values tend to be followed by low values. Our results show that Saturn's rings have positive self-correlation in the radial direction: dense regions tend to be followed by dense regions.

Acknowledgements: We thank Guillermo Silva, Rodolfo Echarri and Pablo Pisani for helpful comments and encouragement. This work was partially supported by CONICET grant PIP-2023-11220220100262CO, UNLP grant 2022-11/X931, and UNGS grant 2022-30/4138. The Hurst analysis presented here was part of a MSs thesis in the "Maestría en Física Contemporánea" of La Plata University.

References

Avron J.E., Simon B., 1981, PRL, 46, 1166
Colwell J.E., et al., 2009, Saturn from Cassini-Huygens, 375–412
Li J., Ostoja-Starzewski M., 2015, SpringerPlus, 4, 1
Malyarenko A., Ostoja-Starzewski M., 2017, Int. J. of Modern Phys. B, 31, 1750236
Mandelbrot B.B., 1982, vol. 1, W.H. Freeman, New York

***Available via `https://pds-rings.seti.org/voyager/pps/profiles.html`

****Images are taken from `https://jpl.nasa.gov/images/pia00142-uranus-ring-system`

Síntesis poblacional de discos protoplanetarios: un puente entre modelos y observaciones

J.L. Gomez[1,2], O.M. Guilera[1,2], M.M. Miller Bertolami[1,2] & M.P. Ronco[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 20 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los discos protoplanetarios son los ambientes donde se forman los planetas, y sus propiedades físicas desempeñan un papel crucial en la determinación de los procesos de formación planetaria. Por lo tanto, una modelización precisa de los mismos es fundamental para comprender este fenómeno. Presentamos un estudio de síntesis poblacional de discos protoplanetarios, cuyo objetivo es reproducir los datos observacionales disponibles sobre estos objetos astrofísicos. Encontramos que los modelos de discos que evolucionan por acreción viscosa y fotoevaporación de la estrella central son capaces de reproducir los tiempos de vida característicos de los discos, como también las tasas de acreción de masas, considerando una tasa de formación estelar extendida con escala de tiempo de 1 millón de años y una correlación positiva de la viscosidad con la masa estelar.

Abstract / Protoplanetary disks are the environments where planets form, and their physical properties play a crucial role in determining the processes of planetary formation. Therefore, accurate modeling of these disks is essential to understand this phenomenon. We present a population synthesis study of protoplanetary disks aimed at reproducing the available observational data on these astrophysical objects. We find that models of disks evolving by viscous accretion and photoevaporation of the central star are able to reproduce characteristic disk lifetimes, as well as mass accretion rates, considering an extended star formation rate with a time scale of 1 million years and a positive correlation of viscosity with stellar mass.

Keywords / Protoplanetary disks — Accretion disks — Planets and satellites: formation

1. Introducción

En general, la comunidad acepta que la formación planetaria tiene lugar en el interior de los discos protoplanetarios (e.g. Venturini et al., 2020), por lo que estudiar su evolución en torno a objetos estelares y subestelares jóvenes resulta clave para comprender cómo se forman los planetas. Entender la diversidad planetaria y sistemas planetarios requiere, por ende, entender las propiedades y evolución de los discos protoplanetarios. Actualmente, las observaciones de regiones de formación estelar permiten inferir características de los discos en distintas etapas de su evolución y realizar estimaciones sobre sus tiempos de vida.

Los primeros estudios sobre la dispersión de los discos protoplanetarios indicaban que estos se disipaban entre 1 y 10 millones de años (Ma), con un tiempo de vida medio cercano a ≈ 3 Ma (Haisch Jr et al., 2001; Mamajek, 2009). Trabajos posteriores como los de Pfalzner et al. (2022) y Pfalzner & Dincer (2024) sugieren que estos primeros trabajos están sesgados como consecuencia de que en muchos casos las estrellas más brillantes y masivas son favorecidas en los conteos. Estos trabajos encuentran que, cuando se tiene en cuenta la distancia a los cúmulos, los tiempos de vida de los disco se distribuyen entre 1 y 20 Ma, y que la mayoría de los discos alrededor de estrellas de baja masa (estrellas M) se disipan después de 5 Ma.

El objetivo principal de este trabajo es reproducir las características observadas de los discos protoplanetarios. En particular, buscamos replicar las fracciones de estrellas con discos observadas en múltiples regiones de formación estelar con diferentes edades (Mamajek, 2009; Pfalzner et al., 2022) y las tasas de acreción estelar de los sistemas, tanto como función de la masa estelar como de la masa de los discos. Para ello, consideramos tanto los rangos de valores reportados como la marcada correlación con la masa estelar, que sigue aproximadamente una relación cuadrática (Muzerolle et al., 2000; Manara et al., 2023). Por último, también nos proponemos obtener la correlación entre las tasas de acreción estelar y las masas de los discos.

2. Modelo de disco

En este trabajo consideraremos que los discos protoplanetarios evolucionan viscosamente y que están sujetos a la irradiación de su estrella central. Utilizaremos un modelo de disco α (Shakura & Sunyaev, 1973) no isotermo y con simetría axial (ver Guilera et al., 2017; Guilera et al., 2019, para los detalles del modelo). El disco se modela mediante una estructura radial y una estructura vertical, usualmente conocido como un modelo 1D+1D.

✉ *Contacto* / josepluis21@gmail.com

Research article

2.1. Estructura vertical y evolución temporal

En el enfoque aquí utilizado primero se calcula la estructura vertical del disco, resolviendo las ecuaciones de transporte y estructura considerando al disco en equilibrio hidrostático, y a la viscosidad y a la irradiación de la estrella central como fuentes de calor. Una vez resuelta la estructura vertical, los valores de las principales variables termodinámicas en el plano medio del disco son utilizados para calcular la evolución temporal de la densidad superficial del mismo.

Computar la evolución temporal del disco consiste en resolver una ecuación de difusión para su densidad superficial $\Sigma_{\rm g}$ (v.g Pringle, 1981) a la que se le incorpora un término que representa un sumidero de material correspondiente a la fotoevaporación debida a la estrella central ($\dot{\Sigma}_W$),

$$\frac{\partial \Sigma_{\rm g}}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^{1/2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma_{\rm g} r^{1/2}\right)\right] + \dot{\Sigma}_W(r), \qquad (1)$$

donde Σ_g es la densidad superficial (integrada verticalmente) del disco y $\nu = \alpha H c_s$ es la viscosidad del disco, siendo H la escala de altura del disco, c_s la velocidad local isoterma, y α un parámetro adimensional que regula la magnitud del transporte de momento angular en el disco (Shakura & Sunyaev, 1973).

La perdida de masa por fotoevaporación ($\dot{\Sigma}_W$) considera la suma de las componentes de fotoevaporación debido a radiación ultravioleta lejana –FUV– (Kunitomo et al., 2021) y por rayos X –RX– Owen et al. (2010) de la estrella central (ver Ronco et al., 2021, 2024, para más detalles).

3. Condiciones iniciales para las síntesis poblacionales

Para comparar nuestros resultados con las observaciones generamos tres síntesis poblaciones de 10000 sistemas estrella–disco cada una. En todos los casos, consideramos la densidad superficial inicial de gas de los discos definida a partir de las observacionales (Andrews et al., 2010):

$$\Sigma_g = \Sigma_g^0 \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-\gamma} e^{-(r/r_c)^{2-\gamma}}, \qquad (2)$$

en donde Σ_g^0 es una constante de normalización que depende de la masa inicial del disco, r_c es el radio característico y γ es el exponente asociado al gradiente radial de densidad superficial (en todos los casos adoptamos γ= 0.9 inferido de las observaciones Andrews et al., 2010). Además, el resto de las condiciones iniciales siguen distribuciones inferidas de las observaciones:

- para nuestras poblaciones estelares –y subestelares– consideramos el rango de masas entre 0.04–1.4 $M_\odot$, las cuales obedecen la función inicial de masa de Kroupa (2001);
- las masas de los discos siguen la distribución observada por Tychoniec et al. (2018), la cual es una distribución log-normal con valores de media $\mu = -1.49$, y dispersión $\sigma = 0.35$ (Emsenhuber et al., 2021);

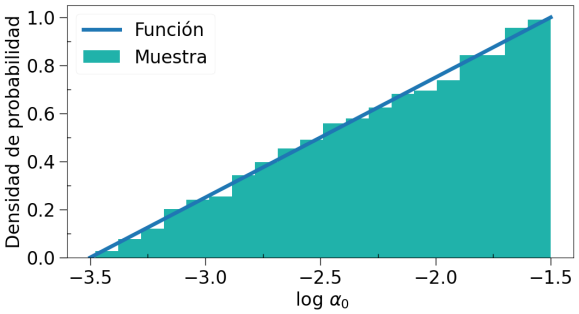


Fig. 1. Densidad de probabilidad proporcional al valor del $\log \alpha_0$.

- los radios característicos de los discos r_c son función de las masas iniciales de los mismos siguiendo la relación inferida de las observaciones por Andrews et al. (2010),

$$\frac{M_{\rm gas}}{2\times10^{-3}M_\odot} = \left(\frac{r_c}{10\ {\rm ua}}\right)^{1.6}; \qquad (3)$$

- para el parámetro α asociado a la viscosidad consideramos tres casos para el trabajo: una población para la cual α sigue una distribución uniforme en el rango $\log\alpha$ entre -4 y -2 (ver el reciente review de Rosotti, 2023, para los valores estimados de α por distintos métodos), y dos poblaciones en las que, motivados por estudios previos (Gorti et al., 2009), consideramos dependencia de la viscosidad con la masa estelar. Para contemplar dependencia de la viscosidad con la masa estelar el parámetro α sigue una correlación con la masa estelar de la forma

$$\alpha = \alpha_0 \times \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1.8}. \qquad (4)$$

  Exploramos el efecto de considerar dos distribuciones para $\log\alpha_0$: una distribución uniforme y una lineal, de manera que para una masa estelar dada haya una mayor probabilidad de tener discos más viscosos en el rango $\log\alpha_0$ entre -3.5 y -1.5. En la Fig. 1 se presenta la función de densidad de probabilidad lineal para α_0 y el histograma de una muestra;
- por último, y debido a que las estrellas no se forman todas al mismo tiempo, consideramos una tasa de formación estelar (TFE) siguiendo el trabajo de Coleman & Haworth (2022),

$$\mathrm{TFE} \propto \mathrm{TFE}_0 \times \begin{cases} 1 & t < 1\,\mathrm{Ma} \\ \exp\left[\dfrac{-(t-1\,\mathrm{Ma})^2}{t_d^2}\right] & t \geq 1\,\mathrm{Ma} \end{cases}; \qquad (5)$$

en donde consideramos que la formación estelar se extiende durante 1 Ma en nuestras poblaciones, por lo tanto, $t_d = 1$ Ma.

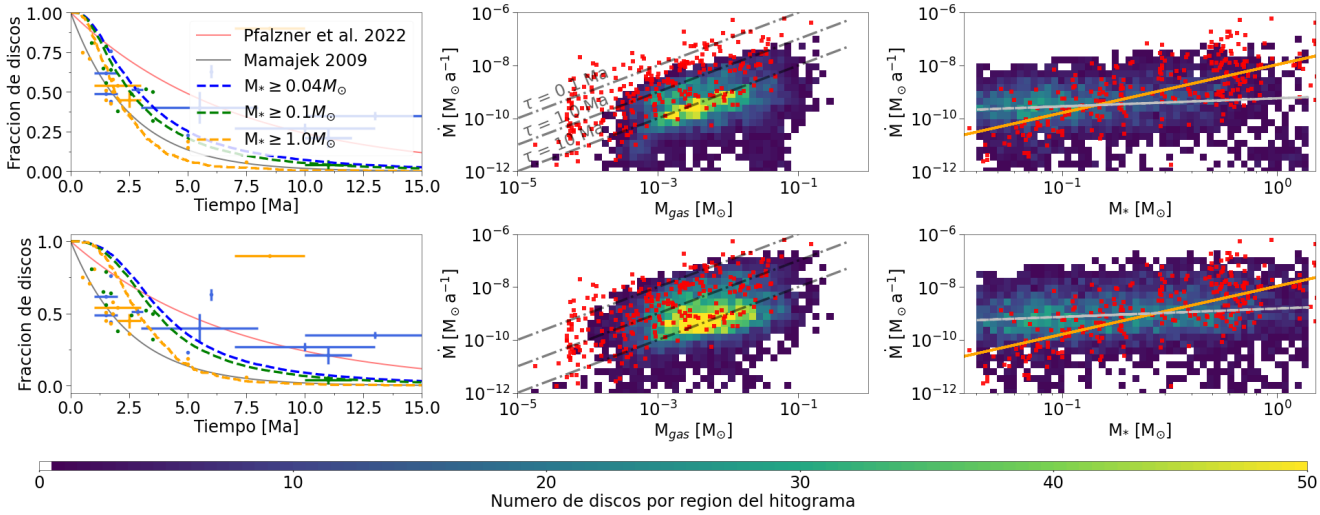


Fig. 2. Resultado para la población con *log* α uniforme. La *columna izquierda* muestra la fracción de discos en función de la edad del cúmulo. Los puntos celestes y la línea roja corresponden a resultados inferidos de las observaciones de Pfalzner et al. (2022). La línea negra corresponde a los resultados obtenidos por Mamajek (2009). Las líneas discontinuas representan los resultados de nuestra síntesis poblacional, los colores amarillo, verde y azul corresponden a las masas estelares mínimas $M_{*,m} = 0.04$, 0.1 y 1.0 $M_\odot$, respectivamente. *Columna centro* y *columna derecha:* muestran la tasa de acreción como función de la masa de los discos y tasas de acreción como función de la masa estelar respectivamente. Los rectángulos de colores rojo muestran las tasas de acreción observadas en diferentes regiones de Manara et al. (2023). El gradiente de color indica el número de discos por pixel resultado de nuestra síntesis de población. La fila superior corresponde con la población con TFE localizada, mientras que la fila inferior corresponde a la población considerando TFE con $t_d = 1$ Ma. Ver el texto para más explicaciones.

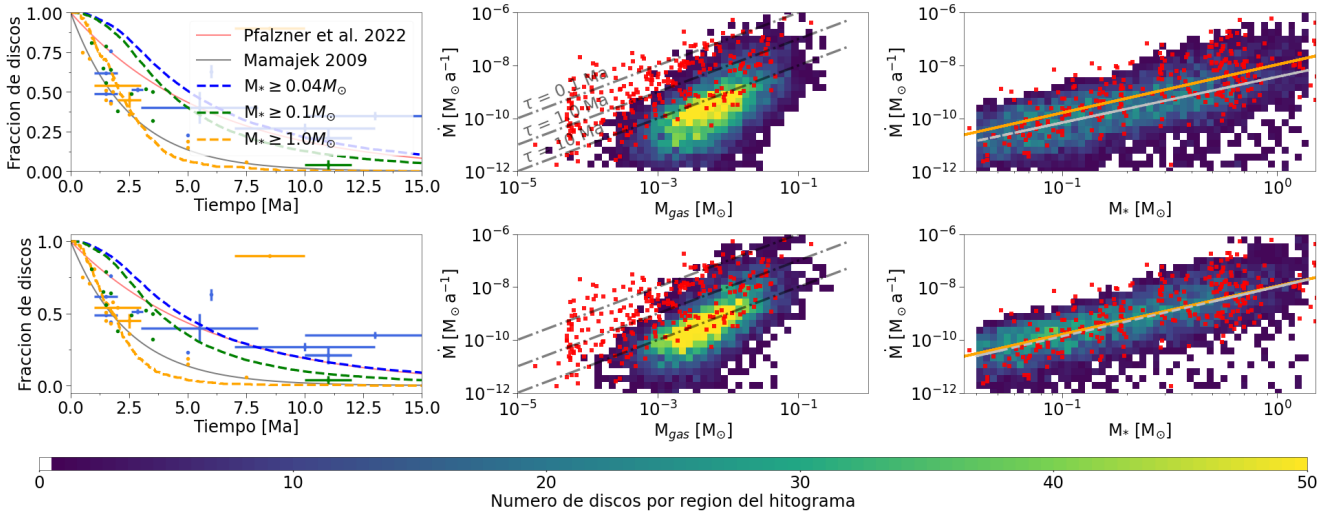


Fig. 3. Similar a Fig 2. La fila de paneles superiores muestra el resultado de considerar una distribución log(α_0) uniforme y la inferior una distribución proporcional, ambas en el rango -3.5 a -1.5.

4. Resultados

La Fig. 2 muestra los resultados correspondientes a los tres observables más relevantes al analizar el caso en el que log α sigue una distribución de probabilidad uniforme en el rango de -4 a -2. Los paneles superiores presentan los tiempos de vida y las tasas de acreción (en función de las masas de los discos en el panel central, y en función de la masa estelar en el panel de la derecha) bajo la hipótesis de una tasa de formación estelar localizada en el tiempo. Por otro lado, los paneles inferiores ilustran el efecto de suponer una tasa de formación que se extiende durante 1 Ma. Los resultados obtenidos, al considerar en nuestros modelos solo estrellas con masas superiores a 1.0 $M_\odot$ muestran un buen acuerdo con los tiempos de vida ajustados por Mamajek (2009) (línea negra continua) cuando se considera una tasa de formación estelar localizada en el tiempo. Sin embargo, al suponer una tasa de formación extendida por 1 Ma, se observa un incremento en la fracción de estrellas con discos en los primeros 4 Ma, debido a la continua aparición de sistemas jóvenes en los primeros millones de años. No obstante, el introducir una tasa de formación estelar no permite reproducir aún los resultados repor-

tados por Pfalzner et al. (2022) (línea roja continua), ya que la fracción de estrellas con discos, cuando se considera toda la población estelar, resultante es menor en comparación con los valores observados, especialmente después de los 5Ma.

En lo que respecta a las tasas de acreción, en los paneles centrales, las lineas negras muestran las tasas de acreción limite para para diferentes edades. Se observa que considerar una tasa de formación extendida permite obtener más discos de baja masa con altas tasa de acreción, más en acuerdo con las observaciones. Este incremento en la tasa de acreción de los discos de baja masa es debido a la aparición continua de sistemas jóvenes que en los primeros millones de años introduce discos de baja masa con altas tasas de acreción. En los paneles de la derecha, la curva amarilla muestra la correlación observada entre las tasas de acreción y la masa estelar y la curva gris es la curva representativa de nuestros datos obtenida a partir de un ajuste de mínimos cuadrados. En este caso, ninguna de las síntesis poblaciones es capaz de reproducir la correlación $\dot{M} - M_*$ observada y tampoco se reproducen las altas tasas de acreción observadas en las estrellas de alta masa.

4.1. El impacto de la de correlación $\alpha - M_*$

La Fig. 3 muestra los resultados de considerar una correlación entre el parámetro α y la masa estelar. Los paneles superiores muestran los resultados de considerar la distribución de probabilidad de $\log \alpha_0$ uniforme y los paneles inferiores el resultado de considerar la distribución de probabilidad lineal $\log \alpha_0$, en donde en ambos casos consideramos una TFE extendida durante 1 Ma.

Considerar la correlación dada por la Ec. 4 permite reproducir la correlación observada entre $\dot{M} - M_*$ (Manara et al., 2023). En el panel superior se observa que la distribución $\log \alpha_0$ uniforme permite reproducir los tiempos de vida de los discos, sin embargo las tasas de acreción como función de las masas de los discos presentan discrepancia con las observaciones. Las tasas de acreción como función de las masas estelares muestran órdenes de magnitud similares a las observadas pero, con una distribución uniforme de $\log \alpha_0$ no es posible reproducir la correlación $\dot{M} - M_*$ observada. Los modelos más masivos subestiman las tasas de acreción. Este último resultado es la principal motivación para proponer una distribución de $\log \alpha_0$ lineal en la que se privilegian los valores altos en el rango -3.5 a -1.5. Los resultados de considerar esta distribución lineal se observan en los paneles inferiores de la Fig.3. El panel izquierdo muestra que nuestros resultados reproducen satisfactoriamente la fracción de estrellas con discos para cúmulos con distancias menores a 200pc, mientras que considerar masa limite de $M_m = 1 M_\odot$ permite reproducir el ajuste obtenido por Mamajek (2009). También, esta distribución conduce a una mejora significativa en la correlación observada $\dot{M} - M_*$, logrando un gran acuerdo con las observaciones y reproduciendo la correlación $\dot{M} \propto M_*^{1.8}$.

Como resultado general, encontramos que para ambas distribuciones de $\log \alpha_0$ mejoras significativas para poder reproducir la correlación observada de $\dot{M} - M_*$. Sin embargo, en ambos casos no es posible reproducir discos de baja masa y altas tasas de acreción, como sugieren las observaciones.

5. Conclusiones

Nuestros estudios muestran que, para discos protoplanetarios que evolucionan por acreción viscosa y fotoevaporación asociada únicamente a la estrella central, es fundamental incluir una correlación entre la viscosidad del disco y la masa estelar para reproducir la correlación observada entre las tasas de acreción y las masas estelares. Además, para explicar las altas tasas de acreción observadas, es necesario considerar una distribución de probabilidad que favorezca discos con alta viscosidad. Esto puede lograrse utilizando una distribución de probabilidad lineal para el $\log \alpha_0$. También es crucial incorporar una tasa de formación estelar extendida durante aproximadamente un millón de años para poder reproducir las altas tasas de acreción asociadas a estrellas masivas en cúmulos de alrededor de 1–2 Ma. Asimismo, incluir una tasa de formación es esencial para explicar las altas tasas de acreción en discos de baja masa. Por último, encontramos que los discos cuya viscosidad está correlacionada con la masa estelar son capaces de reproducir las edades estimadas de los discos protoplanetarios, comprendidas entre 1 y 20 Ma. Este intervalo de tiempo es suficiente para permitir la formación planetaria dentro de los mismos.

Referencias

Andrews S.M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
Coleman G.A.L., Haworth T.J., 2022, MNRAS, 514, 2315
Emsenhuber A., et al., 2021, A&A, 656, A70
Gorti U., Dullemond C.P., Hollenbach D., 2009, ApJ, 705, 1237
Guilera O.M., Miller Bertolami M.M., Ronco M.P., 2017, MNRAS: Lett., 471, L16
Guilera O.M., et al., 2019, MNRAS, 486, 5690
Haisch Jr K.E., Lada E.A., Lada C.J., 2001, ApJ, 553, L153
Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
Kunitomo M., et al., 2021, ApJ, 909, 109
Mamajek E.E., 2009, T. Usuda, M. Tamura, M. Ishii (Eds.), *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity*, *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1158, 3–10, AIP
Manara C.F., et al., 2023, S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, M. Tamura (Eds.), *Protostars and Planets VII*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 534, 539
Muzerolle J., et al., 2000, ApJ, 535, L47
Owen J.E., et al., 2010, MNRAS, 401, 1415
Pfalzner S., Dehghani S., Michel A., 2022, ApJ Lett., 939, L10
Pfalzner S., Dincer F., 2024, ApJ, 963, 122
Pringle J.E., 1981, ARA&A, 19, 137
Ronco M.P., et al., 2021, ApJ, 916, 113
Ronco M.P., et al., 2024, A&A, 682, A155
Rosotti G.P., 2023, NewAR, 96, 101674
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
Tychoniec Ł., et al., 2018, ApJ Sup. Ser., 238, 19
Venturini J., Ronco M.P., Guilera O.M., 2020, SSRv, 216, 86

Evolución de discos protoplanetarios de gas y polvo en sistemas estelares binarios

A.E. Correa[1], M.P. Ronco[1,2], M.M. Miller Bertolami[1,2] & O.M. Guilera[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 07 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo estudiamos la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios, particularmente en aquellos que se encuentran orbitando a una de las componentes del sistema estelar. Estudiamos la evolución del gas y del polvo del disco considerando dos modelos de disco: uno isotermo y otro no isotermo. Para entender el efecto de la binariedad sobre los discos, aplicamos ambos modelos a dos escenarios a comparar: discos truncados debido al torque ejercido por la estrella externa y discos circumestelares en estrellas aisladas. Sin considerar el efecto de la fotoevaporación debido a la estrella central, observamos que los tiempos de disipación de los discos truncados cambian significativamente entre el modelo isotermo y no isotermo, siendo más cortos para el segundo caso.

Abstract / In this work, we studied the evolution of protoplanetary discs in binary stellar systems, particularly those orbiting one of the components of the stellar system. We study the evolution of the gas and dust in the disc considering two disc models: an isothermal and a non-isothermal one. To understand the effect of binarity on the discs, we applied both models to two scenarios to compare: truncated discs due to the torque exerted by the outer star and circumstellar discs in isolated stars. Without considering the effect of photoevaporation due to the central star, we observe that the dissipation times of the truncated discs change significantly between the isothermal and non-isothermal models, being shorter for the latter case.

Keywords / binaries: close — methods: numerical — protoplanetary disks

1. Introducción

Los discos protoplanetarios que orbitan a una de las componentes estelares de un sistema estelar binario, llamados comúnmente discos tipo S, sufren un truncamiento debido al torque que genera la compañera externa. La distancia máxima a la que estos discos se expanden está determinado por una relación entre el cociente de masas del sistema estelar $q = M_2/M_1$, siendo M_1 y M_2 las masas de la estrella primaria y secundaria, respectivamente, y la separación orbital entre ambas estrellas $a_{\rm b}$ (Papaloizou & Pringle, 1977). Para estrellas de igual masa ($q = 1$), el disco se expande hasta una distancia $R_{\rm trunc}$ que corresponde aproximadamente a un tercio de la separación estelar $a_{\rm b}$ (ver fig. 1 de Rosotti & Clarke (2018)). Rosotti & Clarke (2018) estudian la evolución temporal de la componente de gas de discos tipo S debido a la acreción viscosa y fotoevaporación, y cómo ésta se ve afectada por la presencia de una estrella compañera. Para ello, estos autores obtienen los perfiles de densidad superficial de gas adaptando, para un disco truncado, las expresiones analíticas derivadas por Lynden-Bell & Pringle (1974a).

Zagaria et al. (2021) continúan este abordaje incluyendo la componente sólida del disco. En primer lugar, consideran un caso particular en el que comparan la evolución de un disco truncado con la de un disco en un sistema estelar simple, el cual se expande libremente. Para analizar cómo la binariedad modifica los tiempos de evolución, adoptan una distribución radial de temperatura verticalmente isoterma y modelan los discos a partir de expresiones analíticas derivadas para discos truncados y de las soluciones de similitud derivadas por Lynden-Bell & Pringle (1974a) para el disco libre. Además, estudian específicamente cómo la presencia de una estrella compañera afecta la evolución temporal del polvo, sin considerar el efecto de la fotoevaporación.

Los autores analizan primero un caso base en el que obtienen los perfiles de densidad superficial de gas en diferentes instantes de tiempo y muestran que en el disco truncado se disipa en un tiempo menor respecto al disco libre. Un comportamiento similar se muestra para la componente sólida, donde los discos truncados retienen menor cantidad de polvo en comparación al disco libre. Por otro lado, siguiendo el modelo de crecimiento de polvo presentado por Birnstiel et al. (2012), el tamaño máximo que alcanzan los granos tanto para el disco truncado como el disco libre se ve limitado principalmente por el efecto de la deriva radial.

En este trabajo, siguiendo el caso base propuesto por Zagaria et al. (2021), estudiamos la evolución de un disco protoplanetario tipo S, compuesto por gas y polvo, y la contrastamos con la evolución de un disco en un sistema aislado. Sin embargo, a diferencia del modelo adoptado por dichos autores, en este trabajo se introducen diferencias metodológicas que permiten relajar algunas

✉ *Contacto* / correaea@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

de las hipótesis supuestas en los estudios anteriores:

- Se resuelve numéricamente la ecuación de difusión para el gas, y la ecuación de difusión-advección para el polvo. Esta aproximación permite prescindir del uso de las soluciones de similitud y abordar el problema con mayor generalidad.
- El efecto de la estrella compañera se incorpora como un término adicional en la ecuación de difusión, lo que permite obtener el truncamiento del disco de forma natural, sin necesidad de imponerlo ad hoc.
- A diferencia de Zagaria et al. (2021) se considera una distribución radial de temperatura verticalmente no isoterma, que modela de manera más realista la evolución del disco.

2. Modelo de evolución temporal del disco

En esta sección describiremos las características más relevantes de nuestro modelo. Al igual que en Zagaria et al. (2021), compararemos la evolución temporal de gas y polvo entre un disco libre y un disco truncado considerando los parámetros de su simulación base, que son: $R_0 = 10$ ua el radio característico del disco (Lynden-Bell & Pringle, 1974b) y el parámetro de la viscosidad $\alpha = 10^{-3}$ en ambos casos. Para el disco libre se adoptó una masa inicial $M_D = 0.1$ $M_\odot$ y una estrella central de masa $M_\star = 1$ $M_\odot$. Para el disco truncado se consideraron masas estelares $M_1 = M_2 = 1$ $M_\odot$ y una masa inicial $\sim 70\,\%$ la masa del disco libre.

2.1. Evolución del gas

Para estudiar la evolución temporal del disco de gas entorno a una de las componentes del sistema binario, utilizamos el código numérico PlanetaLP-B (Ronco et al., 2021), el cual calcula la evolución radial mediante la ecuación de difusión viscosa (Pringle, 1981) y considera el torque externo generado por la estrella compañera:

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial R} = \frac{3}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left[R^{1/2}\frac{\partial}{\partial R}\left(\nu \Sigma_g R^{1/2} - \frac{2\Sigma\Lambda}{3\Omega}\right)\right] \quad (1)$$

donde Σ_g representa la densidad superficial de gas, $\nu = \alpha c_s H$ la viscosidad del disco, Λ el torque debido a la estrella compañera en función de la distancia orbital R y la separación estelar a_b (Armitage & Natarajan, 2002). Notemos que la viscosidad cinemática del disco ν depende de la velocidad del sonido adiabática c_s, donde $c_s \propto T^{-1/2}$ y la escala de altura del disco H es tal que $H = c_s/\Omega_k$, con Ω_k la velocidad angular kepleriana.

PlanetaLP-B es un código escrito en forma modular, que nos permite considerar o adaptar diferentes modelos y prescripciones para el computo de la evolución del disco. En particular, en este trabajo tuvimos en cuenta dos modelos; por un lado, un modelo de disco verticalmente isotermo tal que la temperatura T es proporcional a $R^{-1/2}$(análogo a Zagaria et al. (2021)) y por otro, un modelo de disco no isotermo.

Para el modelo no isotermo, PlanetaLP-B calcula, en primer lugar, la estructura vertical del disco (Guilera et al., 2017). Una vez conocidas las cantidades termodinámicas en el plano medio, como temperatura, presión, velocidad del sonido, escala de altura y densidad, se computa la evolución temporal de la densidad superficial del disco de gas (Ec. 1).

2.2. Evolución del polvo

Para la evolución temporal del polvo a lo largo del disco, consideramos que las partículas, crecen siguiendo las aproximaciones derivadas por Drażkowska et al. (2016) basadas en los resultados del modelo de crecimiento de Birnstiel et al. (2012). Los granos de polvo crecen alcanzando un tamaño máximo debido a los efectos de la coagulación del polvo, la deriva radial y la fragmentación, dado por:

$$r_\mathrm{d}^\mathrm{max} = \mathrm{mín}(r_\mathrm{d}^0 \exp(t/\tau_\mathrm{gr}),\ r_\mathrm{drift}^\mathrm{max},\ r_\mathrm{frag}^\mathrm{max}). \quad (2)$$

donde $r_\mathrm{d}^0 = 1\ \mu$m es el tamaño inicial de los granos, t es la coordenada temporal y τ_gr es la escala de tiempo de crecimiento por colisiones. Los tamaños máximos asociados a la coagulación y al frenado radial dependen de los parámetros y cantidades termodinámicas del disco (Guilera et al., 2020; Venturini et al., 2020, ver detalles en). En particular, r_frag depende de la velocidad de fragmentación y la densidad de los granos de polvo, que al igual que en Zagaria et al. (2021) consideramos como $u_f = 10$ m^{-1} y $\rho_s = 1$ g cm^{-3}, respectivamente.

Debido a los pequeños tamaños iniciales, el polvo se encuentra acoplado al gas por lo que la evolución temporal de la densidad superficial de polvo Σ_d la computamos resolviendo la ecuación de advección-difusión (Guilera et al., 2020; Venturini et al., 2020):

$$\frac{\partial}{\partial R}(\Sigma_d) + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\overline{v}_\mathrm{drift}\Sigma_d) - \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left[RD^*\Sigma_g\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma_g}\right)\right] = 0 \quad (3)$$

siendo v_drift la velocidad de frenado y D^* la difusividad del polvo.

3. Resultados

En la Fig. 1 se presenta la evolución temporal de la densidad superficial de gas, la densidad superficial de polvo y el tamaño máximo de los granos para un disco truncado y un disco libre. Las columnas izquierda y derecha corresponden a los resultados obtenidos a partir de la versión isoterma y no isoterma de PLANETALP-B, respectivamente.

En el modelo isotermo se impone el truncamiento del disco considerando la condición de borde de flujo cero $\partial(\nu\Sigma_g R^{1/2})/\partial R = 0$ en $R_\mathrm{trunc} = 10$ ua, permitiendo una comparación directa con el trabajo de Zagaria et al. (2021). La evolución de la densidad superficial de gas, que se muestra en el panel superior, presenta una evolución similar hasta el primer millón de años. A 3 Ma se observa un orden de magnitud de diferencia entre la densidad de gas del disco libre y el truncado. Si bien este comportamiento es similar a lo encontrado por Zagaria et al. (2021) con un modelo más sencillo para el disco de gas, los valores absolutos de la densidad superficial de nuestros modelos son menores. A tres millones

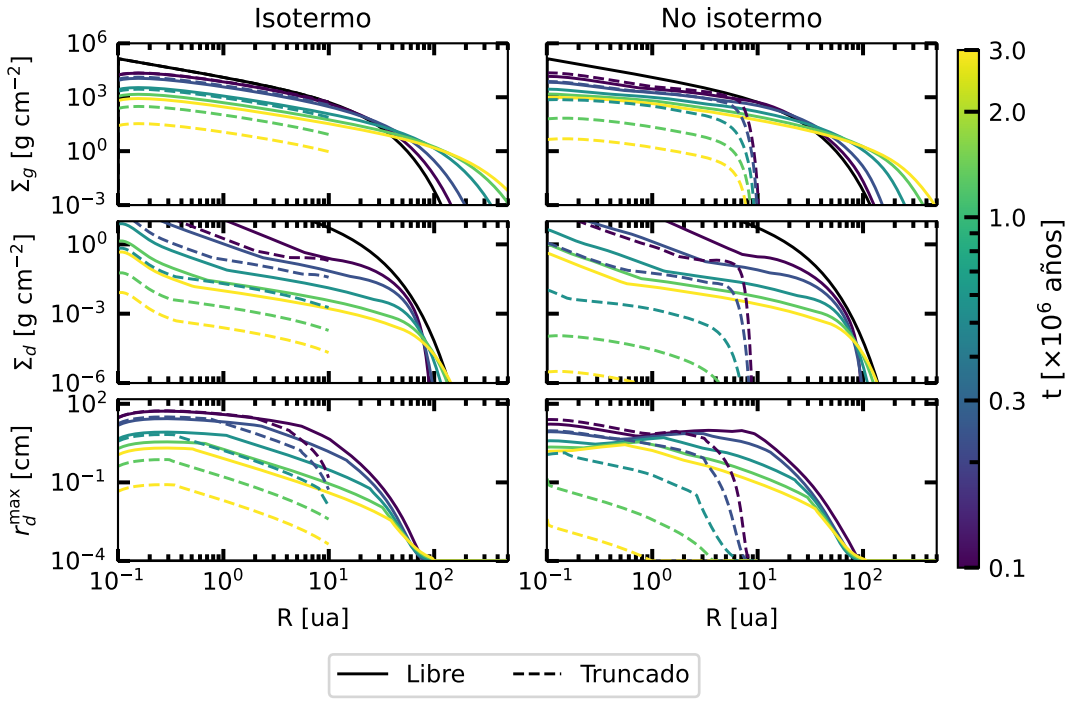


Fig. 1. Evolución temporal de la densidad superficial de gas, de polvo y tamaño máximo alcanzado por los granos de polvo en un disco tanto libre como truncado. La columna izquierda se corresponde a una distribución de temperatura verticalmente isoterma, la columna derecha se corresponde a una distribución de temperatura verticalmente no isoterma.

de años nuestro disco truncado es dos órdenes de magnitud menos denso respecto al de Zagaria et al. (2021). Entendemos que esta diferencia viene dada por considerar un velocidad del sonido adiabática, en lugar de la velocidad del sonido isotérmica utilizada por Zagaria et al. (2021).

El panel medio presenta la evolución temporal de la densidad superficial de polvo. En el modelo isotermo se observa que el disco truncado evoluciona en un tiempo menor respecto al disco libre, similar a lo obtenido por Zagaria et al. (2021). Sin embargo, nuestros resultados indican que ambos discos son más densos en las regiones internas en comparación a los presentados por dichos autores. En el panel inferior se muestran los tamaños máximos alcanzados por los granos de polvo. A diferencia de lo obtenido por Zagaria et al. (2021), se observa en ambos discos que a los 3 Ma la fragmentación aún limita el tamaño de los granos en las regiones internas. La transición entre el régimen dominante de la fragmentación y la deriva radial se observa en el cambio en la pendiente de los perfiles de $r_{\max}$. Esto permitiría retener mayor cantidad de polvo en las regiones internas.

En el caso del modelo no isotermo, el disco tipo S se trunca naturalmente al incluir explícitamente el torque debido a la estrella compañera en la ecuación de difusión del gas. En estos escenarios, continuamos observando una evolución más rápida del disco truncado respecto al disco libre, como también respecto al disco truncado isotermo. En el modelo no isotermo, el disco truncado de gas se disipa en ≈ 3.5 Ma, mientras que para el modelo isotermo este se disipa en ≈ 5 Ma. En el caso del disco libre, se observa una evolución similar a la del modelo isotermo, alcanzando los tres millones de años con una cantidad de material comparable a la obtenida en dicho modelo.

La densidad superficial de polvo en el caso del disco truncado evoluciona drásticamente respecto al disco libre. En ≈ 1 Ma, el disco truncado alcanza una densidad similar a la que presenta el disco truncado isotermo, recién a ≈ 3 Ma, lo que sugiere una pérdida temprana y significativa de la componente sólida. A los 3 Ma, se observa una cantidad muy reducida de material sólido dentro de ≈ 1 ua. Al primer millón de años, los tamaños máximos de los granos están limitados por fragmentación únicamente en una región interna estrecha, hasta aproximadamente $R = 0.2$ ua; en el resto del disco, los tamaños se ven restringidos por la deriva radial. Para los 2 Ma, la deriva radial domina en todo el disco, esto podría explicar la rápida perdida de polvo en comparación al modelo isotermo.

En la Fig. 2 mostramos la evolución tiempo a tiempo de la masa de gas y de polvo para el modelo isotermo (panel superior) y para el no isotermo (panel inferior). Para ambos casos, observamos que la evolución de un disco libre es similar. Sin embargo, para el modelo no isotermo del disco truncado observamos que, a 1 Ma, este posee menor masa en comparación al modelo isotermo del disco truncado.

Como mencionamos previamente, la viscosidad del disco ν depende de la velocidad del sonido c_s y de la escala de altura H. Estas cantidades están relacionadas con la temperatura T, por lo que considerar un perfil de temperatura que cambia a lo largo del disco y del tiempo, tendrá efectos considerables en la evolución viscosa

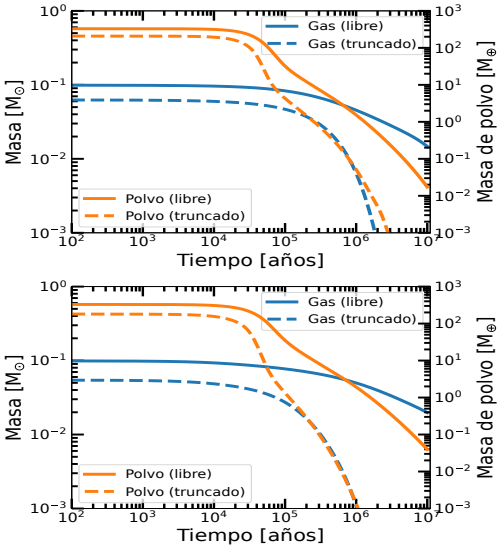


Fig. 2. Evolución temporal de la masa de gas y polvo del disco truncado y del disco libre. En el panel superior se muestran los resultados para el modelo isotermo y en el panel inferior para el modelo no isotermo.

del mismo (Ec. 1).

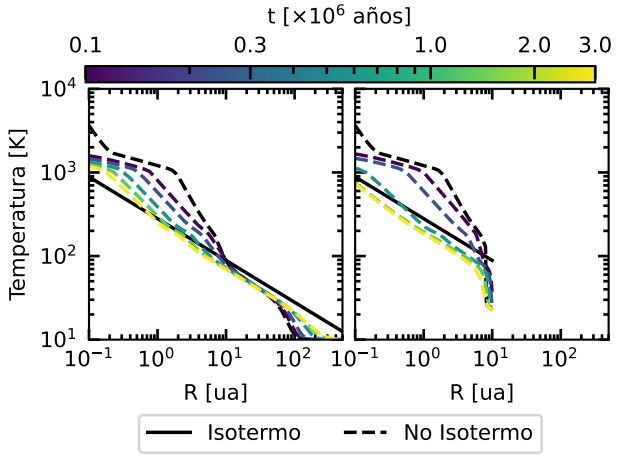


Fig. 3. Distribución radial de temperatura. Las líneas a trazos representan la evolución temporal de la distribución no isoterma. En línea sólida negra se representa la distribución isoterma. Los paneles corresponden a: disco libre (panel izquierdo) y disco truncado (panel derecho).

En la Fig. 3 observamos los perfiles de temperatura tanto para el disco libre (panel izquierdo) como para el disco truncado (panel derecho), en línea negra sólida se representa el perfil de temperatura para el modelo isotermo y en líneas punteadas los perfiles para el modelo no isotermo. Tanto para el disco libre como para el truncado observamos que inicialmente el perfil no isotermo es mayor al isotermo. A medida que evolucionan los discos los perfiles de temperatura no isotermo decaen, aproximándose al perfil isotermo. Durante el primer millón de años y dentro de las 10 ua, los discos truncado y libre son más viscosos (a pesar de estar considerando siempre el mismo parámetro α) y por lo tanto evolucionan de forma más rápida respecto al modelo isotermo.

4. Conclusiones

En este trabajo, hemos abordado el caso base presentado por Zagaria et al. (2021). A diferencia de estos autores, hemos resuelto de forma numérica las ecuaciones de difusión y difusión-advección para el gas y el polvo respectivamente. A su vez, extendimos este enfoque, teniendo en cuenta la resolución de la estructura vertical del disco, obteniendo una distribución radial de temperaturas no isoterma.

Hemos sido capaces de obtener resultados similares a los obtenidos por Zagaria et al. (2021) considerando un disco verticalmente isotermo aunque resolviendo la evolución de forma más detallada. Para contrastar nuestros resultados, estudiamos los perfiles de densidad superficial de gas y polvo, como también el crecimiento de los granos de polvo. Al igual que estos autores, hemos observado que los discos truncados evolucionan en un tiempo menor respecto a un disco libre.

Hemos resuelto la estructura vertical del disco, lo que nos ha permitido considerar un perfil de temperatura no isotermo. Por otro lado, hemos considerado y resuelto de forma explícita el efecto del torque generado por la estrella compañera. Debido a considerar un perfil de temperatura no isotermo, hemos analizado que los cambios de la temperatura producen cambios en la viscosidad del disco ν, lo que afecta a la evolución del disco. Considerar estos efectos nos arrojó como resultado una evolución más rápida para el disco truncado.

Estos resultados están en concordancia con resultados de trabajos previos, donde se muestra que en sistemas binarios, los discos protoplanetarios evolucionan en menos tiempo en comparación a discos que se encuentran en sistemas simples y que se expanden libremente. Esto implica que la formación planetaria se debe dar en tiempos mucho más acotados respecto a los tiempos que se estiman en discos simples.

Agradecimientos: AEC agradece al programa Becas EVC-CIN.

Referencias

Armitage P.J., Natarajan P., 2002, ApJL, 567, L9
Birnstiel T., Klahr H., Ercolano B., 2012, A&A, 539, A148
Drażkowska J., Alibert Y., Moore B., 2016, A&A, 594, A105
Guilera O.M., Miller Bertolami M.M., Ronco M.P., 2017, MNRAS, 471, L16
Guilera O.M., et al., 2020, A&A, 642, A140
Lynden-Bell D., Pringle J.E., 1974a, MNRAS, 168, 603
Lynden-Bell D., Pringle J.E., 1974b, MNRAS, 168, 603
Papaloizou J., Pringle J.E., 1977, MNRAS, 181, 441
Pringle J.E., 1981, ARA&A, 19, 137
Ronco M.P., et al., 2021, ApJ, 916, 113
Rosotti G.P., Clarke C.J., 2018, MNRAS, 473, 5630
Venturini J., et al., 2020, A&A, 644, A174
Zagaria F., Rosotti G.P., Lodato G., 2021, MNRAS, 504, 2235

Actividad colisional de NEAs cruzadores del cinturón de asteroides

P.S. Zain[1,2] & R.P. Di Sisto[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 23 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Estudiamos la evolución dinámica y actividad colisional de asteroides cercanos a la Tierra que cruzan el Cinturón de Asteroides (NEACs, por sus siglas en inglés). Mediante simulaciones de N-cuerpos, encontramos que los NEACs pueden pasar gran parte de su tiempo de vida dentro del Cinturón de Asteroides. Además, los tiempos colisionales para impactos con energía similar al de la misión Double Asteroid Redirection Test (DART) son menores a sus tiempos de vida para tamaños inferiores a 300 m, mientras que las colisiones catastróficas resultan improbables debido a sus largas escalas temporales. Estos resultados sugieren que la actividad colisional tiene un efecto limitado en las propiedades globales de los NEACs, aunque podría afectar las propiedades dinámicas y físicas individuales de los objetos.

Abstract / We studied the dynamical evolution and collisional activity of near-Earth asteroids crossing the Main Belt (NEACs). With N-body simulations, we found that NEACs can spend a significant portion of their lifetimes within the Main Belt. Additionally, collisional timescales for impacts with energy comparable to that of the Double Asteroid Redirection Test (DART) mission are shorter than their lifetimes for objects smaller than 300 m, whereas catastrophic collisions are unlikely due to their longer timescales. These results suggest that collisional activity has a limited effect on the global properties of NEACs but could influence the individual dynamical and physical characteristics of the objects.

Keywords / minor planets, asteroids: general — minor planets, asteroids: individual (Didymos, Dimorphos) — methods: numerical

1. Introducción

Los asteroides cercanos a la Tierra (NEAs, por sus sigla en inglés, *Near-Earth Asteroids*) son una población de asteroides cuyas órbitas tienen una distancia de perihelio q menor a 1.3 unidades astronómicas (ua). La cercanía de los NEAs implica que sus órbitas pueden intersecar la órbita terrestre, lo que eventualmente podría llevar a un impacto con nuestro planeta.

La fuente de los NEAs es el Cinturón de Asteroides (MB, por su sigla en inglés de *Main Belt*) ubicado entre las órbitas de Marte y Júpiter, entre 2 y 4 ua. Estos asteroides, debido a la acción combinada del efecto Yarkovsky y de las resonancias orbitales con los planetas gigantes, experimentaron aumentos en sus excentricidades que los llevaron a incursionar en la región interna del Sistema Solar, donde tienen encuentros cercanos frecuentes con los planetas rocosos (Granvik et al., 2016, 2018). Los NEAs tienen tiempos de vida de hasta algunos millones de años, y sus destinos finales típicos son impactar contra el Sol, ser eyectados hiperbólicamente o impactar contra un planeta terrestre (Bottke et al., 2001; Granvik et al., 2018).

Recientemente, se llevó a cabo la misión Double Asteroid Redirection Test (DART), que puso a prueba la técnica de desviación orbital mediante un impacto a alta velocidad. El objetivo de la misión fue un sistema binario de NEAs, cuya componente primaria es Didymos, un asteroide de 750 m, y la secundaria y blanco del impacto es Dimorphos, un asteroide de 150 m. La misión DART demostró ser altamente efectiva, ya que logró reducir el período orbital de Dimorphos alrededor de Didymos en aproximadamente 30 minutos (Thomas et al., 2023) e incrementó su momento en un factor de entre 2 y 5 veces con respecto al momento incidente del impacto (Cheng et al., 2023).

Dentro del MB las colisiones mutuas entre asteroides representan una parte importante de su evolución (Bottke et al., 2015). Dependiendo de la energía del impacto, estas colisiones pueden ser craterizantes o catastróficas. La actividad colisional entre los NEAs es mucho menos intensa, ya que sus tiempos de vida colisionales, en particular los catastróficos, son mucho mayores que sus tiempos de vida dinámicos. Sin embargo, Didymos es un asteroide que pasa un tercio de su órbita dentro del MB. En este contexto, Campo Bagatin et al. (2024) calcularon la escala de tiempo en la cual Didymos y Dimorphos podrían ser impactados por asteroides del MB. En este trabajo, extendemos el estudio realizado por Campo Bagatin et al. (2024) a toda la población de NEAs que crucen el MB (NEACs, de aquí en más). Esto lo realizamos por medio de simulaciones de N-cuerpos y cálculos de evolución colisional.

✉ *Contacto* / pzain@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

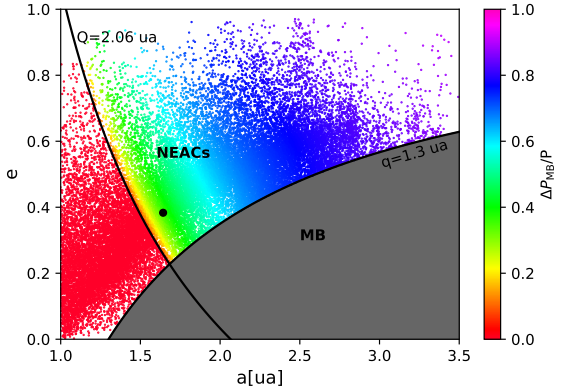


Fig. 1. Distribución de semiejes mayores a y excentricidades e de los NEAs. La barra de colores indica la fracción de tiempo en que los NEAs incursionan en el MB en relación con su período orbital. La curva $q = 1.3$ ua marca el límite entre los NEAs y el MB (sector gris), mientras que los NEACs corresponden a la región a la derecha de la curva $Q = 2.06$ ua. El punto negro indica los valores de a y e de Didymos.

2. Incursiones en el MB

En esta sección, analizamos la evolución dinámica de las órbitas de los NEACs. La Fig. 1 muestra los semiejes mayores a y las excentricidades e de todos los NEAs, obtenidos del *Minor Planet Center*. Definimos formalmente a los NEACs como aquellos cuyo afelio se encuentra a una distancia $Q > 2.06$ ua, que corresponde al límite interno del MB. Para cada NEAC calculamos la fracción entre el tiempo que su órbita incursiona en el MB, utilizando la ecuación de Kepler, con respecto a su período orbital: $\Delta P_{\rm MB}/P$. Esta fracción se representa en la paleta de colores de la Fig. 1, donde se observa que las incursiones de los NEACs en el MB pueden representar hasta un 80 % de sus períodos orbitales. Sin embargo, estas fracciones están calculadas con el problema de dos cuerpos para un instante dado. La región de los NEAs es altamente caótica debido a la presencia de numerosas resonancias de movimientos medios y seculares con planetas gigantes, así como la probable ocurrencia de encuentros cercanos con los planetas rocosos. Para determinar cómo evolucionan las órbitas de los NEACs y sus incursiones en el MB a lo largo de su tiempo de vida, realizamos simulaciones de N-cuerpos utilizando el código `MERCURY` (Chambers, 1999).

En estas simulaciones, consideramos a los NEACs con magnitud absoluta $H < 18$, de los que se supone que la población está completa, e incluimos como cuerpos masivos a los ocho planetas del Sistema Solar. En particular, para este trabajo consideramos que la muestra observada de NEACs es lo suficientemente amplia como para ser representativa de la población. Clasificamos a los NEACs en tres grupos de acuerdo con el valor de a: el Grupo 1 (G1) incluye aquellos con $a < 2.06$ ua, el Grupo 2 (G2) abarca los que tienen $2.06 < a < 2.5$ ua, y el Grupo 3 (G3) comprende los que tienen $a > 2.5$ ua. Los límites considerados, $a = 2.06$ y $a = 2.5$, corresponden al límite interno del MB y a la ubicación de la resonancia de movimientos medios 3:1 con Júpiter, la

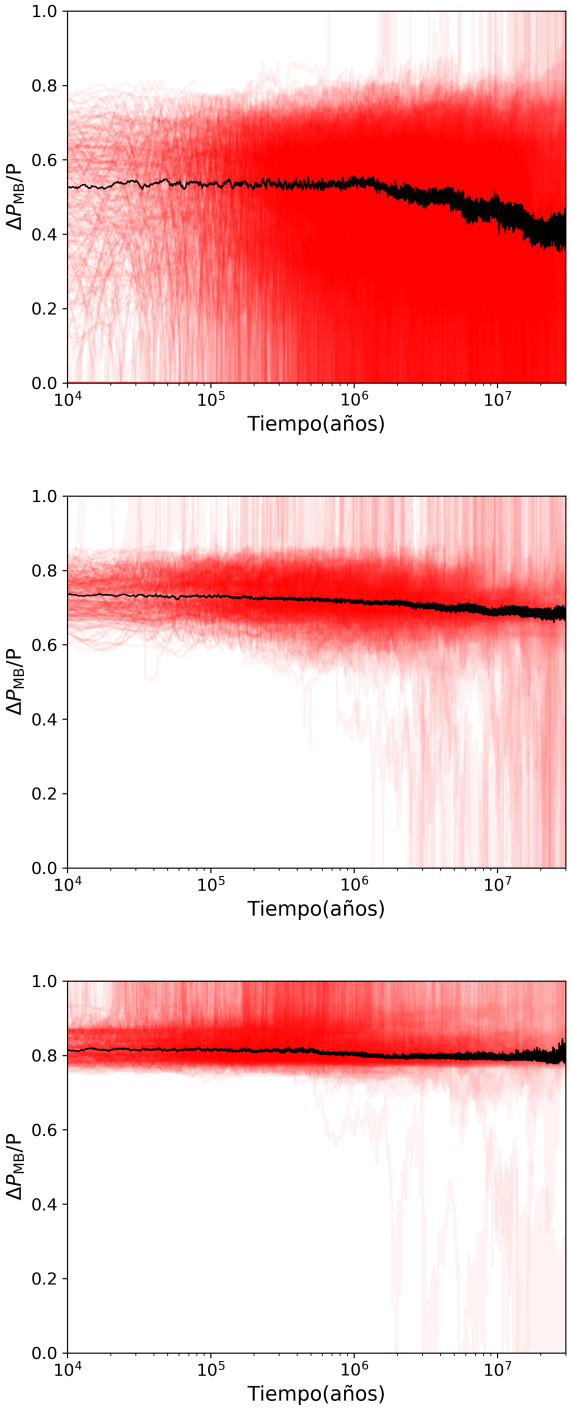


Fig. 2. Evolución de la fracción entre el tiempo de incursión en el MB con respecto a su periodo orbital $\Delta P_{\rm MB}/P$ para cada NEAC (en rojo), y la mediana para cada instante de tiempo (en negro) para G1 (panel superior), G2(panel medio) y G3 (panel inferior).

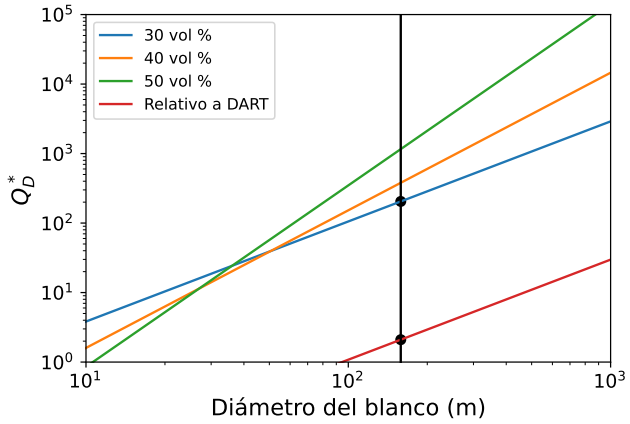


Fig. 3. $Q^*_{\rm D}$ en función del diámetro para asteroides con distinta fracción del volumen ocupada por rocas grandes (Raducan et al., 2024), y $Q_{\rm DART}$ relativo a la energía de impacto de la misión DART.

cual separa las regiones interna y media del MB y constituye una de las principales fuentes de NEAs (Bottke et al., 2001; Granvik et al., 2018). Utilizamos el integrador híbrido del `MERCURY` y evolucionamos cada NEAC como una partícula sin masa durante un tiempo máximo de 3×10^7 años.

La evolución dinámica de los NEAs ha sido estudiada en detalle en diversos trabajos, entre los cuales destacamos a Granvik et al. (2018) y Liberato et al. (2023). En este estudio, nos centramos en la evolución de la fracción $\Delta P_{\rm MB}/P$, que se muestra en la Fig. 2 para cada instante de tiempo. Observamos que los NEACs de los grupos G2 y G3 mantienen una fracción de su órbita dentro del MB aproximadamente constante durante su tiempo de vida, con valores medianos de ≈ 0.75 y ≈ 0.8, respectivamente. En contraste, la evolución es más caótica para los NEACs del G1, donde la fracción alcanza valores de hasta 0.8, con una mediana que se mantiene en ≈ 0.55 durante aproximadamente 10^6 años.

De esta primera parte del estudio, podemos concluir que los NEACs pasan una gran parte de su tiempo dentro del MB y, por lo tanto, pueden ser impactados por asteroides del MB (MBA, de aquí en adelante). Esta actividad colisional será analizada en la siguiente sección.

3. Actividad colisional

En esta sección, analizamos la actividad colisional entre blancos que son NEACs e impactores que son MBA. Una cantidad relevante para estudiar esta actividad es $Q^*_{\rm D}$, definida como la energía por unidad de masa necesaria para dispersar la mitad de la masa de un blanco. Esta cantidad marca el límite de energía entre colisiones craterizantes y catastróficas. En este trabajo, utilizamos la formulación propuesta por Raducan et al. (2024), quienes calcularon y calibraron $Q^*_{\rm D}$ para *rubble-piles* (montones de escombros) con diferentes densidades volumétricas y distribuciones de rocas grandes esféricas, utilizando datos de la misión DART. Estas funciones se presentan en la Fig. 3 y muestran que la energía necesaria para romper catastróficamente un asteroide varía significativamente según el volumen ocupado por rocas grandes. Cabe destacar que esa propiedad de la estructura interna de Dimorphos es desconocida hasta la llegada de la misión Hera, que estudiará el estado del asteroide tras el impacto. No obstante, para establecer una cota mínima para las colisiones catastróficas, consideramos en este trabajo el valor de $Q^*_{\rm D}$ con densidad volumétrica de rocas grandes del 30 % del volumen del blanco. Con este valor y la energía del impacto de la misión DART, $E_{\rm DART} = 1.094 \times 10^{10}$ J (Daly et al., 2023), construimos $Q_{\rm DART}$, una función que representa la energía específica necesaria para que un impacto en un NEAs de determinado tamaño sea equivalente al de DART. Los valores de Q_D pueden convertirse en diámetros de impactores de acuerdo a la expresión $d = \left(2Q/v^2\right)^{1/3} d_{\rm NEAs}$ (Bottke et al., 2005), donde $v = 7.5$ km s^{-1} es la velocidad de impacto (Campo Bagatin et al., 2024).

El número de impactos por unidad de tiempo que recibe un blanco NEAC de diámetro $d_{\rm B}$ de impactores MBA de diámetro mayor a $d_{\rm I}$ está dado por:

$$f_{\rm NEAC} = \frac{P}{4} \left(d_{\rm B} + d_{\rm I}\right)^2 N(> d_{\rm I}), \qquad (1)$$

donde $P = 10^{-17}$ km^{-2}año^{-1} (Campo Bagatin et al., 2024) es la probabilidad intrínseca de colision y $N(> d_{\rm I})$ es la distribución de tamaños de los MBA (Bottke et al., 2020). Con esto, obtenemos la escala de tiempo colisional como $f^{-1}_{\rm NEAC}$.

La Fig. 4 muestra, mediante una barra de colores, los órdenes de magnitud de las escalas de tiempo colisionales para los diferentes pares de blancos mayores a 100 m e impactores en el panel superior, y las energías de impacto en relación con la energía de la misión DART en el panel inferior. Dado que los tiempos de vida dinámica de los NEAs alcanzan, como máximo, unos pocos millones de años (Granvik et al., 2018), los eventos que se ubiquen por debajo de la franja celeste, correspondiente a 10^5 años, pueden ocurrir en numerosas ocasiones durante dicho período. En particular, los impactos con energía equivalente a la de DART son frecuentes en NEACs de todos los tamaños, siendo capaces de ocurrir cada 10^5 años en objetos de hasta 300 m, con tiempos menores a medida que aumenta el diámetro de los blancos. Por el contrario, los eventos dentro de la franja azul, correspondiente a 10^6 años, se limitarían a unos pocos casos dependiendo del tiempo de vida dinámico exacto de los NEACs. Asimismo, podemos descartar la ocurrencia de colisiones catastróficas en NEACs de cualquier tamaño, ya que los tiempos característicos de estos eventos superan los 10^7 años. Finalmente, si consideramos impactos con energía comparable a la de DART, estos ocurren en escalas de 10^5 años para NEACs de hasta 300 metros, mientras que para tamaños mayores, las escalas aumentan a 10^6 años.

4. Conclusiones

Las conclusiones de nuestro trabajo pueden sintetizarse de la siguiente manera:

- Definimos a los NEACs como una subpoblación de NEAs cuyas órbitas cruzan el MB, y sus incursiones

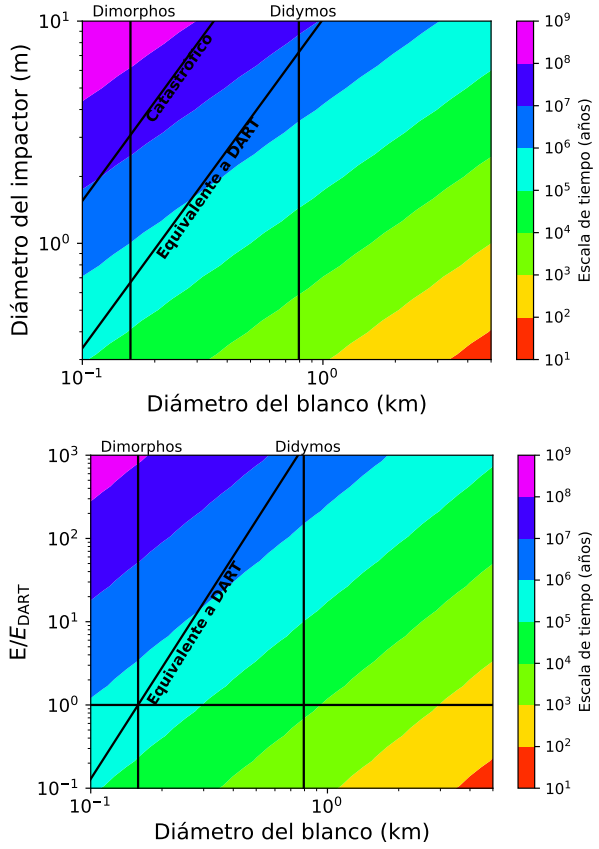


Fig. 4. Escalas de tiempo colisionales para NEACs de distintos tamaños en función del diámetro del impactor (panel superior), y de la energía normalizada respecto al impacto de la DART (panel inferior). Las líneas verticales indican los diámetros de Dimorphos (150 m) y Didymos (750 m).

pueden representar hasta el $\approx 80\,\%$ de sus períodos orbitales. Esa fracción dentro del MB se mantiene aproximadamente constante a lo largo de su tiempo de vida, al menos para NEACs con valores de $a > 2.06$ ua, mientras que para valores menores su evolución es más caótica. Por lo tanto, los NEACs son susceptibles a recibir colisiones con el MBA.

- Los NEACs de hasta 300 metros de diámetro pueden recibir numerosos impactos con energías equivalentes a la misión DART a lo largo de sus tiempos de vida. Para NEACs de tamaños mayores, la escala de tiempo de estos impactos son del orden de sus tiempos de vida.
- Las escalas de tiempo de colisiones catastróficas son superiores al tiempo de vida de los NEACs, por lo tanto podemos descartar su ocurrencia salvo eventos estocásticos.

Los resultados obtenidos indican que la actividad colisional de los NEACs es lo suficientemente baja como para no alterar significativamente las propiedades globales de la población, como su distribución de tamaños. No obstante, el estudio de la actividad colisional a escala de pequeños impactos sigue siendo relevante debido a sus implicancias en las propiedades físicas, dinámicas y superficiales de los asteroides. Entre estos efectos se incluyen cambios en su rotación, estructura interna, formación de cráteres y eyección de polvo. Estos aspectos podrán comprenderse con mayor detalle gracias a la misión Hera, que estudiará en profundidad las consecuencias del impacto de la DART sobre la superficie del asteroide Dimorphos.

Agradecimientos: Este estudio fue realizado con los recursos computacionales de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata (FCAGLP), el Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) y recibió financiamiento parcial de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP) a través del PID G172.

Referencias

Bottke W.F., et al., 2001, Science, 294, 1693
Bottke W.F., et al., 2005, Icarus, 175, 111
Bottke W.F., et al., 2015, Icarus, 247, 191
Bottke W.F., et al., 2020, AJ, 160, 14
Campo Bagatin A., et al., 2024, Nature Communications, 15, 3714
Chambers J.E., 1999, MNRAS, 304, 793
Cheng A.F., et al., 2023, Nature, 616, 457
Daly R.T., et al., 2023, Nature, 616, 443
Granvik M., et al., 2016, Nature, 530, 303
Granvik M., et al., 2018, Icarus, 312, 181
Liberato L., Araújo R., Winter O., 2023, The European Physical Journal Special Topics, 232, 3007
Raducan S., et al., 2024, The Planetary Science Journal, 5, 79
Thomas C.A., et al., 2023, Nature, 616, 448

Estudio detallado de la atmósfera de WASP-39 b utilizando el código POSEIDON y datos del JWST

M.A.J. Baracchi[1], L.H. García[2,3] & M.N. Gómez[2,4]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF), UNC, Argentina.*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Oficina Gemini Argentina, Secretaría de Innovación, Ciencia y Tecnología.*
[4] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 27 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este estudio, se investiga la atmósfera del planeta de tipo Saturno caliente WASP-39 b (m $\approx$ 0.28 M_{Jup}) que orbita una estrella del tipo espectral G8 a tan solo 0.048 UA de la misma. Esto se lleva a cabo mediante el análisis de espectros de transmisión obtenidos por el Telescopio Espacial James Webb (JWST), los cuales abarcan un rango espectral de 0.5 a 12 μm, permitiendo una evaluación exhaustiva de la composición química y los posibles escenarios físicos de la atmósfera. Para ello, se emplea el código POSEIDON, el cual se basa en la transferencia radiativa de las diferentes fuentes de opacidad presentes en la atmósfera, para reproducir las características observadas en los espectros. Este código refina la abundancia de compuestos moleculares como el H_2O, CO_2 y CH_4, entre otros. Por otra parte, el análisis integral, pero detallado, de todos los espectros combinados permite una mejor caracterización de la atmósfera de WASP-39b.

Abstract / In this study, we investigate the atmosphere of WASP-39b, a hot Saturn-like planet (m $\approx$ 0.28 M_{Jup}) which orbits a G8-type star at only 0.048 AU. This is carried out through the analysis of transmission spectra obtained by the James Webb Space Telescope (JWST), covering a spectral range from 0.5 to 12 μm, allowing for a comprehensive evaluation of the chemical composition and possible physical scenarios of the atmosphere. For this purpose, the POSEIDON code is employed, which is based on radiative transfer from the different sources of opacity present in the atmosphere, to reproduce the features observed in the spectra. The code refines the abundance of molecular compounds such as H_2O, CO_2, and CH_4, among others. Moreover, the integrated yet detailed analysis of all the combined spectra allows a better characterization of WASP-39 b's atmosphere.

Keywords / planets and satellites: atmospheres — planets and satellites: gaseous planets — planets and satellites: composition

1. Introducción

WASP-39b es un exoplaneta transitante de tipo "Saturno caliente" (m $\approx$ 0.28 M_{Jup}, P = 4 días) que orbita una estrella de tipo espectral G8, lo cual hace que la temperatura de equilibrio sea de 1120 K (Faedi et al., 2011). Su radio relativamente grande, en relación al radio estelar ($R_p/R_\star \approx 0.14$) junto con su atmósfera extendida han favorecido la observación de numerosos tránsitos planetarios con el Telescopio Espacial James Webb (JWST), empleando diversas configuraciones instrumentales: el espectrógrafo en el infrarrojo cercano de alta resolución (*Near Infrared Spectrograph*, NIRSpec/G395H) y en modo prisma (NIRSpec/PRISM), la cámara directa en el infrarrojo cercano y espectrógrafo sin rendija (*Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph/single object slitless spectroscopy*, NIRISS/SOSS), y el espectrógrafo de baja resolución del instrumento que opera infrarrojo medio (*Mid-Infrared Instrument/low resolution spectrometer*, MIRI/LRS).

En esta contribución, analizamos 4 de los espectros de transmisión individuales disponibles observados con el JWST (Alderson et al., 2023; Rustamkulov et al., 2023; Feinstein et al., 2023; Powell et al., 2024), para determinar la composición química de la atmósfera de WASP-39b. Además, combinamos los datos disponibles para obtener un único espectro que nos permite modelar de forma simultanea todo el rango de longitudes de onda cubierto por los espectros mencionados.

2. POSEIDON

Para analizar los espectros de transmisión utilizamos el código de transferencia radiativa POSEIDON (MacDonald & Madhusudhan, 2017; MacDonald & Lewis, 2022; MacDonald, 2023), que modela cómo la radiación estelar es afectada al atravesar la atmósfera del planeta durante los tránsitos. Las fuentes de opacidad consideradas incluyen varias especies químicas, dispersión de Rayleigh, procesos pares y aerosoles.

Para que este código pueda construir los espectros de transmisión sintéticos que luego se compararán con el observado es necesario darle ciertos parámetros de entrada, como las características de la estrella (temperatura efectiva $T_{\rm eff}$, radio, metalicidad y gravedad superficial), las características del planeta (radio, grave-

✉ *Contacto* / marcos.baracchi@mi.unc.edu.ar

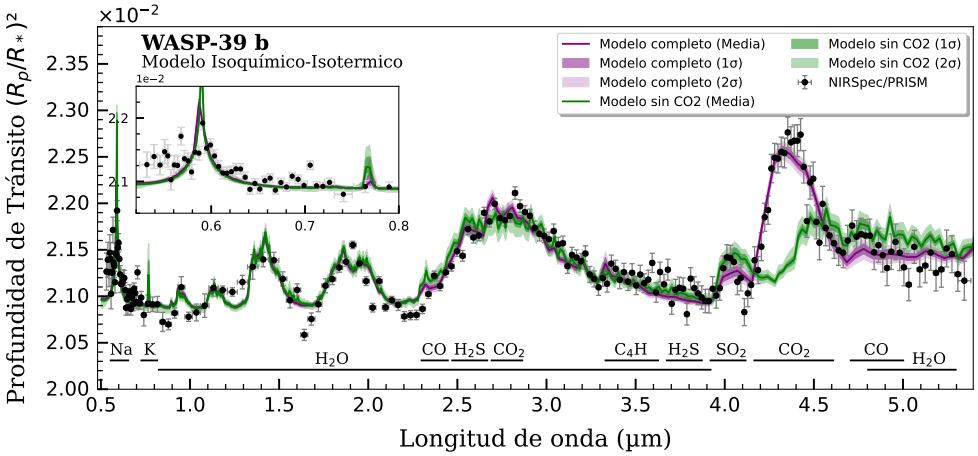


Fig. 1. Espectro que muestra la diferencia entre incluir o no el CO_2 en el modelado. Datos obtenidos con el instrumento NIRSpec/PRISM en puntos negros. En color violeta el espectro sintético con todas las especies químicas mencionadas en el texto. En color verde el espectro sintético excluyendo la presencia del CO_2.

Tabla 1. Características de los espectros analizados, especies químicas estudiadas y valores de $\chi^2_{\rm red}$ obtenido para los ajustes presentados en este trabajo y en la literatura.

Datos	Rango y Resolución	Elementos	Valores de $\chi^2_{\rm red}$ obtenidos para los diferentes escenarios				
			Isoquímico		Eq Termoquímico		Otros Trabajos
			Isotérmico	Gradiente	Isotérmico	Gradiente	
NIRSpec/G395H	2.7 - 5.2 μm, R $\sim$ 600	H_2O, CO_2, SO_2 y nubes	1.06	1.06	1.12	1.11	1.08[1]
NIRSpec/PRISM	0.5 - 5.4 μm, R $\sim$ 100-300	H_2O, CO_2, SO_2, CO, Na, K, CH_4, H_2S y nubes	3.0	3.1	3.4	3.4	3.2[2]
NIRISS/SOSS	0.6 - 2.8 μm, R $\sim$ 300	H_2O, K y nubes	2.65	2.64	2.70	2.89	2.98[3]
MIRI/LRS	5 - 12 μm, R $\sim$ 100	H_2O, CH_4, SO_2 y nubes	1.47	1.53	1.52	1.59	1.5[4]
Combinado	0.5 - 12 μm	H_2O, CO_2, SO_2, CO, Na, K, CH_4, H_2S y nubes	2.59	2.59	2.78	2.80	–

(1) Alderson et al. (2023), (2) Rustamkulov et al. (2023), (3) Feinstein et al. (2023), (4) Powell et al. (2024).

dad superficial y temperatura de equilibrio), y la base de datos de las opacidades en función de la longitud de onda en un amplio rango de presiones ($10^{-6} - 100$ bar) y temperaturas ($100 - 3500$ K). En particular, las bases empleadas por POSEIDON son: ExoMol (Tennyson et al., 2020), HITRAN (*High-resolution Transmission Database*, Gordon et al. 2022) y VALD3 (*Vienna Atomic Line Database*, Ryabchikova et al. 2015).

Además, se debe preestablecer el escenario o configuración para la atmósfera que se va a modelar (isoquímico o equilibrio termoquímico), así como los elementos químicos que se cree están presentes en el espectro de la atmósfera. Luego, POSEIDON utiliza un algoritmo de muestreo bayesiano, llamado PyMultiNest (Buchner et al., 2014), para hallar los valores de los parámetros libres del modelo que maximizan la probabilidad posterior o, de manera equivalente, la verosimilitud del modelo, generando así un espectro de transmisión sintético que se ajusta o reproduce al observado.

3. Datos y análisis

Para construir el espectro combinado a ser modelado, se emplearon datos de los instrumentos NIRSpec/PRISM, NIRISS/SOSS y MIRI/LRS del JWST. Los mismos fueron publicados por Rustamkulov et al. (2023), Feinstein et al. (2023) y Powell et al. (2024), donde, entre otros aspectos, se destaca el procedimiento de reducción. En general se emplean y comparan distintos *pipelines* de reducción, adoptándose el espectro de mejor calidad. Cabe destacar que los espectros obtenidos con distintos instrumentos empalmaron exactamente, sin necesidad de ninguna corrección o desplazamiento en la profundidad del tránsito, lo cual denota la consistencia de los datos empleados. En el caso de los espectros obtenidos con NIRSpec/PRISM, se recortó la región cubierta por NIRISS/SOSS y se reemplazó por esta última, debido a su mayor resolución. Por su parte, del espectro obtenido con MIRI/LRS se eliminó la región inicial del infrarrojo medio, que se solapaba con los datos de NIRSpec/PRISM.

Los espectros fueron analizados utilizando modelos de equilibrio termoquímico e isoquímicos para cada especie presente en la atmósfera. La calidad del ajuste se evaluó mediante el estadístico chi-cuadrado reducido ($\chi^2_{\rm red}$), definido como:

$$\chi^2_{\rm red} = \frac{1}{N-p} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 , \quad (1)$$

donde N es el número de datos, p la cantidad de parámetros ajustados, y_i los valores observados con incertidumbre σ_i, y $f(x_i)$ las predicciones del modelo. Los valores obtenidos de $\chi^2_{\rm red}$ indican que el factor más determinante en el modelado es la selección de especies químicas incluidas. En la Tabla 1 se resumen los valores de $\chi^2_{\rm red}$ obtenidos en este trabajo y en la literatura, junto con el rango y la resolución espectral de cada conjunto de datos y las especies modeladas.

Identificamos la presencia de H_2O, CO_2, CO, Na, K, SO_2 y nubes en la atmósfera. Además, exploramos la

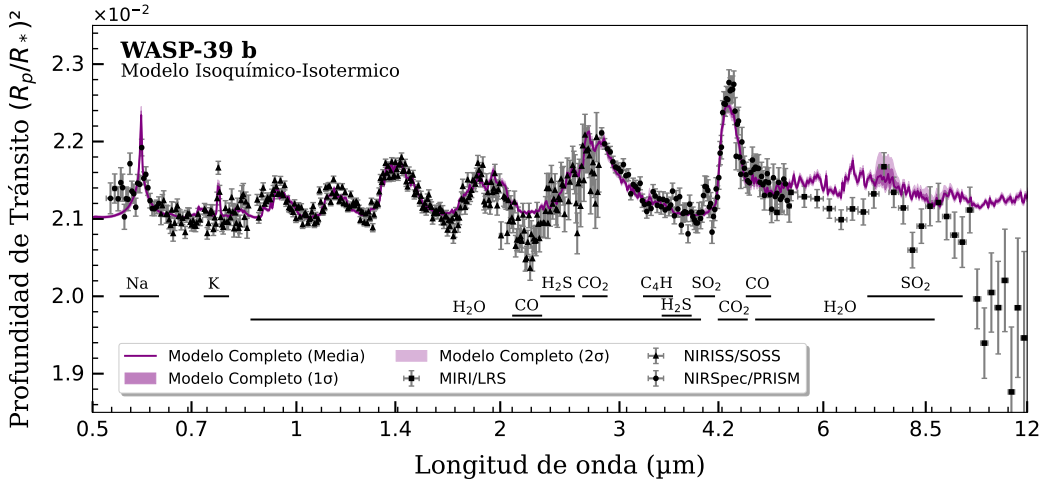


Fig. 2. Espectro de transmisión obtenido combinando los datos observados por los instrumentos NIRspec/PRISM (círculos), NIRISS/SOSS (triángulos) y MIRI/LRS (cuadrados). En color violeta se muestra el espectro sintético obtenido de los valores medios de los parámetros libres con su respectivos errores de 1 y 2σ en violeta más claro.

Tabla 2. Valores de detección, logaritmo de la tasa de mezclado volumétrica ($logX_q$) y porcentaje de abundancia de cada elemento detectado en el espectro combinado de WASP-39b presentado en la Fig. 2.

Elemento	H_2O	CO_2	CO	K	Na	SO_2	Nubes
Detección [σ]	> 50	27.0	3.6	8.5	13.5	1.7	18.7
$log(X_q)$	-1.60 ± 0.12	-2.98 ± 0.16	-2.11 ± 0.35	-6.30 ± 0.22	-4.34 ± 0.18	-6.71 ± 0.74	-2.85 ± 0.12 ($logP_{cld}$)
Abundancia	$\approx 2.5\,\%$	$\approx 0.1\,\%$	$\approx 0.9\,\%$	≈ 50 ppm	≈ 4600 ppm	≈ 16 ppm	—

presencia de CH_4, una molécula esperada en la atmósfera de este tipo de exoplaneta, debido a los procesos químicos del carbono que pueden ocurrir*, así como de ácido sulfhídrico (H_2S), que podría ser la fuente del SO_2 mediante procesos fotoquímicos en la atmósfera (Tsai et al., 2023). Sin embargo, no logramos una detección significativa de estos dos elementos, tanto en el análisis de los espectros individuales como combinados.

Para determinar cuán significativo es el aporte de cada compuesto en el modelado de la atmósfera, realizamos ajustes de los datos excluyendo cada uno de los elementos por separado, para luego comparar la evidencia bayesiana de los modelos resultantes. La Fig. 1 muestra el análisis de la contribución del CO_2 para el espectro obtenido por NIRSpec/PRISM. El color violeta corresponde al modelo con todas las especies químicas antes mencionadas. En color verde se representa el modelo sin incluir el CO_2 el cual no se capaz de reproducir la estructura alrededor de $\lambda = 4.3$ μm asociada a este elemento. De esta manera, pudimos determinar la "señal" de cada uno. En la Tabla 2 se listan los valores de significancia de cada compuesto en el espectro de transmisión combinado, la tasa de mezclado volumétrica de cada uno (X_q) y su respectiva abundancia porcentual. Para el caso de la nube se reporta la presión en la capa superior de la misma (P_{cld}). La Tabla 3 presenta los valores de detección de cada molécula en los espectros de transmisión individuales y lo reportado en la literatura a modo de comparación.

Por último, comparamos qué tan comunes son los elementos detectados en la atmósfera de WASP-39 b con respecto a los detectados en otros planetas tanto solares como extrasolares. En la Tabla 4 se indica la cantidad de planetas extrasolares en los que se ha logrado identificar los compuestos químicos detectados en este trabajo, junto con las abundancias de dichos compuestos en los planetas del Sistema Solar. Los planetas extrasolares fueron clasificados de acuerdo al rango de masa establecido por Stevens & Gaudi (2013). Sin embargo, se combinaron los últimos dos grupos de cada extremo de la clasificación a fin de que resulte una cantidad adecuada de categorías.

En esta tabla se puede ver que el elemento más común es el vapor de agua (H_2O) detectado en 57 planetas extrasolares (ademas de WASP-39 b) y en Venus, Tierra, Marte y Júpiter en abundancia menor al 1 %. Por otro lado, el elemento más raro encontrado en este planeta es el dióxido de azufre (SO_2) que solo ha sido identificado en otros 3 planetas extrasolares y en Venus.

*La distribución en equilibrio del C, está controlada por la reacción en el CO y el CH_4 de acuerdo a: CO + 3 H_2 $\leftrightarrow$ CH_4 + H_2O. Esto implica que, a altas temperaturas y bajas presiones (por ejemplo, $T \gtrsim 1500$ K, $P \lesssim 10^{-5}$ Pa), como en las capas superiores de la atmósfera del planeta que son fuertemente irradiadas, el CO sea el gas que mayor cantidad de C contiene. Por otro lado, a temperaturas más bajas y presiones más altas, como en las capas internas de la atmósfera, el CH_4 tiende a dominar (Perryman, 2018).

4. Resultados y conclusiones

En el espectro combinado que se muestra en la Fig. 2, detectamos la presencia de H_2O (>50σ), CO_2 (27σ), Na (13.5σ), K (8.5σ), SO_2 (1.7σ) y nubes (18.7σ). Si bien la detección de SO_2 en el espectro combinado re-

Tabla 3. Comparación de los valores de detección de cada molécula en los espectros individuales.

Elementos	Datos	Detección [σ]		Referencias
		Este trabajo	Otros	
H_2O	NIRSpec/G395H	18.1	21.5	Alderson et al. (2023)
	NIRSpec/PRISM	30.1	33	Rustamkulov et al. (2023)
	NIRISS/SOSS	> 50	> 30	Feinstein et al. (2023)
	MIRI/LRS	4.7	< 5.5	Powell et al. (2024)
SO_2	NIRSpec/G395H	3.8	4.8	Alderson et al. (2023)
	NIRSpec/PRISM	6.6	2.7	Rustamkulov et al. (2023)
	MIRI/LRS	3.3	$2.5 - 4.2$	Powell et al. (2024)
CO_2	NIRSpec/G395H	28.8	28.5	Alderson et al. (2023)
	NIRSpec/PRISM	27.5	28	Rustamkulov et al. (2023)
CO	NIRSpec/PRISM	7.6	7	Rustamkulov et al. (2023)
Na	NIRSpec/PRISM	17.3	19	Rustamkulov et al. (2023)
K	NIRISS/SOSS	8.7	6.8	Feinstein et al. (2023)

Tabla 4. Elementos químicos detectados en WASP-39 b, en planetas del Sistema Solar y extrasolares.

Elemento	Extra solares[1]					Sistema Solar[2]
	Nº total	Jupiters	Neptunos	Super Tierra	Tierra	
H_2O	57	31	12	6	8	$< 1\,\%$ (Venus, Tierra, Marte y Júpiter)
CO	29	18	7	1	3	Venus (17 ppm) y Marte (0.06 %)
CO_2	15	5	6	1	3	Venus $\approx 96.5\,\%$, Tierra $\approx 0.04\,\%$, Marte $\approx 95.1\,\%$
Na	28	20	7	-	1	Exosfera de Mercurio ($\sim$100 ppm)
K	20	17	2	1	-	Exosfera de Mercurio ($\sim$1 ppm)
SO_2	3	1	2	-	-	Venus (150 ppm)

(1) *Exoplanet.eu*, link: `https://exoplanet.eu/home/`; (2) *Planetary Fact Sheet*, link:`https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/`.

sultó marginal, su detección es más robusta (6.6σ) en el espectro obtenido por NIRSpec (modo prisma). Este elemento presenta pequeñas estructuras en 4.3 y 7.5 μm que el modelado sobre el espectro combinado no reproduce adecuadamente.

En la Fig. 2 se observa que el modelo sobrestima la profundidad del tránsito entre $\lambda \approx 2.1 - 2.2\mu$m. Feinstein et al. (2023), encuentran que esta discrepancia no puede ser explicada con un modelo de nubes homogéneas y uniformes, como los disponibles actualmente en el código empleado (POSEIDON).

Hacia longitudes de onda del IR medio, el modelo subestima la profundidad del tránsito. El motivo de esto no es claro. Una posible explicación es que no se estén teniendo en cuenta fenómenos físicos que podrían operar en esas longitudes de onda como emisión térmica del planeta (Kappelmeier et al., 2024). Otra alternativa, podría relacionarse con la presencia de nubes en donde la opacidad podría depender de la longitud de onda, siendo menos opacas hacia longitudes de ondas más largas. Finalmente, los datos disponibles en esta región espectral poseen menor precisión y resolución que en regiones espectrales de menor longitud de onda.

Como se mencionó anteriormente, si bien es esperable en este tipo de planetas la presencia de CH_4 (como resultado de procesos químicos del C) y H_2S (debido a la presencia de SO_2, Tsai et al. (2023)), no hemos podido confirmar de manera clara su presencia en la atmósfera de WASP-39b. Esto podría deberse a que las absorciones producidas por estas moléculas en el rango de longitudes de onda estudiados aquí, se encuentran muy cercanas a otras absorciones como las del H_2O y CO_2 que parecen dominar en los espectros de WASP-39b.

A partir de la distribución de probabilidad posterior, determinamos una temperatura media de la atmósfera de $T_{iso} = 701.6^{+15.5}_{-16.1}$ K, valor que difiere de la temperatura de equilibrio calculada ($T_{eq} = 1120 \pm 15$ K). Sin embargo, esta última supone un albedo nulo y un factor de redistribución de calor igual a 1 (caso ideal), lo cual podría no ser representativo, explicando así la discrepancia entre ambos valores.

Asimismo, la presión a la cual la atmósfera del planeta se vuelve totalmente opaca al paso de la radiación estelar es $\log(P) = -2.88^{+0.38}_{-0.29}$, correspondiente a un radio de $R_{p,ref} = (1.271 \pm 0.002)\, R_{Jup}$, valor comparable con el radio determinado en el óptico (Faedi et al. (2011).

Si bien los modelos de equilibrio termoquímico no son los que mejor reproducen el espectro analizado, se reporta el valor de $C/O = 0.20 \pm 0.01$ y de metalicidad de 53 ± 10 veces la solar obtenidos de los mismos, dada la significancia de ambos parámetros.

Referencias

Alderson L., et al., 2023, Nature, 614, 664
Buchner J., et al., 2014, A&A, 564, A125
Faedi F., et al., 2011, A&A, 531, A40
Feinstein A.D., et al., 2023, Nature, 614, 670
Gordon I.E., et al., 2022, JQSRT, 277, 107949
Kappelmeier J.A., MacDonald R.J., Lewis N.K., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2408.07739
MacDonald R.J., 2023, The Journal of Open Source Software, 8, 4873
MacDonald R.J., Lewis N.K., 2022, ApJ, 929, 20
MacDonald R.J., Madhusudhan N., 2017, MNRAS, 469, 1979
Perryman M., 2018, *The Exoplanet Handbook*, 2 ed., Cambridge University Press
Powell D., et al., 2024, Nature, 626, 979
Rustamkulov Z., et al., 2023, Nature, 614, 659
Ryabchikova T., et al., 2015, PhyS, 90, 054005
Stevens D.J., Gaudi B.S., 2013, PASP, 125, 933
Tennyson J., et al., 2020, JQSRT, 255, 107228
Tsai S.M., et al., 2023, Nature, 617, 483

Caracterización en los satélites de los planetas gigantes: un análisis comparativo

N.L. Rossignoli[1,2], R.P. Di Sisto[1,2] & M.G. Parisi[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / El estudio de los procesos de caracterización en los satélites de nuestro Sistema Solar abarca distintos ejes interconectados entre sí, desde los cuales es posible investigar el origen y la evolución de cada objeto en particular y de cada sistema de satélites en general. En este trabajo presentamos resultados del estudio de la caracterización en los sistemas de satélites de Saturno, Urano y Neptuno. Se resume el método utilizado para modelar los procesos de impacto en los distintos sistemas, las poblaciones impactoras consideradas y los resultados obtenidos a partir de la comparación de las distribuciones de cráteres teóricas con las observadas.

Abstract / The study of impact cratering processes in the satellites of our Solar System comprises different interconnected subjects, from which it is possible to investigate the origin and evolution of each object in particular and of each satellite system in general. In this work we present results on the study of impact cratering in the satellite systems of Saturn, Uranus and Neptune. We outline the method used to model the impact processes in the different systems, the impactor populations considered and the results obtained from the comparison of the theoretical crater distributions with the observed ones.

Keywords / Kuiper belt: general — planets and satellites: general — planets and satellites: surfaces

1. Introducción

Los satélites de los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar conforman un gran escenario en el cual es posible estudiar una amplia variedad de procesos físicos, dinámicos y geológicos, vinculando distintas poblaciones de objetos a través de procesos de impacto. Los cráteres presentes en las superficies de estos satélites constituyen una evidencia directa de su historia colisional, por lo que modelar el proceso de caracterización en estos objetos representa una de las principales herramientas para estudiar su origen y su evolución. A su vez, compone la vía principal para identificar y caracterizar a las distintas poblaciones impactoras actuantes en cada sistema.

En este trabajo resumimos los principales resultados de nuestro modelo de producción de cráteres para los sistemas de satélites de Saturno, Urano y Neptuno. En particular, damos especial énfasis al estudio de la caracterización generada por impactores heliocéntricos en los seis satélites medianos de Saturno. Asimismo, comparamos nuestros resultados con los conteos de cráteres observados, que han sido reevaluados recientemente por Robbins et al. (2024) para Mimas, Rea y Jápeto y los conteos obtenidos por Kirchoff & Schenk (2009, 2010) para Mimas, Encelado, Tetis, Dione, Rea y Jápeto. En base a este análisis, evaluamos los resultados generales de nuestro modelo de caracterización para este sistema y los comparamos con lo obtenido en los sistemas de Urano y Neptuno.

2. Método

Para modelar el proceso de caracterización en estos sistemas de satélites, nos basamos en un método desarrollado en trabajos anteriores (Di Sisto & Brunini, 2011; Di Sisto & Zanardi, 2013; Rossignoli et al., 2019, 2022) que considera como principales impactores en la región de los planetas gigantes a los Centauros originados en el Disco Dispersado (SD) de la Región Transneptuniana. En comparación, el aporte de otras poblaciones de pequeños cuerpos, como Plutinos o troyanos de Júpiter, es entre uno y dos órdenes de magnitud menor (Di Sisto & Rossignoli, 2020). El método utilizado incorpora los resultados de la simulación numérica presentada en Di Sisto & Rossignoli (2020), donde estudiamos la evolución dinámica de los objetos del Disco Dispersado (SDOs) hacia la región de los planetas gigantes, donde pasan a denominarse Centauros. Para modelar la distribución de tamaños (CSD) de esta población, utilizamos la siguiente relación:

$$N(>d) = C_0 \left(\frac{1\text{km}}{d}\right)^{s_2-1} \quad \text{para} \quad d \leq 100 \text{ km},$$
$$N(>d) = C_1 \left(\frac{100\text{km}}{d}\right)^{3.7} \quad \text{para} \quad d > 100 \text{ km}, \quad (1)$$

donde $C_0 = 3.5 \times 10^5 \times 100^{s_2-1}$ y $C_1 = 3.5 \times 10^5$ es el número máximo estimado de SDOs con diámetros $d > 100$ km. Para el índice diferencial s_2, que modela la

✉ *Contacto* / nrossignoli@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

distribución para los objetos con diámetros $d < 100$ km, contemplamos dos valores límites debido a la incertidumbre en su CSD, s_2: 3 y 3.5.

El diámetro del cráter transitorio D_t producido por un impactor de diámetro d es obtenido a partir de la ley de escala dada por Holsapple & Housen (2007) y considerando impactos oblicuos (α=45° con respecto al horizonte):

$$D_t = K_1 \left[\left(\frac{gd}{2v_i^2} \right) \left(\frac{\rho_t}{\rho_i} \right)^{\frac{2\nu}{\mu}} + K_2 \left(\frac{Y}{\rho_t v_i^2} \right)^{\frac{2+\mu}{2}} \left(\frac{\rho_t}{\rho_i} \right)^{\frac{\nu(2+\mu)}{\mu}} \right]^{-\frac{\mu}{2+\mu}} d, \quad (2)$$

donde g y ρ_t son la gravedad y densidad del blanco respectivamente, $\rho_i = 1$ gr cm^{-3} es la densidad del impactor (McKinnon et al., 2008; Di Sisto & Zanardi, 2013), v_i la componente vertical de la velocidad de colisión v_{col}, μ=0.38, ν=0.397, K_1=1.93, K_2=1 y $Y = 1$ MPa. El diámetro final del cráter D se obtiene adaptando los resultados para cráteres complejos (Di Sisto & Zanardi, 2013), que son el resultado de la etapa final del evento de craterización y se generan tras el colapso gravitatorio del cráter transitorio D_t.

3. Resultados y Discusión

En esta sección presentamos los resultados de nuestro modelo de producción de cráteres para los satélites más grandes de Saturno, Urano y Neptuno, considerando impactores heliocéntricos. En la Tabla 1 se resumen estos resultados junto con los parámetros principales que caracterizan a cada satélite.

Tabla 1. Resultados generales del modelo heliocéntrico: radio medio del satélite R_{sat} en km y semieje mayor a en unidades del radio medio del planeta (R_S, R_U y R_N para radios de Saturno, Urano y Neptuno respectivamente), velocidad de colisión v_{col} en km s^{-1} y cráter modelado más grande D_{max} en km para ambos valores del índice CSD en la Ec. 1: s_2=3 y s_2=3.5.

Satélite	R_{sat}	a	v_{col}	D_{max} s_2=3	D_{max} s_2=3.5
Mimas	198.2	3.19 R_S	25.17	45.87	102.41
Encélado	252.1	4.09 R_S	22.34	46.45	97.21
Tetis	531.1	5.06 R_S	20.18	97.72	178.13
Dione	561.4	6.48 R_S	17.97	79.01	142.52
Rea	763.5	9.05 R_S	15.40	96.81	167.20
Titán	2574.73	20.98 R_S	10.51	158.12	227.01
Jápeto	734.3	61.16 R_S	7.23	53.91	101.75
Miranda	235.8	5.12 R_U	11.98	51.39	102.68
Ariel	578.9	7.53 R_U	10.03	94.14	156.46
Umbriel	584.7	10.49 R_U	8.66	85.13	143.37
Titania	788.9	17.20 R_U	7.02	91.53	147.84
Oberón	761.4	23.00 R_U	6.26	81.62	134.33
Proteo	210.0	4.78 R_N	13.42	70.80	134.67
Tritón	1353.4	14.41 R_N	7.97	226.90	302.73

Para el sistema de satélites de Saturno, las Figs. 1 y 2 muestran nuestros resultados para los seis satélites

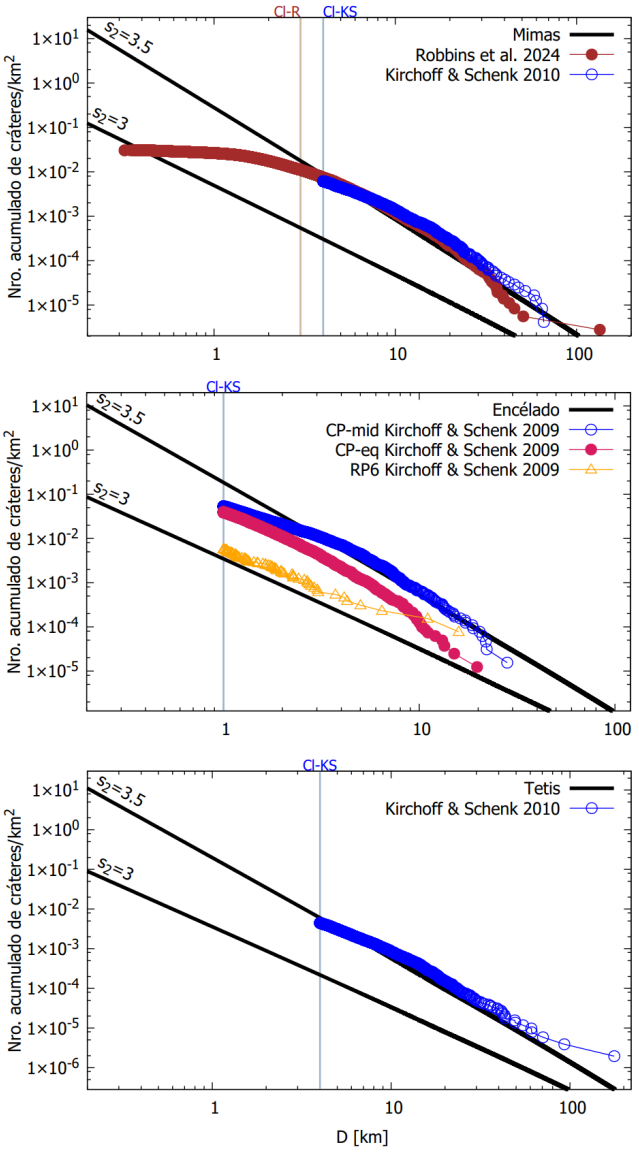


Fig. 1. Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en Mimas (*panel superior*), Encélado (*panel central*) y Tetis (*panel inferior*), en función del diámetro del cráter. Las líneas sólidas negras representan los resultados del modelo heliocéntrico para s_2=3 y s_2=3.5 y los puntos en color indican las distribuciones de cráteres observadas. Las líneas verticales en color indican el límite de completitud del conteo observado.

medianos, en orden de distancia al planeta. En cada figura se muestran el número acumulado teórico de cráteres por kilómetro cuadrado en función del diámetro del cráter, para ambos valores s_2=3 y s_2=3.5 del índice de la CSD, junto con las distribuciones de cráteres observadas en cada satélite (Kirchoff & Schenk, 2009, 2010; Robbins et al., 2024). En la Fig. 1 se puede notar que en el caso de Mimas, el satélite mediano que orbita a menor distancia de Saturno, nuestro modelo con índice s_2=3.5 produce una distribución de cráteres consistente con la observada, sobre todo para cráteres con tamaños mayores al límite de completitud del conteo (aquellos con diámetros $D \geq 3$ km). En cambio, nuestro modelo con

índice s_2=3 subestima el número de cráteres observados para todos los tamaños de cráter, con lo cual consideramos que este índice no produce resultados compatibles con lo observado. En el caso de Encélado obtenemos resultados similares al comparar nuestros resultados con el conteo de cráteres correspondiente a la región más craterizada de este satélite, "CP-mid" (Kirchoff & Schenk, 2009), una planicie craterizada ubicada en las latitudes medias del satélite e indicada en color azul en el panel central de la Fig. 1. Los conteos correspondientes a la región craterizada ecuatorial "CP-eq" y la planicie con crestas "RP6" del satélite se incluyeron en la figura para mostrar la variedad de terrenos y la escala a la que pueden renovarse las superficies de estos objetos mediante procesos que actúan a nivel local. Asimismo, en Tetis obtenemos resultados consistentes con lo observado para el modelo de índice s_2=3.5, indicando que con este índice se producen resultados que predicen la mayor parte de los cráteres observados en estos satélites.

En la Fig. 2 se muestran los resultados para Dione, Rea y Jápeto, los satélites medianos más alejados de Saturno. Se puede notar que, en los tres satélites, ambos índices s_2 de la CSD generan distribuciones de cráteres que subestiman el número de cráteres de mayor tamaño observado. A su vez, esta subestimación aumenta con la distancia al planeta, siendo más notoria en Rea y Jápeto que orbitan a 9.05 y 61.16 R_S del planeta respectivamente. Esta diferencia entre nuestros resultados y lo observado puede deberse a varios factores, entre ellos la posibilidad de que otras poblaciones impactoras, quizás de carácter planetocéntrico, hayan actuado en esta zona más externa del sistema de satélites. Alternativamente, en trabajos recientes se ha estudiado el rol de la migración orbital en este sistema, que podría ser muy importante en la zona más externa (Lainey et al., 2020). Por ejemplo, a partir de dos medidas independientes, estos autores obtuvieron una migración orbital para Titán de 11 cm por año. Esto se debería a un tipo de fuerza de marea relacionado al bloqueo de resonancias, que aumentaría la distancia orbital de los satélites distantes a tasas mucho mayores a las predichas con anterioridad. En este sentido, si Rea y Jápeto orbitaban Saturno a distancias mucho menores en el pasado, nuestro modelo heliocéntrico podría producir resultados compatibles con lo observado, considerando que a menor distancia al planeta, mayor es la velocidad de impacto, lo que ubicaría nuestras distribuciones teóricas de cráteres en valores más altos que los obtenidos a las distancias actuales.

Por otra parte, en el satélite más grande de Saturno, Titán, modificamos el modelo de craterización para poder incluir los efectos de su densa atmósfera, obteniendo resultados compatibles con lo observado para la distribución asociada al índice s_2=3.5 en la CSD de los impactores (Rossignoli et al., 2022). Si consideráramos la migración orbital de este satélite estudiada en Lainey et al. (2020), nuestro modelo produciría una sobreestimación del número de cráteres observados. Esto indicaría que los procesos de renovación de superficie, evidenciados por su ciclo hidrológico y ya contemplados en Rossignoli et al. (2022), actuarían a mayor escala que la considerada previamente, borrando cráteres de gran tamaño en escalas de millones de años. De todas formas, las tasas de migración orbital y su dependencia temporal en este sistema se encuentran en estudio, por lo que su implementación al modelo de craterización se considerará en trabajos futuros.

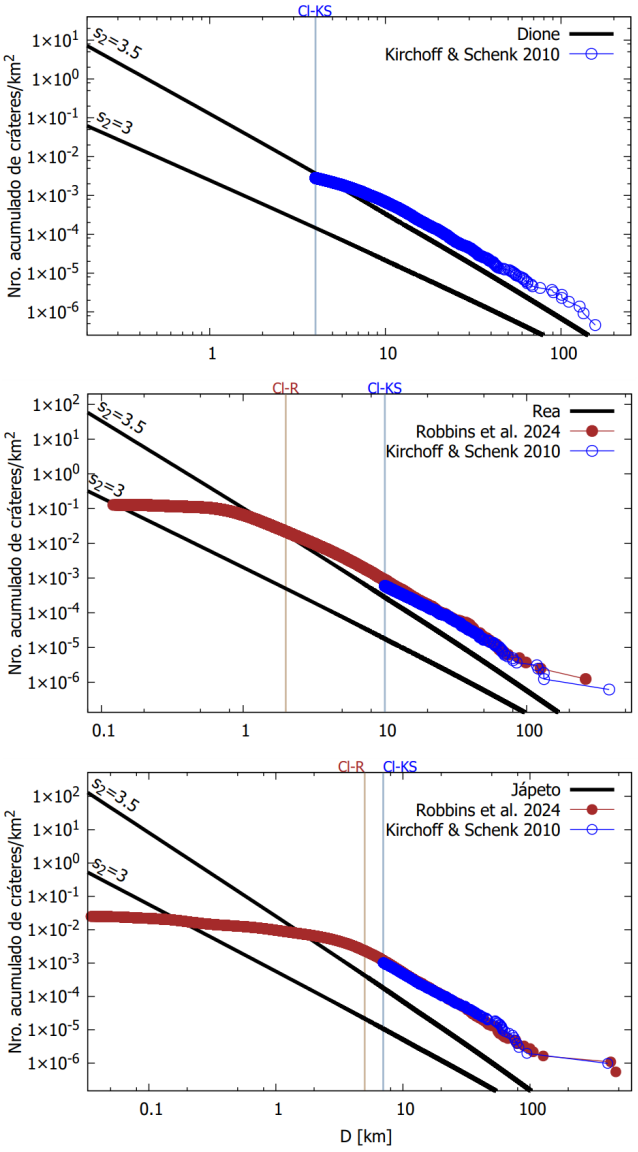


Fig. 2. Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en Dione (*panel superior*), Rea (*panel central*) y Jápeto (*panel inferior*), en función del diámetro del cráter. Las líneas sólidas negras representan los resultados del modelo heliocéntrico para s_2=3 y s_2=3.5 y los puntos en color indican las distribuciones de cráteres observadas. Las líneas verticales en color indican el límite de completitud del conteo observado.

En cuanto a los resultados de nuestro modelo de craterización para los sistemas de Urano y Neptuno, la Fig. 3 muestra lo obtenido para dos casos representativos. En el sistema de satélites de Urano, nuestro modelo heliocéntrico de índice s_2=3 subestima los cráteres observados en los cincos satélites clásicos, mientras que el de índice s_2=3.5 produce una distribución de cráteres compatible con lo observado en Ariel y Miranda, pero con-

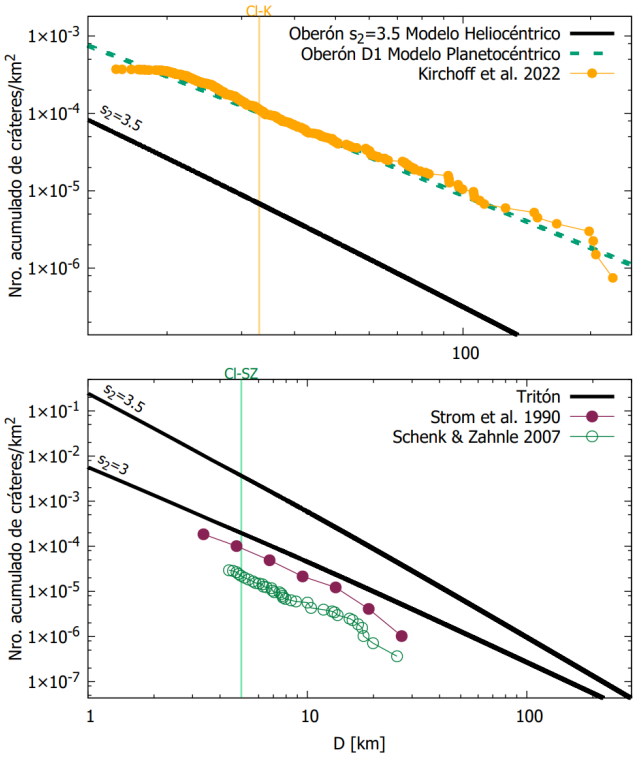


Fig. 3. Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en Oberón (*panel superior*) y Tritón (*panel inferior*), en función del diámetro del cráter. Las líneas sólidas negras representan los resultados del modelo heliocéntrico para s_2=3 y s_2=3.5 y los puntos en color indican las distribuciones de cráteres observadas. Las líneas verticales en color indican el límite de completitud del conteo observado. Figuras adaptadas de Rossignoli & Di Sisto (2022) para Oberón y Rossignoli & Di Sisto (2023b) para Tritón.

duce a una notoria subestimación para todos los tamaños de cráteres observados en Umbriel, Titania y Oberón. Esto se puede visualizar en el panel superior de la Fig. 3, donde se muestra la distribución de cráteres del modelo heliocéntrico de índice s_2=3.5 para Oberón, el satélite clásico más externo de Urano, junto con los conteos de cráteres de Kirchoff et al. (2022). Esto indica que probablemente la mayoría de los cráteres que se observan en estos satélites fueron producidos por una población alternativa de impactores. Con esta motivación, modelamos una población planetocéntrica para este sistema basada en estudios recientes que investigan la formación de los satélites clásicos a partir de una gran colisión. Este evento se vincula a la gran oblicuidad del sistema (ver p.ej. Parisi, 2011) y presenta un escenario propicio para modelar un disco de escombros remanente de la colisión que constituya una población planetocéntrica. Teniendo en cuenta las prescripciones presentadas en Ida et al. (2020) y Woo et al. (2022) modelamos distintos perfiles para la distribución de partículas en discos planetocéntricos y hallamos resultados compatibles con las distribuciones observadas para los cinco satélites (Rossignoli & Di Sisto, 2023a). Para el caso de Oberón, este resultado se puede ver graficado en líneas punteadas en el panel superior de la Fig. 3.

En el sistema de satélites de Neptuno, los resultados de nuestro modelo heliocéntrico se pudieron contrastar únicamente con lo observado en Tritón (Strom et al., 1990; Schenk & Zahnle, 2007), ya que el resto de los satélites no cuenta con imágenes con la suficiente resolución. En este caso, nuestro modelo produce una distribución de cráteres que sobreestima la distribución observada (panel inferior de la Fig. 3). Esto es compatible con lo observado en la superficie de este satélite, que evidencia procesos de renovación de superficie a escala global. Considerando que Tritón es un satélite irregular cuya órbita es retrógrada, es posible que sea un satélite capturado. En ese caso, la circularización de su órbita poscaptura podría dar lugar a efectos de calentamiento por marea que llevarían a renovar rápidamente su superficie de hielo, borrando la mayor parte de sus cráteres en escalas de tiempo de millones de años (Rossignoli & Di Sisto, 2023b).

El análisis del conjunto de los tres sistemas estudiados indica que cada sistema de satélites es particular y presenta características únicas vinculadas a su proceso de formación y evolución. Sin embargo, la población impactora heliocéntrica actúa en todos los satélites. En este sentido, los resultados del modelo de caracterización heliocéntrico funcionan como una de las vías principales para investigar y descubrir los procesos físicos, dinámicos y geológicos que tienen lugar en estos mundos. Por esta razón, el continuo desarrollo y mejora del modelo de producción de cráteres por impactores heliocéntricos resulta clave para continuar investigando esta región de nuestro Sistema Solar.

Referencias

Di Sisto R.P., Brunini A., 2011, A&A, 534, A68
Di Sisto R.P., Rossignoli N.L., 2020, Celest. Mech. Dyn. Astron., 132, 36
Di Sisto R.P., Zanardi M., 2013, A&A, 553, A79
Holsapple K.A., Housen K.R., 2007, Icarus, 187
Ida S., et al., 2020, Nat. Astron., 4
Kirchoff M.R., Schenk P., 2009, Icarus, 202, 656
Kirchoff M.R., Schenk P., 2010, Icarus, 206, 485
Kirchoff M.R., et al., 2022, PSJ, 3
Lainey V., et al., 2020, Nat. Astron., 4, 1053
McKinnon W.B., et al., 2008, *Structure and Evolution of Kuiper Belt Objects and Dwarf Planets*, 213–241
Parisi M.G., 2011, A&A, 534, A28
Robbins S.J., Bierhaus E.B., Dones L., 2024, JGR, 129
Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., 2022, *13th PCCM, LPI Contributions*, vol. 13, 2017
Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., 2023a, BAAA, 64, 26
Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., 2023b, *14th PCCM, LPI Contributions*, vol. 14, 2009
Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., Parisi M.G., 2022, A&A, 660, A127
Rossignoli N.L., et al., 2019, A&A, 627, A12
Schenk P.M., Zahnle K., 2007, Icarus, 192, 135
Strom R.G., Croft S.K., Boyce J.M., 1990, Science, 250, 437
Woo J.M.Y., et al., 2022, Icarus, 375

Estudio de cuatro cúmulos abiertos a partir de fotometría de GAIA

R.C. Martín[1,2], C.S.B. Hormaeche[1,2], T.I. Macaroff[1,2], G. Ferreira[1,2], F.O. Simondi-Romero[1,2], A.V. Ahumada[2,3], M.E. Rodriguez[1,2], C.G. Bornancini[2,3,4] & L.R. Vega-Neme[2,4]

[1] *Facultad de Matematíca, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 30 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / En el marco de la matería "Astrofísica General" (FaMAF, UNC), se presenta la edad, la distancia, el enrojecimiento y la metalicidad de cuatro cúmulos abiertos de la Galaxia. La determinación de los mencionados parámetros astrofísicos se realizó a partir de datos *Gaia*, mediante el ajuste detallado de isócronas teóricas en sus respectivos diagramas color-magnitud G vs. $G - G_{RP}$. Los resultados encontrados se comparan con los derivados por otros autores y se presenta una discusión al respecto. Teutsch 27 resulta ser el objeto más viejo de la muestra con una edad de 250.0×10^6 años, y vdBH 151 el más pobre en metales, determinando una metalicidad solar para el mismo.

Abstract / As part of the course "Astrofísica General" (FaMAF, UNC), the age, distance, reddening, and metallicity of four open clusters in the Galaxy are presented. The determination of these astrophysical parameters was carried out using *Gaia* data, through the detailed fitting of theoretical isochrones to their respective color-magnitude diagrams G vs. $G - G_{RP}$. The results obtained are compared with those derived by other authors, and a discussion on the findings is presented. Teutsch 27 is the oldest object of the sample with an age of 250.0×10^6 years, while vdBH 151 is the most metal-poor, and a solar metallicity was determined for it.

Keywords / open clusters and associations: general — open clusters and associations: individual (Teutsch 27, Teutsch 8, Alessi 15, vdBH 151) — techniques: photometric - astrometry

1. Introducción

El estudio de cúmulos abiertos (CAs), bloques fundamentales en la comprensión de la evolución química y dinámica del disco de la Vía Láctea (VL), resulta más rico en comparación con estudios de estrellas individuales, ya que sus parámetros astrofísicos fundamentales, tales como edad, distancia, exceso de color y metalicidad, entre otros, pueden determinarse, en general, con mayor precisión (Cantat-Gaudin et al., 2020a). Su estudio permite analizar diferentes aspectos relacionados con la estructura, composición, formación, dinámica y evolución del disco de la VL (ver, por ej., Moraux, 2016).

Continuando el estudio sistemático de CAs de la VL, que fuera iniciado en Baracchi et al. (2023), enmarcado dentro de las actividades prácticas de la materia *"Astrofísica General"* (FaMAF, UNC), se presenta aquí la tercera comunicación de esta serie. Se trabajó sobre cuatro CAs de características poco conocidas, a saber: Teutsch 27, Teutsch 8, Alessi 15 y vdBH 151. Los datos analizados provienen de la misión *Gaia* Gaia Collaboration et al. (2016), y si bien los mismos ya han sido utilizados por diferentes autores (ver por ej., Poggio et al., 2021; Monteiro & Dias, 2019), éstos lo han hecho de manera automática. El procedimiento con el **cual** se determinan los parámetros astrofísicos fundamentales de los cuatro objetos estudiados se presenta en la Sec. 2. En la Sec. 3 se encuentran los resultados de este trabajo, así como también los parámetros disponibles en la bibliografía. Finalmente en la Sec. 4 se enuncian las conclusiones y perspectivas futuras.

2. Metodología

Las coordenadas galácticas, ecuatoriales absolutas y diámetros angulares de la muestra de CAs estudiada (Fig. 1) se presentan en la Tabla 1. Se descargaron datos fotométricos de estos cúmulos del *Data Release 3* (DR3) Gaia Collaboration et al. (2023) de la misión *Gaia* Gaia Collaboration et al. (2016) en regiones circulares centradas en cada objeto con radio el doble que el provisto por otros autores indicados en la Tabla 1. En particular, se utilizaron los datos fotométricos G y G_{RP}, movimientos propios y paralaje.

Utilizando el *software* TopCat Taylor (2005), se realizó un diagrama color-magnitud (DCM) de cada CA. Para ello se filtraron los datos a partir de movimientos propios, paralaje y el error relativo de esta última, siguiendo el método descrito en Baracchi et al. (2023). Luego, se obtuvieron isócronas teóricas para el sistema fotométrico *Gaia* desde el código PARSEC Bressan

✉ *Contacto* / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

Tabla 1. Coordenadas celestes y diámetro angular de los CAs estudiados.

Cúmulo	l [°]	b [°]	$\alpha_{2000.0}$ [h m s]	$\delta_{2000.0}$ [° ' "]	d [']
Teutsch 27	54.73	-01.24	19 37 23.2	18 35 02	3.60
Teutsch 8	71.86	+02.42	20 02 23.3	35 18 41	0.70
Alessi 15	210.49	-01.10	06 43 04.0	01 40 19	1.00
vdBH 151	308.67	+00.60	13 40 12.2	-61 43 52	1.27

Nota: Datos obtenidos de Wenger et al. (2000)

Fig. 1. Imágenes de los CAs: *Panel superior izquierdo:* Teutsch 27; *Panel superior derecho:* Teutsch 8; *Panel inferior izquierdo:* Alessi 15; y *Panel inferior derecho:* vdBH 151. Éstas poseen un *FOV* de 7'x7'. Los círculos celestes corresponden a los diámetros adoptados para cada cúmulo. Las tres primeras son imágenes en bandas (z, zg, g) del DR1 de *PanSTARSS*, y la última en bandas (g, r, i, z, Y) del DR2 de *DECaPS*, todas adquiridas ya combinadas de *Aladin*.

et al. (2012) en la versión 3.7 (CMD 3.7)*, las cuales fueron ajustadas al DCM construído. Primero, se fijó una metalicidad solar y se varió la edad de las isócronas. Luego, con la edad que mejor ajustó al conjunto, se varió la metalicidad para un ajuste más fino.

De esta manera se obtuvo un ajuste final (Fig. 2) para cada CA determinando así la edad y metalicidad de los mismos. Finalmente, de los desplazamientos en el eje X y en el eje Y se obtuvieron los valores del enrojecimiento $E(G-G_{RP})$ y módulo de distancia $(G-M_G)$, respectivamente.

3. Resultados

Los parámetros determinados en este trabajo para los CAs de la muestra se presentan en la Tabla 2. Las incertezas indicadas en la determinación de edades corresponden a las diferencias en los valores de las isócronas que más se asemejaban a la del ajuste definitivo. En tanto para los dos parámetros restantes, distancia (determinada a partir del módulo de distancia) y $E(G-G_{RP})$, los errores corresponden al mínimo valor que se desplazó la isócrona en ambos ejes del DCM para que se produjera un cambio apreciable.

3.1. Teutsch 27

Catalogado también como DSH J1933.9+1831 y Kronberger 79, de acuerdo con el estudio de Kronberger et al. (2006) podría tener un *turn-off* en $J = 12$ y $(J-H) = 0.4$ y podría contar con la presencia de estrellas gigantes posicionadas en torno a $J = 11.2$ y $(J-H) = 0.9$. Para este cúmulo se determinó una edad de $(250.0 \pm 30.0) \times 10^6$ años, un exceso de color $E(G-G_{RP}) = (0.82 \pm 0.05)$, una metalicidad $[Fe/H] = 0.22$ y una distancia $d = (10.00 \pm 0.47)$ kpc a partir de su DCM (Fig. 2). Este último valor no concuerda con la bibliografía ya que los autores determinan una distancia distinta teniendo en cuenta o no las estrellas evolucionadas. Además, determinan edades de 223.87×10^6 años y 25.0×10^6 años.

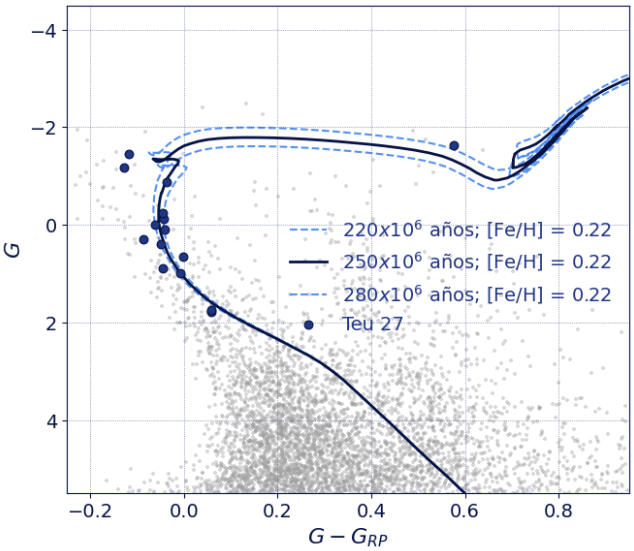


Fig. 2. Ajuste final realizado para Teu 27. En negro sólido la isócrona adoptada, y en celeste discontinuo las más próximas. Los puntos grises representan estrellas no miembro.

3.2. Teutsch 8

De acuerdo con el estudio de Casado & Hendy (2023), Teutsch 8, NGC 6871, FSR 198, Biurakan 2, Casado 82 y Casado-Hendy 1, son una serie de CA que podrían ser parte de un mismo grupo primordial, es decir, haberse formado a partir de una misma nube molecular, dado que la distancia entre ellos y el Sol, sus movimientos propios y velocidades radiales son compatibles. Además, FSR 198 podría estar ligado gravitacionalmente con Teutsch 8 aunque resta aún confirmación de ello. A partir de la reducción realizada con TopCat se deter-

*http://www.stev.oapd.inaf.it/cmd_3.7

minó una edad de $(5.5 \pm 1.5) \times 10^6$ años, la cual está en consonancia con el valor 3.98×10^6 años, encontrado por Poggio et al. (2021). Al ajustar los valores en el DCM (Fig. 3), se obtuvo un exceso de color $E(G - G_{RP}) = (0.49 \pm 0.05)$, una distancia $d = (3.31 \pm 0.15)$ kpc y una metalicidad $[Fe/H] = 0.07$. En el trabajo de Cantat-Gaudin et al. (2020b) se determinó una distancia para este cúmulo de 1.98 kpc.

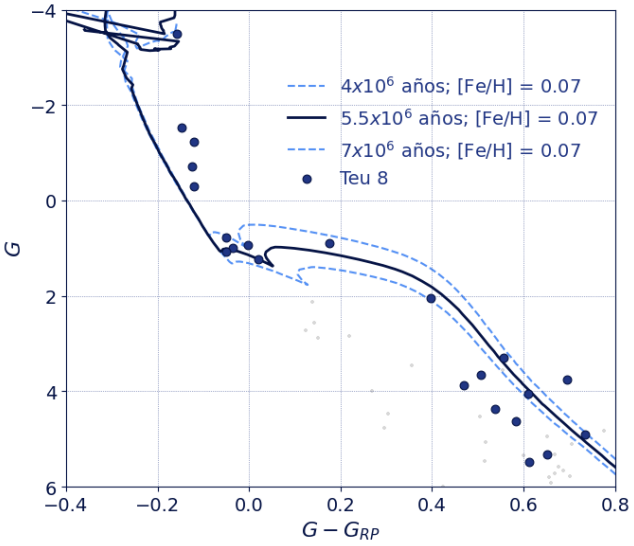


Fig. 3. Ajuste final realizado para Teu 8. Idem Fig. 2.

3.3. Alessi 15

Alessi 15 es un CA previamente estudiado por Cantat-Gaudin et al. (2020b). En dicho trabajo utilizaron fotometría y astrometría de *Gaia* DR2 para determinar parámetros astrofísicos. A partir de la reducción de grupos y el ajuste de isócronas teóricas en el DCM (Fig. 4) realizado en TopCat, se le determinó una edad de $(40.0 \pm 10.0) \times 10^6$ años, siendo este valor similar a 33.88×10^6 años, calculado por Poggio et al. (2021) y Cantat-Gaudin et al. (2020b). Además, se obtuvo un enrojecimiento $E(G - G_{RP}) = (0.40 \pm 0.05)$, una metalicidad $[Fe/H] = 0.12$ y una distancia $d = (5.20 \pm 0.23)$ kpc, mientras que en la literatura mencionada se le determinó una distancia de 6.34 kpc.

3.4. vdBH 151

vdBH 151, de acuerdo al estudio de Moisés et al. (2011), se encuentra envuelto en una región de HII evolucionada. A partir de los datos fotométricos de *Gaia* DR3, se ha determinado una edad para este cúmulo de $(6.0 \pm 1.0) \times 10^6$ años , una metalicidad de $[Fe/H] = 0.00$, equivalente a la metalicidad solar, una distancia de $d = (10.47 \pm 0.47)$ kpc, y un exceso de color $E(G - G_{RP}) = (1.20 \pm 0.05)$, como se muestra en su DCM (Fig. 5). Tanto la edad como el exceso de color, se encuentran en concordancia con el trabajo realizado por Monteiro & Dias (2019), quien determinó una edad de

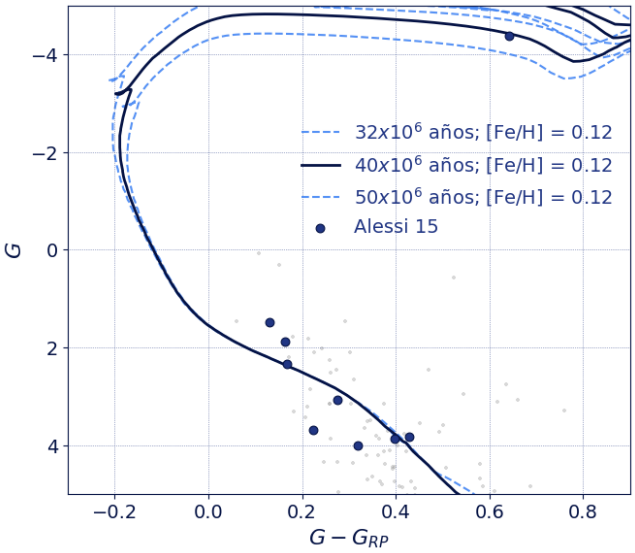


Fig. 4. Ajuste final realizado para Alessi 15. Idem Fig 2.

6.73×10^6 años. Sin embargo, no se observa concordancia en la determinación de la distancia, presentada en la bibliografía como $d = (4.42 \pm 0.29)$ kpc, y la metalicidad con los resultados de este trabajo.

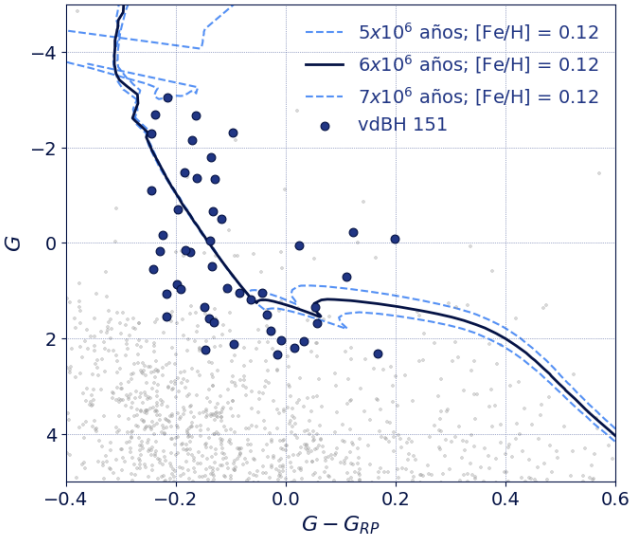


Fig. 5. Ajuste final realizado para vdBH 151. Idem Fig. 2.

4. Conclusiones

Presentamos a continuación las conclusiones finales:

- Este trabajo brinda nuevas estimaciones de parámetros astrofísicos de interés para cada CA, presentados en la Tabla 2. Previamente habían sido determinados de manera automática por otros autores, no obstante en este trabajo se determinaron a partir de un análisis detallado de su DCM;
- las edades proporcionadas están en consonancia con la literatura;

Tabla 2. Parámetros astrofísicos fundamentales determinados para los objetos de estudio.

Cúmulo	Edad 10^6 años	Edad en literatura 10^6 años	Metalicidad $[Fe/H]$	Distancia 10^3 kpc	$E(G-G_{RP})$
Teutsch 27	250.0 ± 30.0	223.9	0.22	10.00 ± 0.47	0.82 ± 0.05
Teutsch 8	5.5 ± 1.5	3.98	0.07	5.20 ± 0.23	0.07 ± 0.01
Alessi 15	40.0 ± 10.0	33.88	0.12	5.20 ± 0.23	0.40 ± 0.05
vdBH 151	6.0 ± 1.0	6.73	0.00	10.47 ± 0.47	1.20 ± 0.05

- la muestra resultó contener cúmulos muy jóvenes, todos con edades menores a 250.0×10^6 años;
- se observa que las distancias obtenidas en este trabajo no coinciden con las de bibliografía, lo cual puede deberse a la selección de miembros o el ajuste de isócronas seleccionadas;
- se determinó, en particular, una metalicidad solar para vdBH 151, al contrario de los demás cúmulos de estudio, que son más ricos en metales;
- la dispersión de los datos de vdBH 151 se puede deber a que este objeto está embebido en una región HII;
- las diferencias encontradas con los resultados determinados por otros autores pueden deberse a diferentes motivos, por ejemplo de seleccionar áreas mayores o menores para el análisis fotométrico, de la consideración o no de estrellas miembros o de las diferencias entre los datos correspondientes a Gaia DR2 y Gaia DR3, entre otros (ver Bossini et al. (2019));
- al disponer en un futuro de los datos DR4 y DR5 de *Gaia*, los mismos permitirán determinar de mejor manera la pertenencia o no de estrellas al cúmulo y poder estimar así mejor su metalicidad y edad.

Agradecimientos: Los autores agradecen al OAC y al FaMAF por la ayuda económica brindada.

Referencias

Baracchi M.A., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 96
Bossini D., et al., 2019, A&A, 623, A108
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Cantat-Gaudin T., et al., 2020a, A&A, 640, A1
Cantat-Gaudin T., et al., 2020b, A&A, 640, A1
Casado J., Hendy Y., 2023, MNRAS, 521, 1399
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Kronberger M., et al., 2006, A&A, 447, 921
Moisés A.P., et al., 2011, MNRAS, 411, 705
Monteiro H., Dias W.S., 2019, MNRAS, 487, 2385
Moraux E., 2016, *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 80-81, 73–114
Poggio E., et al., 2021, A&A, 651, A104
Taylor M.B., 2005, P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 347, 29
Wenger M., et al., 2000, A&AS, 143, 9

Estudio evolutivo del disco protoplanetario de Elias 2-24 a partir de simulaciones basadas en parámetros observacionales

S. Orcajo[1,2], L.A. Cieza[3], O.M. Guilera[1,2], F. Rannau[4], & S. Perez[4]

[1] *Grupo de Astrofísica Planetaria, Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Estudios Astrofísicos, Universidad Diego Portales, Chile*
[4] *Núcleo Milenio Exoplanetas Jóvenes y sus Lunas, Universidad de Santiago, Chile*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 20 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las estadísticas de detección de exoplanetas indican que la mayoría de los discos circunestelares observados actualmente en nubes moleculares cercanas deberían formar planetas. A partir de las observaciones con el telescopio Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) se han obtenido estudios detallados de discos individuales, identificando en varios de ellos subestructuras en forma de surcos y anillos. La Nube Molecular de Ofiuco es un excelente laboratorio para el estudio de discos protoplanetarios ya que contiene la mayor población en las regiones de formación estelar más cercanas (≈125 pc). Los proyectos Ophiuchus DIsc Survey Employing ALMA (ODISEA) y Disk Substractures at High Angular Resolution Project (DSHARP) estudian los discos protoplanetarios encontrados en esta nube. Estos discos dan indicios de la presencia de un proceso de evolución de subestructuras relacionado a la formación de planetas gigantes, es decir que las distintas morfologías observadas pueden corresponder a distintas etapas de este proceso. Entre estos discos, se encuentra el de Elias 2-24, ubicado en el centro de esta secuencia evolutiva. Nuestro trabajo consiste en utilizar el código numérico PlanetaLP que modela la formación de un sistema planetario inmerso en un disco protoplanetario para lograr obtener lo que hoy puede observarse en Elias 2-24 con ALMA, utilizando parámetros del código consistentes con datos observacionales. Además, utilizamos el código de transferencia radiativa RADMC-3D para generar una imagen sintética como la obtenida con ALMA.

Abstract / Exoplanet detection statistics indicate that most of the circumstellar discs currently observed in nearby molecular clouds should form planets. Detailed studies of individual discs have been obtained from observations with the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) telescope, identifying groove-like and ring-like substructures in several of them. The Ophiuchus Molecular Cloud is an excellent laboratory for the study of protoplanetary discs as it contains the largest population in the nearest star-forming regions (≈125 pc). The Ophiuchus DIsc Survey Employing ALMA (ODISEA) and Disk Substractures at High Angular Resolution Project (DSHARP) projects studied the protoplanetary discs found in this cloud. These disks suggest an evolutionary sequence for substructures, related to the formation of giant planets, that is, that the different morphologies observed may correspond to different stages of this process. Among these discs is the Elias 2-24 disc, located at the centre of this evolutionary sequence. Our work consists in using the numerical code PlanetaLP that models the formation of a planetary system immersed in a protoplanetary disc to obtain what can be observed today in Elias 2-24 with ALMA, using code parameters consistent with observational data. In addition, we use the RADMC-3D radiative transfer code to generate a synthetic image as would be obtained with ALMA.

Keywords / protoplanetary disks — planet–disk interactions — planetary systems

1. Introducción

Las estadísticas de detección de exoplanetas (Winn & Fabrycky, 2015) indican que los procesos de formación de planetas son extremadamente robustos y que la mayoría de los discos circunestelares observados actualmente en nubes moleculares cercanas deberían formar planetas. En los últimos años, el telescopio ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) ha revolucionado el estudio de estos discos circunestelares (protoplanetarios) al obtener estudios detallados de discos individuales con una resolución espacial sin precedentes, de 3-5 ua (Andrews et al., 2018; Cieza et al., 2021). Entre los estudios de discos individuales realizados con ALMA a alta resolución, los resultados de mayor impacto en el campo han sido probablemente los relacionados con la identificación de subestructuras en forma de surcos y anillos (Andrews, 2020). La posterior detección directa de planetas en formación (Keppler et al., 2018; Isella et al., 2019) en el interior de estas subestructuras confirma su origen dinámico y justifica su estudio numérico en términos de interacciones planeta–disco.

La Nube Molecular de Ofiuco es un excelente laboratorio para el estudio de los discos protoplanetarios ya que contiene la mayor población de discos protoplane-

✉ *Contacto* / santi@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

tarios en las regiones más cercanas de formación estelar (Loinard et al., 2008, $\sim$ 125 pc). Los proyectos ODISEA (Cieza et al., 2019; Williams et al., 2019; Cieza et al., 2021, Ophiuchus Disk Survey Employing ALMA) y DSHARP (Andrews et al., 2018, Disk Substructures at High Angular Resolution Project) estudian 15 del total de discos en alta resolución (3–5 ua). A partir del estudio de estos discos masivos, Cieza et al. (2021) proponen una secuencia evolutiva (ver Fig. 10 del trabajo citado) en la que las estructuras observadas son principalmente el resultado de la formación de planetas y la evolución del polvo bajo su influencia. El escenario evolutivo es puramente cualitativo, pero puede probarse usando modelos evolutivos similares a los utilizados por Pinilla et al. (2019), como PlanetaLP(Guilera et al., 2010, 2019, 2020).

En este trabajo, nos centramos en el disco protoplanetario masivo Elias 2-24, para estudiar su evolución usando los parámetros observacionales obtenidos en diferentes trabajos (Cieza et al., 2017; Zhang et al., 2018) y contrastarlo con el mapa evolutivo mencionado.

Cieza et al. (2021) sitúa a Elias 2-24 en el centro del mapa evolutivo ya que muestra la acumulación de un núcleo sólido, lo suficientemente masivo para la formación de la envoltura gaseosa, es decir, sería como un "punto cero" para la formación de un planeta gigante. Presentamos aquí resultados preliminares que tienden a los esperados. Por una cuestión de límite en páginas de este trabajo, solo mostraremos los resultados a $5{\times}10^5$ años y comentaremos sobre nuevas modificaciones que estamos realizando para obtener mejores resultados pero que aún están en proceso de análisis. Además, estos resultados dan pie a una serie de artículos en los que pretendemos estudiar la evolución de otros discos protoplanetarios utilizando datos observacionales en códigos de evolución numérica.

En la Sec. 2 presentamos el sistema estelar Elias 2-24 y los modelos utilizados y sus modificaciones. En la Sec. 3 mostramos los resultados obtenidos de las simulaciones.

2. Modelos

2.1. Elias 2-24

Elias 2-24 es una estrella T-Tauri* de la Nube Molecular de Ofiuco con coordenadas (J2000.0) RA=$16^h26^m24.0886^s$ DEC=-24°16'13.4485" (Gaia Collaboration et al., 2021), ubicado a una distancia de 139 ± 1 pc (Gaia Collaboration et al., 2023). Contiene uno de los discos protoplanetarios más grandes y brillantes de la region de formación estelar. Elias 2-24 es una estrella de tipo espectral K5.5 con una edad estimada de 0.5 millones de años y masa aproximada de 1 $M_\odot$. Su disco tiene una masa de $\approx$0.2 $M_\odot$ y una inclinación de $i \sim 25°$ (Wilking et al., 2005; Andrews et al., 2010).

Cieza et al. (2017), en el proyecto ODISEA, estudiaron Elias 2-24 con observaciones en 1.3 mm de ALMA con una resolución de 25 ua y reportaron un surco principal a 52 ua de la estrella, consistente con haber sido formado por un planeta de entre 1.0 M_{Jup} y 8.0 M_{Jup}. Por otro lado, Zhang et al. (2018), basándose en observaciones de mayor resolución de DSHARP ($\approx$5 ua) llegan a resultados similares, encontrando un surco a 57 ua, seguido de un anillo brillante a 77 ua. Estos autores utilizaron simulaciones hidrodinámicas 2D que incluyen tanto componentes de gas como de polvo, logrando reproducir las estructuras con un planeta de 0.8 M_{Jup}, luego de 1000 órbitas planetarias, correspondientes a 0.43 millones de años. En sus modelos, la masa de la estrella central es 0.78 $M_\odot$ y el parámetro α asociado a la viscosidad del disco es $\alpha = 10^{-3}$.

*https:https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/sim-id?Ident=elias+2-24&NbIdent=1&Radius=2&Radius.unit=arcmin&submit=submit+id

$M_\star[M_\odot]$	1.0	0.75	0.5	
relación disco-gas	0.05	0.02	0.01	
$M_{disco}/M_{estrella}$	0.2	0.1	0.05	0.01
$M_p[M_j]$	0.5	1.0	3.0	5.0
α	5x10^{-3}	10^{-3}	5x10^{-4}	10^{-4}

Tabla 1. Lista de las variaciones de los distintos parámetros utilizados. Los valores marcados en azul corresponden a la combinación de parámetros que utilizamos como centrales para la comparación entre modelos. De esta manera, obtuvimos 576 combinaciones.

2.2. Los códigos

A partir de los datos observacionales de Elias 2-24 obtenidos en la literatura y del perfil radial obtenido con ALMA (en 1.3 mm), desarrollamos varios perfiles radiales 1D sintéticos de gas y polvo, incluyendo el surco generado por el planeta, para obtener un modelo aproximado de Elias 2-24 y así encontrar otros parámetros relacionados con la evolución de discos protoplanetarios como α, la masa del planeta responsable del surco y la relación de masas entre el polvo y gas, entre otros. A partir de la comparación visual, hemos seleccionado distintos conjuntos de valores que se aproximan al perfil real. Luego, utilizando estos conjuntos, hemos evolucionado el disco para obtener un posible perfil futuro a $5{\times}10^6$ años. Para llevar a cabo estos procedimientos, hemos utilizado dos códigos, a saber, el código de formación de planetario PlanetaLP y el código de transferencia radiativa RADMC-3D. A continuación se ofrece una breve descripción de ambos códigos, así como de las modificaciones realizadas para los fines de este trabajo preliminar.

2.2.1. PlanetaLP

PlanetaLP es un código que modela la formación de un sistema planetario inmerso en un disco protoplanetario. En uso desde 2010 (Guilera et al., 2010), ha sufrido varias mejoras y su aplicación ha sido variada. El disco protoplanetario se modela a partir de una componente gaseosa y otra sólida; estas evolucionan alimentando a los planetas en formación. Aquí entran en juego diferentes teorías de formación planetaria que se van aplicando al problema astrofísico a estudiar. Los detalles del código y sus distintas aplicaciones pueden encontrarse en Guilera et al. (2010, 2017, 2019, 2020), Ronco et al. (2017)

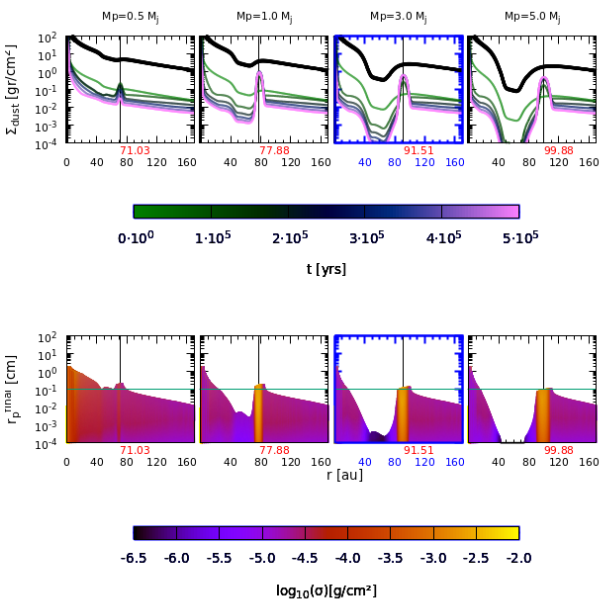


Fig. 1. Variación de la masa planetaria comparada con los valores centrales.

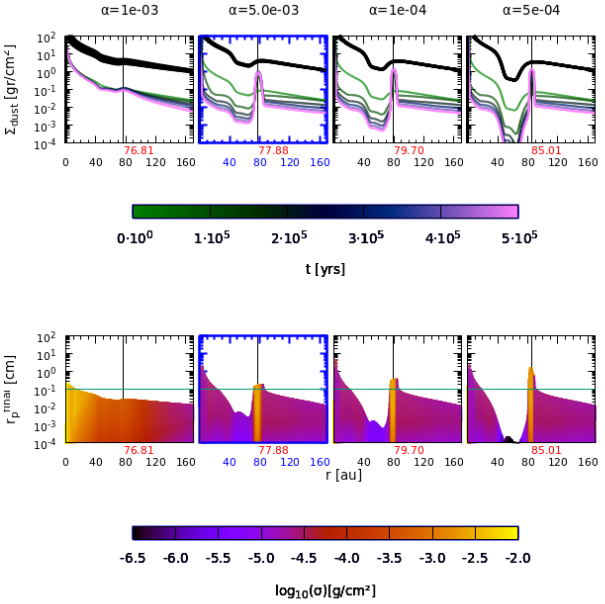


Fig. 2. Variación de la viscosidad comparada con los valores centrales.

y Venturini et al. (2020), entre otros. Hemos modificado el código para resolver el crecimiento y la evolución del polvo en un disco protoplanetario teniendo en cuenta el surco generado por un planeta gigante -ya formado- inmerso en un disco de gas. Esta adición se basa en el trabajo de Kanagawa et al. (2018); Chambers (2021) y Duffell (2020), como se detalla a continuación.

Surco: tanto en Elias 2-24 como en otros innumerables discos observados con ALMA, podemos notar la presencia de al menos un surco. Una de las formas en que puede formarse este tipo de estructura es debido a la presencia de un planeta gaseoso en formación. Además de este par planeta-surco, se genera un anillo de polvo sumamente brillante, es decir, una zona de acumulación de polvo hacia el lado externo del surco. Hemos incorporado la generación y el efecto de un surco en el código PlanetaLP para reproducir el disco encontrado en Elias 2-24, basándonos en dos alternativas, una son los trabajos de Kanagawa et al. (2018) y Chambers (2021) y la otra es el de Duffell (2020). En cada trabajo pueden encontrarse las ecuaciones que debimos implementar para modelar la apertura del surco en el disco de gas por parte del planeta.

Hemos utilizado ambos desarrollos por separado y hemos comprobado que el desarrollo de Duffell (2020) se acerca más a los perfiles deseados ya que el código es más sensible a las variables utilizadas y el surco es más pronunciado.

2.2.2. Nuestra implementación

Para obtener un perfil de densidad superficial comparable al de Elias 2-24, hemos variado diferentes parámetros, comprobando que para distintas combinaciones se obtengan resultados similares.

Consideramos un disco isotermo correspondiente a un disco plano con simetría radial. Al igual que en Guilera et al. (2020), hemos considerado la línea de hielo, ubicándola a 2 ua. Consideramos un crecimiento de polvo por coagulación y fragmentación tal y como se implementa en Guilera et al. (2020). La masa del disco es un parámetro a analizar y se extiende de 0.1 a 1000 ua (por requisitos numéricos), con un radio característico R_c fijado en 120 ua.

Además, aunque observacionalmente la estrella central tiene una masa cercana a la solar, hemos utilizado los valores de 1, 0.75 y 0.5 $M_\odot$ para la misma. También hemos variado la masa planetaria y hemos fijado su posición R_p en 57 ua para obtener el surco como se observa en Elias 2-24. La viscosidad del disco es otro factor que hemos variado y que afecta directamente a los perfiles de densidad, especialmente en la zona del surco y del anillo de polvo. Los otros dos valores que afectan a los perfiles de densidad superficial son la relación polvo-gas y la masa del disco respecto a la masa de la estrella $M_{disc}/M_\star$. En la Tabla 1 podemos ver las variaciones de cada parámetro.

En primer lugar, dado que la edad estimada de Elias 2-24 es $\approx 4 \times 10^5$ años, hemos ejecutado el código por esa edad para obtener registros similares al perfil de Elias 2-24.

2.2.3. RADMC-3D

RADMC-3D** es un paquete de códigos para cálculos de diagnóstico de transferencia radiativa. Nuestro interés en este código es transformar los perfiles obtenidos con PlanetaLP en perfiles de transferencia radiativa para longitudes de onda de 1.3 mm y 3 mm. Suponiendo un

**`https://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/index.php`

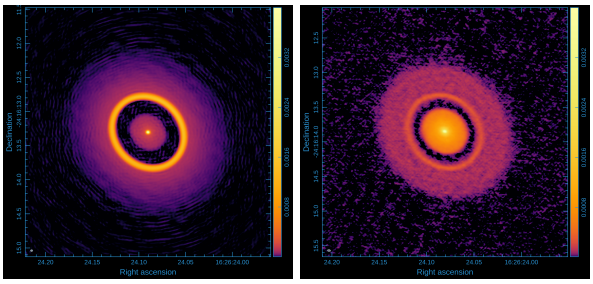


Fig. 3. Izquierda: Disco sintético obtenido a partir de los parámetros centrales a los $5{\times}10^5$ años. **Derecha:** Imagen real de Elias 2-24 tomada con ALMA (Andrews et al., 2018)

grano esférico homogéneo, el tamaño del grano se relaciona con la longitud de onda de la radiación sobre 2π, dando aproximadamente 200 y 500 micras respectivamente. A continuación, procesamos estos modelos con códigos como CLEAN y CASA para obtener los perfiles sintéticos tal y como los obtendríamos de ALMA y compararlos con las observaciones. Para ello, hemos adaptado la salida PlanetaLP para que sea compatible con la entrada a RADMC-3D.

3. Resultados

3.1. Simulaciones con PlanetaLP

Para mostrar los efectos que producen la variación de cada parámetro, hemos definido una combinación de valores centrales (panel azul en la Fig. 1 y Fig. 2.) para comparar con toda nuestra muestra. Estos valores son: $M_\star$=0.75$M_\odot$, relación polvo/gas = 0.02, $M_{disco}/M_\star$=0.1, M_p=1.0 M_j y α=10^{-3}. Los paneles superiores corresponden a la densidad superficial del polvo Σ_{dust} a lo largo de r, muestreada cada 10^5 años. Hemos añadido el perfil superficial del gas en línea negra continua. Los paneles inferiores corresponden al tamaño de grano final del polvo a lo largo del disco a una edad de 5×10^5 años. La línea horizontal verde marca el valor de 1 mm para el tamaño del grano de polvo, el cual es aproximadamente un límite superior de tamaño que podría detectar ALMA. En ambos conjuntos de paneles hemos marcado la posición del anillo de polvo con una línea vertical negra sólida con su posición en rojo.

Por cuestión de extensión, solo mostramos las figuras de los parámetros que mayor efectos producen.

El efecto de la masa planetaria: en la Fig. 1 mostramos el efecto de la masa planetaria M_p sobre la densidad superficial del polvo. Cuanto mayor es la masa planetaria, más pronunciado es el surco y más grueso es el anillo. Además, el polvo se acumula en el anillo y, aunque hay una sobredensidad en relación con otras regiones, el polvo no crece significativamente. Esto es coherente con los análisis multifrecuencia (Chavan et al. en prep). En cambio, el polvo del disco interior muestra que sí crece a tamaños cercanos a 1 cm.

El efecto de la viscosidad: en la Fig. 2 mostramos que cuanto mayor es α, más difícil es formar el surco y el anillo. Por otra parte, con un bajo valor de α, el polvo aumenta de tamaño con más facilidad. Cuando α es alto, la perturbación del planeta tiende a ser despreciable, y esto se debe a que la turbulencia es muy alta, por lo que el polvo choca a altas velocidades y no consigue acumularse y crecer. Además, la ubicación del anillo se aleja a medida que α disminuye. Este es uno de los parámetros que más afecta a la morfología del disco.

Disco sintético: en la Fig. 3 mostramos los primeros resultados a partir de los valores centrales iniciales que nos muestran grandes similitudes con lo observado en Elias 2-24. Logramos obtener el surco y el anillo de polvo en las posiciones correctas y sus anchos pueden ser ajustados afinando los parámetros iniciales. El disco interno muestra diferencias principalmente en el tamaño y la intensidad de flujo. Esto puede deberse a que un disco de estas características, probablemente tenga planetas en el disco interno que por el momento no dejen rastros detectables con ALMA pero que son capaces de prevenir la rápida migración de las partículas milimétricas de polvo. La presencia de planetas internos es algo que podemos implementar en nuestro código para obtener un mejor ajuste en el futuro. Por otro lado, las pruebas tempranas que hemos realizado sobre la evolución de estos modelos a $5{\times}10^6$ años indican que es necesario incluir en el código el efecto de fotoevaporación en rayos X de la estrella central, dado que esto produce la eliminación del disco interno en una escala de unos millones de años, generando una estructura similar a un disco de transición.

Agradecimientos: Agradecemos al Comité Organizador Científico y Local por habernos permitido presentar este trabajo a la comunidad científica. También agradecemos al editor y revisor por sus sugerencias y comentarios.

Referencias

Andrews S.M., 2020, ARA&A, 58, 483
Andrews S.M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
Andrews S.M., et al., 2018, ApJL, 869, L41
Chambers J., 2021, ApJ, 914, 102
Cieza L.A., et al., 2017, ApJL, 851, L23
Cieza L.A., et al., 2019, MNRAS, 482, 698
Cieza L.A., et al., 2021, MNRAS, 501, 2934
Duffell P.C., 2020, ApJ, 889, 16
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Guilera O.M., Brunini A., Benvenuto O.G., 2010, A&A, 521, A50
Guilera O.M., Miller Bertolami M.M., Ronco M.P., 2017, MNRAS, 471, L16
Guilera O.M., et al., 2019, MNRAS, 486, 5690
Guilera O.M., et al., 2020, A&A, 642, A140
Isella A., et al., 2019, ApJL, 879, L25
Kanagawa K.D., Tanaka H., Szuszkiewicz E., 2018, ApJ, 861, 140
Keppler M., et al., 2018, A&A, 617, A44
Loinard L., et al., 2008, ApJL, 675, L29
Pinilla P., et al., 2019, ApJ, 878, 16
Ronco M.P., Guilera O.M., de Elía G.C., 2017, MNRAS, 471, 2753
Venturini J., et al., 2020, A&A, 644, A174
Wilking B.A., et al., 2005, AJ, 130, 1733
Williams J.P., et al., 2019, ApJL, 875, L9
Winn J.N., Fabrycky D.C., 2015, ARA&A, 53, 409
Zhang S., et al., 2018, ApJL, 869, L47

Characterization and classification of exoplanets in the habitable zone: Identification of promising candidates for the search of life

M.E. Rodriguez[1], C.A. Chavero[2,3] & M.N. Gómez[2,3]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los objetivos principales en el estudio de exoplanetas es determinar su potencial habitabilidad. Actualmente se conocen más de 5500 exoplanetas que presentan una amplia diversidad de entornos, tamaños y masas en comparación con la Tierra. Esto subraya la necesidad de un método que priorice los mejores candidatos para la detección de biomarcadores. En este trabajo, se seleccionan y caracterizan los exoplanetas más prometedores para albergar vida que orbitan estrellas de interés astrobiológico. La muestra incluye planetas rocosos similares a la Tierra, super-Tierras y los recientemente propuestos planetas Hicéanos. Se modelan procesos como la fuga atmosférica térmica y no térmica para evaluar la capacidad de estos planetas de retener sus atmósferas y las moléculas asociadas a las propias atmósferas, utilizando parámetros estelares y planetarios, así como la radiación estelar. A partir de este último parámetro se aplica un método de clasificación basado en análogos del Sistema Solar para reestimar presiones y temperaturas superficiales, proporcionando una visión más precisa de los posibles estados del agua en la superficie de estos planetas.

Abstract / One of the main goals in exoplanet research is to determine their potential habitability. Currently, more than 5500 exoplanets are known that exhibit a wide diversity in environments, sizes, and masses compared to Earth. This highlights the need for a method to prioritize the best candidates for biosignature detection. In this study, the most promising exoplanets for hosting life are selected and characterized, focusing on those orbiting stars of astrobiological interest. The sample includes Earth-like rocky planets, super-Earths, and the recently proposed Hycean planets. Processes such as thermal and non-thermal atmospheric escape are modeled to evaluate the ability of these planets to retain their atmospheres and molecules associated to the atmospheres themselves, using stellar and planetary parameters as well as the stellar radiation. Taking into account the latter parameter, a classification method is applied, based on the Solar System analogs, to re-estimate surface pressures and temperatures, providing a more accurate view of the potential states of water on the surface of these planets.

Keywords / planets and satellites: atmospheres — planets and satellites: composition — planets and satellites: surfaces — astrobiology

1. Introduction

One of the main objectives in the study of exoplanets is to assess their potential habitability. Currently, more than 5500 exoplanets have been confirmed, exhibiting diversity in environments, sizes, and masses compared to Earth. This underscores the need to develop robust methods for characterization and classification that allow prioritizing the best candidates for the search and detection of biosignatures, spectral signals that can only be explained by biological processes (Schwieterman et al., 2018).

In this work, we focus on the selection, characterization, and classification of the most promising exoplanets for hosting life. The sample includes Earth-like rocky planets, super-Earths, and the hypothetical Hycean planets, recently proposed by Madhusudhan et al. (2021), whose properties make them highly relevant targets in the search for habitable planets and their biosignatures.

2. Analysis

Three exoplanet samples were selected: rocky Exoplanets ($R < 1.25\ R_\oplus$), super-Earths (1.25 - 1.9 $R_\oplus$), and Hycean candidates (Borucki et al., 2011; Martinez et al., 2019; Madhusudhan et al., 2023). The first two samples include planets located in the habitable zone (HZ) of their stars, defined as the range of distances where conditions allow the existence of liquid water on the surface (Schwieterman et al., 2018). These planets orbit stars of spectral type G - M, which are considered of astrobiological interest. The data were obtained from the Open Exoplanet Catalog⋆.

The third sample, corresponding to the Hycean candidates, consists of exoplanets classified as sub-

⋆`https://www.openexoplanetcatalogue.com/`

✉ *Contact* / maria.eugenia.rodriguez@mi.unc.edu.ar

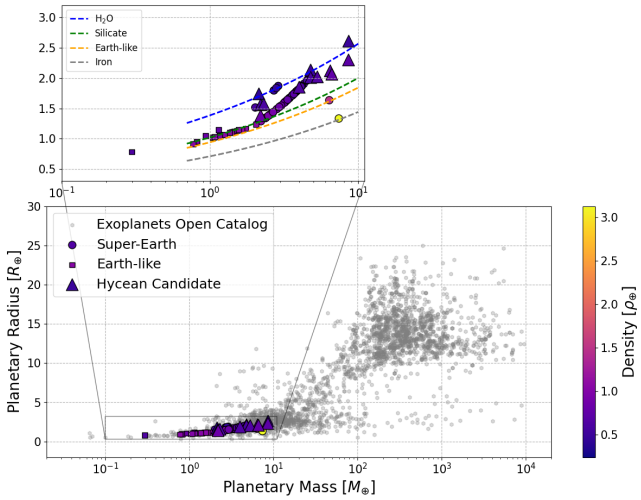


Fig. 1. Distribution of exoplanets according to their mass and planetary radius, with a color code indicating their density. The three selected exoplanet samples are highlighted. The data for all exoplanets, taken from the NASA Exoplanet Archive, are shown in gray. The top panel shows an enlargement of the region corresponding to lower masses and radii, in which compositions curves are included and labeled as indicated in the same panel (Madhusudhan et al., 2012). To increase the samples of super-Earth and Earth-like planets, the relations of Chen & Kipping (2017) and Louie et al. (2018) were applied when only either the mass or the radio was known.

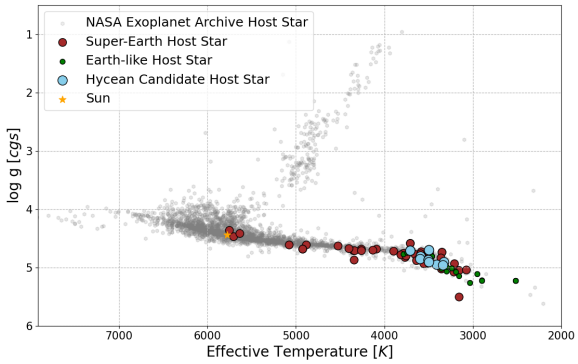


Fig. 2. Log g vs. effective temperature diagram for the host stars of the three selected exoplanet samples. Stars from the catalog that host a planet are shown in gray, and for reference, the Sun is represented by an orange star.

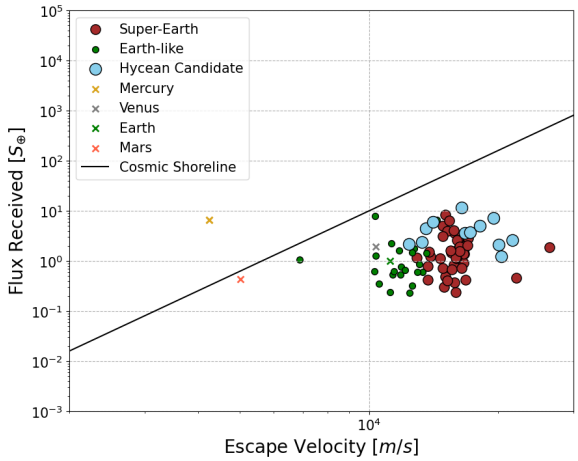


Fig. 3. Relation between the flux received by the exoplanets under study and their escape velocity. The samples are shown along with the rocky planets of the Solar System. The black line represents the "Cosmic Shoreline" model.

Neptunes (1.7 - 3.5 $R_\oplus$; Hu et al. (2021)) with potential global oceans under hydrogen (H_2)-dominated atmospheres, orbiting stars of spectral type M. These planets, selected from the paper of Madhusudhan et al. (2021), are particularly relevant for atmospheric characterization using the James Webb Space Telescope (JWST) (Holmberg & Madhusudhan, 2024).

Key parameters were collected from databases and the literature, including planetary mass and radius, star-planet distance, and host star properties such as effective temperatures, mass, radius, and J-band magnitude. Planetary masses were limited to $\leq 10\ M_\oplus$, in accordance with the suggested upper limit for super-Earths and Hycean candidates (Stevens & Gaudi, 2013; Madhusudhan et al., 2023).

Figures 1 and 2 show astrophysical parameters of the three exoplanet samples and of their host stars, respectively. In particular, rocky exoplanets have densities similar to Earth while Hycean candidates have lower densities than super-Earths. All host stars belong to the main sequence and have 2500 K $<$ T_{eff} $<$ 6000 K, and therefore they are astrobiologically interesting stars with evolution times longer than the time necessary for life to emerge on Earth (Porto de Mello et al., 2006).

Using the stellar and planetary parameters previously mentioned, non-thermal atmospheric escape was modeled employing the simplified "Cosmic Shoreline" model (McIntyre et al., 2023):

$$S_* = 5 \times 10^{-16} V_{esc}^4, \quad (1)$$

where S_* represents the stellar flux received by each planet in units of terrestrial flux, and V_{esc} is the escape velocity of the planet. This model provides a simple approximation for non-thermal atmospheric escape. As shown in Fig. 3, all exoplanets in the sample have the capacity to retain their atmospheres, as they possess a sufficiently high escape velocity to prevent stellar winds from stripping them away.

In addition, based on the available data and the application of basic principles of kinetic gas theory, it was possible to model thermal atmospheric escape following the procedure of Konatham et al. (2020), who argue that the thermal escape rate is defined by the thermal velocity of the species (U). For a species to have a greater chance of escaping the atmosphere of the planet, the following condition must be satisfied:

$$U = \sqrt{\frac{3k_b T_{eq}}{m}} > \frac{1}{10} V_{esc}. \quad (2)$$

From eq. 2, it can be observed that U depends on both T_{eq}, the equilibrium temperature of the planet, and m, the mass of the gas species, where k_b represents the Boltzmann constant. In Fig. 4, the modeling of several molecules considered as bioindicators on Earth is

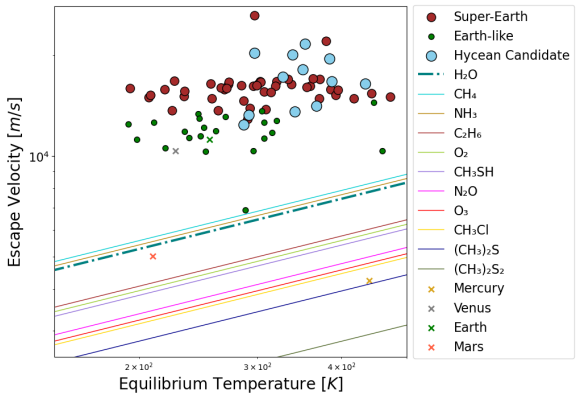


Fig. 4. Escape velocity vs. equilibrium temperature for the exoplanets in the samples and for rocky planets in the Solar System, using the same representation as in Figure 3. Additionally, thermal escape of several bioindicator molecules and H_2O is schematized.

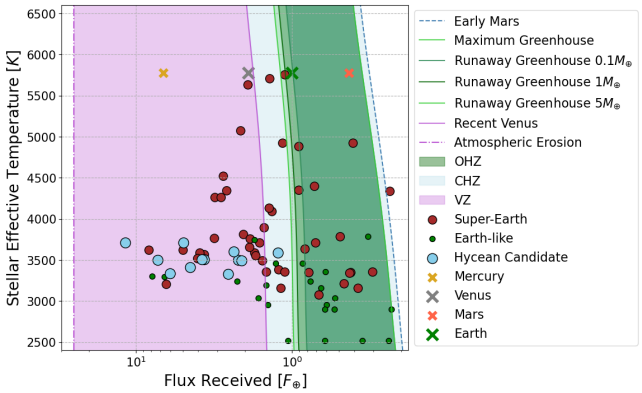


Fig. 5. Stellar effective temperature vs. received flux for the sample exoplanets, using the same representation as in the previous figures. The parametrization of the HZ boundaries is included, with the Venus Zone shown in violet, the Conservative Habitable Zone in light blue, and the Optimistic Habitable Zone in green, according to its definition (Kopparapu et al., 2014).

shown. These species are defined as possible biosignatures, although they can also be produced by abiotic processes (Schwieterman et al., 2018). In general, all planets have an escape velocity higher than the thermal velocity of these molecules, suggesting that they could retain them in their atmospheres. A key species in this study is H_2O, whose thermal velocity is highlighted with a light blue dashed line. This is significant because, if a planet cannot retain water vapor in its atmosphere, it would be unlikely to have liquid water on its surface, thus preventing a water cycle similar to that of Earth. Since water is a necessary, though not sufficient, condition for considering the habitability of the planet, this analysis is crucial. Thus, based on Fig. 4, it can be concluded that the planets in the sample could generally retain all Earth-like bioindicators and water vapor.

Figure 5 shows the locations of the analyzed samples with respect to the different HZ regions: in violet, the so-called Venus Zone (VZ), characterized by an extreme greenhouse effect capable of completely evaporating liquid oceans; in light blue, the Conservative Habitable Zone (CHZ), where conditions required for the presence of liquid water might exist; and finally, the Optimistic Habitable Zone (OHZ), which considers conditions more lenient than the CHZ for the existence of liquid water on the surface. The boundaries of each region were parametrized by Kopparapu et al. (2014) and McIntyre et al. (2023), using the following expression:

$$S_{\rm eff} = S_{\rm eff\odot}(M_p) + aT_* + bT_*^2 + cT_*^3 + dT_*^4 \quad (3)$$

$$S_{inVZ} \approx 25 S_{\oplus}, \quad (4)$$

where $S_{\rm eff}$ defines the boundaries of the different HZ regions (conservative and optimistic), with $T_* = T_{\rm eff} - T_{\rm eff\odot}$ and the parameters: $S_{\rm eff\odot}(M_p)$, a, b, c, and d, taken from Kopparapu et al. (2014). S_{inVZ} gives the inner boundary of the Venus zone, which receives ~ 25 times the solar flux on Earth. We caution that several Hycean candidates are located within the Venus zone, suggesting non-habitable conditions. However, Madhusudhan et al. (2021) proposed extended habitable zones for this hypothetical class of planets far beyond the standard boundaries in Fig. 5.

Considering that stellar irradiance directly influences the surface conditions of planets, we classify as Venus analogs those exoplanets located within the VZ, and Earth analogs those exoplanets found within the CHZ or OHZ. Using this classification, surface pressures and temperatures were recalculated, using Eqs. 5 and 6 taken from McIntyre et al. (2023):

$$P_{\rm SS\text{-}analogue} = P_{\rm SS\text{-}planet}\left(\frac{R_p}{R_{\rm SS\text{-}planet}}\right)^{3.168} \quad (5)$$

$$T_{\rm SS\text{-}analogue} = \left[\frac{(1-A_{\rm SS\text{-}planet})S_*}{4\sigma}\right]^{\frac{1}{4}} + G_{a,\rm SS\text{-}planet}. \quad (6)$$

Equation 5 depends only on the radius of the studied exoplanet, while Eq. 6 involves the stellar flux received by the planet and the parameters of the solar system analog to which it is being compared (Venus or Earth), such as the albedo ($A_{\rm SS\text{-}planet}$) or the greenhouse effect ($G_{\rm a,SS\text{-}planet}$). These determinations allow for more realistic estimates of the possible states of water on the surface of planets, as illustrated in Fig. 6.

Finally, to determine the best candidates within our samples to be observed with JWST and whose atmosphere could be characterized, we applied the Transmission Spectroscopy Metric (TSM; Kempton et al. (2018)) to each of them:

$$\mathrm{TSM} = (\text{Scale Factor}) \times \frac{R_p^3\, T_{\rm eq}}{M_p\, R_*^2} \times 10^{-m_J/5}. \quad (7)$$

This simple analytical metric quantifies the expected signal-to-noise ratio (S/N) in transmission spectroscopy, allowing the identification of the main candidates for atmospheric characterization. It depends on both planetary and stellar parameters and includes a scaling factor adjusted to a specific size bin, which estimates the expected S/N values for a 10-hour observation with the Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph

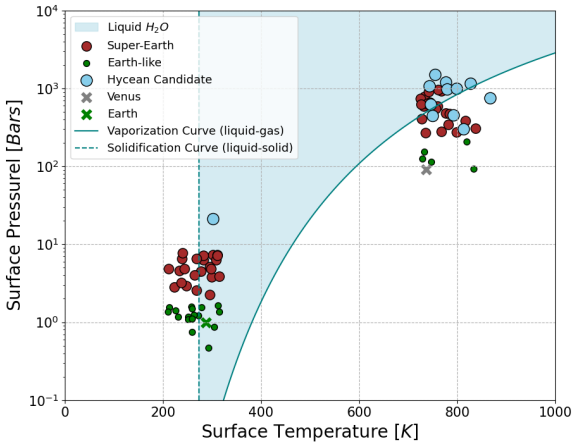


Fig. 6. Distribution of exoplanets in the phase diagram for water based on their calculated surface temperature and pressure. The curves represent the phase boundaries of water: the solid line indicates vaporization, and the dashed line represents solidification. Planets located between these curves (blue region) could have liquid water on their surfaces. The symbols and colors follow the scheme of the previous figures, with green and gray crosses representing the positions of Earth and Venus, respectively.

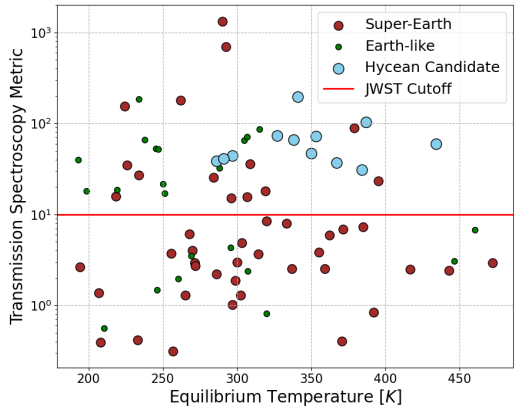


Fig. 7. Relationship between the TSM and the equilibrium temperature of the exoplanets in the three samples. The cutoff threshold proposed by Kempton et al. (2018) is shown with a red line.

(NIRISS) on board the JWST. It assumes that the atmospheric composition of planets within the same bin size is homogeneous and cloud-free. The results of applying this metric are presented in Fig. 7. We adopted a cutoff value of TSM $\approx$ 10 as an appropriate threshold to assess atmospheric observability (Kempton et al., 2018). Table 1 lists exoplanets in the liquid water zone and with TSM $>$ 10, suitable for spectroscopic follow-ups seeking potential biomarkers.

3. Summary and Results

Based on the selection and analysis of the most promising planets for hosting life (Figs. 1 and 2), we concluded that all exoplanets in the sample have the capacity to retain their atmospheres, resisting erosion by stellar winds, as shown in Fig. 3. Moreover, their atmospheres could, in a first approximation, retain all biosignature molecules known on Earth, as well as water vapor, a key element for the presence of surface liquid water on these planets (Figs. 4 and 5). In Fig. 6, the distribution of exoplanets is presented in relation to the solidification and vaporization curves of water, based on their calculated surface temperature and pressure. Approximately 22% of the rocky exoplanets, 51% of the super-Earths and 66% of the Hycean candidates fall within the region where liquid water could exist (blue region). Many of them have TSM $>$ 10 (Fig. 7), making them promising candidates for detailed atmospheric studies using the JWST. This analysis will allow the identification of biosignatures and provide more precise information about the atmospheric conditions of these exoplanets.

Table 1. Exoplanets within the liquid water zone and with TSM $>$ 10.

Planet	Type	P_{sup} [bar]	T_{sup} [K]
K2-18 b	Hycean	21.18 ± 5.66	302.34 ± 7.84
K2-3 c	Hycean	625.99 ± 193.76	745.69 ± 13.79
K2-3 b	Hycean	1170.42 ± 193.76	827.09 ± 18.58
TOI-732 c	Hycean	1515.17 ± 229.57	754.91 ± 8.33
TOI-270 d	Hycean	1193.30 ± 102.80	777.20 ± 6.63
TOI-270 c	Hycean	988.63 ± 109.07	779.59 ± 6.65
TOI-776 c	Hycean	1004.29 ± 220.51	798.43 ± 7.22
TOI-1468 c	Hycean	1075.25 ± 72.62	742.92 ± 6.54
K2-133 e	super-Earth	608.83 ± 156.56	736.35 ± 10.24
K2-3 d	super-Earth	741.86 ± 71.69	724.47 ± 12.20
Kepler-560 b	super-Earth	596.39 ± 99.23	731.49 ± 12.74
TOI-2285 b	super-Earth	623.99 ± 90.98	725.81 ± 4.74
Kepler-446 b	super-Earth	3.91 ± 2.02	314.28 ± 16.37
Trappist-1 d	Earth-like	0.47 ± 0.02	292.49 ± 3.21

References

Borucki W.J., et al., 2011, ApJ, 736, 19
Chen J., Kipping D., 2017, ApJ, 834, 17
Holmberg M., Madhusudhan N., 2024, A&A, 683, L2
Hu R., et al., 2021, ApJL, 921, L8
Kempton E.M.R., et al., 2018, PASP, 130, 114401
Konatham S., Martin-Torres J., Zorzano M.P., 2020, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 476, 20200148
Kopparapu R.K., et al., 2014, ApJL, 787, L29
Louie D.R., et al., 2018, PASP, 130, 044401
Madhusudhan N., Lee K.K.M., Mousis O., 2012, ApJL, 759, L40
Madhusudhan N., Piette A.A.A., Constantinou S., 2021, ApJ, 918, 1
Madhusudhan N., et al., 2023, ApJL, 956, L13
Martinez C.F., et al., 2019, ApJ, 875, 29
McIntyre S.R.N., King P.L., Mills F.P., 2023, MNRAS, 519, 6210
Porto de Mello G., Fernandez del Peloso E., Ghezzi L., 2006, Astrobiology, 6, 308
Schwieterman E.W., et al., 2018, Astrobiology, 18, 663
Stevens D.J., Gaudi B.S., 2013, PASP, 125, 933

Stars and stellar systems as high-energy sources

M.V. del Valle[1]

[1] *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Estrellas y sistemas estelares tienen la capacidad de modificar sus entornos a través de sus campos de radiación, de la eyección de masa, de sus campos magnéticos y sus vientos. Las estrellas masivas producen vientos poderosos que inducen ondas de choques en la colisión del viento con el medio interestelar. En estos choques, partículas pueden ser aceleradas hasta alcanzar energías relativistas. Estrellas en formación (protoestrellas) también cuentan con los mecanismos capaces de acelerar partículas; en el caso de protoestrellas de alta masa en ondas de choque en sus *jets* y en el caso de protoestrellas de baja masa (estrellas T-Tauri) mediante mecanismos relacionados a la intensa actividad magnética presente en estas fuentes. Las partículas aceleradas producen emisión no-térmica al interactuar con el entorno, localmente o en su propagación en el medio interestelar. Esta radiación no-térmica puede ser detectable en las energías más bajas (ondas de radio) o en las energías más altas del espectro electromagnético (rayos gamma). En este artículo discuto los mecanismos físicos involucrados en el proceso de aceleración de partículas y de emisión no-térmica en estrellas y sistemas de estrellas. También discuto evidencias observacionales que confirman la capacidad de estos sistemas de ser fuentes de altas energías. Finalmente, discuto las perspectivas observacionales para el futuro, específicamente en el rango energético de los rayos gamma.

Abstract / Stars and stellar systems modify their environment through their radiation fields, mass ejection, magnetic fields and winds. Massive stars produce powerful winds that induce shock waves in the wind-interstellar medium encounter. In these shocks, particles can be accelerated up to relativistic energies. Stars in formation (protostars) also have mechanisms capable of accelerating particles; in the case of high-mass protostars in shocks developed in their jets and in the case of low-mass protostars (T-Tauri stars) through mechanisms related to the intense magnetic activity present in these sources. The accelerated particles produce nonthermal emission when interacting with the environment, locally or when propagating in the interstellar medium. This nonthermal radiation can be detectable at the lowest energies (radio waves) or at the highest energies of the electromagnetic spectrum (gamma rays). In this article I discuss the physical mechanisms involved in the process of particle acceleration and nonthermal emission in stars and stellar systems. I also discuss on observational evidence confirming the ability of these systems to be high-energy sources. Finally, I discuss observational prospects for the future, specifically in the gamma-ray energy range.

Keywords / gamma rays: stars — stars: early-type — radiation mechanisms: nonthermal

1. Introduction

High-energy sources are usually associated with extreme, very energetic events such as gamma-ray burst or supernova remnants. However, during the last years the interest in searching other, less extreme, sources of gamma rays has increased notably. A very significant example is the case of massive star clusters as very-high energy sources. The ideas that massive stars could produce high-energy emission are not new though (e.g., Casse & Paul, 1980; Voelk & Forman, 1982). One of the reasons for this concern on different high-energy sources is the number of unidentified sources that exist in the gamma-ray domain. Another reason is the detection of nonthermal emission at lower wavelengths that could lead to gamma radiation, and finally the detection of very high-energy gamma rays associated with stellar systems. Additionally, the unpredicted detection of systems such as novae (see Ackermann et al., 2014) presents new scenarios in which gamma rays are efficiently produced.

Since the first Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) catalog of point sources (with $10^{-2}\,\mathrm{GeV} < E < 10\,\mathrm{GeV}$), released in 1994 (see Fichtel et al., 1994), the number of gamma-ray sources without known counterpart at other wavelengths, i.e. unidentified, represents a considerable fraction of the total. Currently, the fraction of unidentified sources from the 4-*Fermi* catalog of point sources (with $50\,\mathrm{MeV} < E < 1\,\mathrm{TeV}$) is of the order of 30% (Abdollahi et al., 2020). This situation is not exclusive for sources at this energy range. A considerable fraction of the sources from the First LHAASO Catalog of Gamma-Ray Sources (Cao et al., 2024) have no obvious counterparts at other wavelengths.

The difficulty in identifying gamma-ray sources has multiple causes: source contamination, uncertainties in the background flux, intrinsic limitations of the detectors (or of the detection technique), and also new classes of sources yet to be discovered. The study of a correlation between gamma-ray sources and star-forming regions has been developing for more than 25 years (e.g., Kaaret & Cottam, 1996; Munar-Adrover et al., 2011;

✉ *Contact* / mvdelvalle@usp.br

Invited review

Peron et al., 2024). This correlation is not surprising given that many powerful sources located in star-forming regions. Among the unidentified sources within these regions new classes of gamma-ray sources may reside.

Stars are very abundant astrophysical objects and are concentrated in the galactic plane. During their evolution, stars go through very different phases in which physical properties and their environments change. Furthermore, many of them are binaries, and form complex systems. Stars in early evolutionary states, and multiple star systems, have the necessary ingredients to accelerate particles to relativistic energies, and offer suitable fields for these particles to interact and emit radiation. In many cases the result of the interaction of the relativistic particles, the nonthermal[⋆] emission, is not detected. In this article I briefly discuss the high-energy production in a number of stellar systems: from protostars (high and low mass) to massive stellar clusters. Although stellar systems hosting a compact object are powerful and well-known sources of gamma rays I do not consider them in this review.

This article is organized as follows. In the next section I discuss the relation between particle acceleration and gamma ray production. In Section 3 the case of protostars as high-energy sources is presented. In Section 4 I discuss the role of individual massive stars and colliding-wind binaries as nonthermal emitters. In Section 5 I briefly present the current status of massive star clusters as very-high energy sources. Finally, in Section 6 I present my conclusions.

2. Gamma-ray emission and particle acceleration

The continuum spectrum at gamma-ray energies, i.e. photons with $E \gtrsim 1\,\mathrm{MeV}$, is produced exclusively during the interactions of a population of high-energy (relativistic) charged particles with target fields: radiation fields, magnetic fields or matter. These interactions can occur within the astrophysical sources or when the particles are propagating away from them. The relativistic particles are produced via acceleration mechanisms in the astrophysical sources. In these processes thermal particles gain enough kinetic energy $E_{\rm kin}$ so that $E_{\rm kin} > m_{\rm p}\,c^2$ being $m_{\rm p}$ the particle mass. Once the energetic particles escape from the accelerators they become *cosmic rays*, that propagate trough the interstellar medium[⋆⋆].

From the above paragraph we can conclude that the detection of a continuum in gamma rays from an astrophysical source implies the existence of relativistic particles in it. In many cases the particles are accelerated *in situ* and the gamma-ray source is also a high-energy particle accelerator (an *active* source), and in other cases the source is just a target for the relativistic particles (a *passive* source). This is the reason why gamma-ray astrophysics is highly connected with cosmic-ray physics. Galactic cosmic rays propagate diffusively interacting with the magnetic field of the interstellar medium, deviating from their arrival direction, making the identification of their sources by pinpointing in space impossible. Gamma rays are photons and are not deviated. Therefore, gamma rays are the best way to study the sources of cosmic rays.

In order to produce gamma-ray photons of $E = 10\,\mathrm{GeV}$ through the interactions of protons, you need a particle of energy $E_{\rm p} \gtrsim 100\,\mathrm{GeV}$ (considering the most common radiative processes). In the case of electrons, $E_{\rm e} \gtrsim 10\,\mathrm{GeV}$ via the interactions with matter or a typical photon field. A high-energy source whose spectrum is dominated by the contribution from radiating protons (or hadrons in general) is said to be of *hadronic* nature, and of *leptonic* nature in the case of electrons (or leptons in general). Relativistic electrons efficiently radiate in the presence of a magnetic field (through synchrotron mechanism). The energy of an electron needed to produce a photon of frequency ν in a magnetic field of intensity B is given by $E_{\rm e} = 7.9(\nu/[\mathrm{GHz}])^{1/2}(\mathrm{B}/[\mu\mathrm{G}])^{-1/2}\,\mathrm{GeV}$ (see Pacholczyk, 1970). Electrons of energies of giga electron volts interacting in magnetic fields of μG produce radio emission. Therefore a population of relativistic electrons can produce gamma rays and radio waves. This *connection* between radio sources and gamma-ray sources is important in many cases and would be discussed in the following sections.

In the presence of gamma rays or synchrotron emission[⋆⋆⋆] from an astrophysical source the immediate question arises: how and where were the high-energy particles responsible for the radiation produced? This question is related to the particle acceleration mechanism. The opposite question is also valid: given a source capable of accelerating particles up to relativistic energies, is it a gamma-ray source? The most common particle acceleration processes in Galactic astrophysics take place in *shock waves* and in *magnetic reconnection sites*, and are described below.

Magnetic reconnection is one of the fundamental processes in astrophysical plasmas because it accounts for the violent release of magnetic energy into kinetic energy of the plasma motions. It is essentially a topological reconfiguration of the magnetic field caused by the change in the connectivity of the field lines. It is this change that allows the release of stored energy, which in many situations is the dominant source of free energy in a plasma. Magnetic reconnection events are associated with very high plasma temperatures ($T \sim 10^7 - 10^8\,\mathrm{K}$) and with the acceleration of energetic particles. Magnetic reconnection is the mechanism behind solar flares, therefore much of the knowledge in the subject comes from studying and observing the Sun. Other sites in the Earth's neighborhood include the magnetotail and

⋆In the context of this work, nonthermal emission is referred to the radiation produced by a population of nonthermal, relativistic particles.

⋆⋆Cosmic rays also are believed to propagate through the intergalactic medium, however in the context of this paper we are only interested in Galactic cosmic rays.

⋆⋆⋆In the case of extreme relativistic temperatures, like those encountered in the accretion disks of active galactic nuclei, thermal electrons can produce synchrotron emission.

the magnetosphere. See Zweibel & Yamada (2009) for a review.

Different acceleration mechanisms are associated with magnetic reconnection events, both in the solar system environment and in astrophysical sources. For the second case we are interested in iterative processes, where particles gain energy in each iteration mostly independently, because they produce particle distributions consistent with the observations: power laws in energy. The observed distribution of cosmic rays is a power law $N_{\rm CR} \propto E^{-\alpha}$ with a constant value of α in large intervals of energy, and also the observed spectrum energy distribution produced by high-energy particles is consistent with a population of particles following a power-law distribution. See Blasi (2013) for a review.

Shock waves are developed when perturbations exist with velocities greater than the sound speed of the environment, i.e. supersonic perturbations. In the case of a plasma, the perturbations must be faster than the magnetosonic speed. In general, shocks would form in the presence of fast winds, outflows, jets, etc. The passage of this supersonic perturbation modifies significantly the properties of the gas and from the fluid perspective can be modeled as a discontinuity on the plasma, separating the upstream and the downstream. After the shock passage (the downstream) the density is higher, the temperature rises dramatically and the flow velocity decreases (in a referential where the shock is at rest). This supersonic perturbation transforms the macroscopic fluid kinetic energy into microscopic energy of the plasma.

The acceleration of particles up to relativistic energies in shock waves has been the favorite mechanism to explain cosmic-ray production in the Galaxy. The initially thermalized particles would cross from upstream to downstream and vice-versa gaining energy in each iteration. The charged particles diffuse back and forth interacting with the magnetic turbulence of the flow. This mechanism is called diffusive shock acceleration (DSA) and naturally produces a power-law distribution of relativistic particles $N_{\rm par} \propto E^{-2}$ when the shock is not relativistic in the test-particle approximation. Diffusive shock acceleration is a very efficient mechanism for accelerating particles, and it is classified as a first order Fermi process. This is because in each shock-passage the particle gains, on average, an energy $\sim V_{\rm s}/c$, with $V_{\rm s}$ the shock speed with respect to the upstream. See Gaisser (1990).

First order Fermi acceleration can also occur in magnetic reconnection sites via a diffusive propagation (e.g., Kowal et al., 2012). In this case the particles are believed to diffusive back and forth the converging flows of opposite polarity, and in this case the particles gain an energy $\propto V_{\rm rec}/c$, with $V_{\rm rec}$ the reconnection velocity. This process also produces a power-law distribution of particles as mentioned before (e.g., del Valle et al., 2016a), however the power-law index is not well established and many models exists within the community.

It is worth noticing that a combination of both magnetic reconnection and shock waves can also occur. When the reconnected plasma is ejected with a very high velocity a shock wave can be induced in the surrounding medium. Particles can suffer diffusive shock acceleration in those shocks.

The acceleration processes continue until the particle reaches a maximum energy $E_{\rm max}$. This energy depends on the mechanism efficiency, whether the particles are leptons or hadrons, the radiative losses, the size of the source, the magnetic field strength, etc. Protons in general would reach the maximum energy and escape to the interstellar medium when their Larmor radius achieve the size of the system. Electrons are more efficient radiators and would lose a significant fraction of their energy before escaping.

Shock waves and magnetic reconnection are ubiquitous in Galactic sources. However, some conditions of the flows can hinder the acceleration process and the mere presence of these phenomena is not enough to assume that the source is a particle accelerator. Additionally, in order to produce a great number of relativistic particles the acceleration process needs to be efficient in converting a significant fraction of the available energy into particles. The power in relativistic particles is the power budget for producing nonthermal emission, hence any source would emit a gamma-ray luminosity lower than this value. Another aspect is key to produce significant radiation and is the presence of intense target fields in the sources for the particles to interact with.

Summarizing what was discussed in this section, when studying a gamma-ray source we first need to establish the origin of the high-energy particles and whether they are accelerated locally (active source) or not (passive source). Then we need to estimate the energy budget coming from the acceleration process and the maximum energies that particles can reach. Finally, we need to analyze the fields present in the object. In what follows the answers of these questions are analyzed for different types of stellar systems.

3. Young stellar objects

Stars can be roughly classified according to their masses: low-mass stars with $M_\star < 8\,{\rm M}_\odot$ and high-mass (or massive) stars when the mass is higher. The evolution of a star is highly dependent on its mass and the protostellar stages are not the exception. High-mass and low-mass young stellar objects present some similarities but is precisely on their differences that lie their ability to produce high-energy emission. In what follow I present the case of high-mass protostars followed by the case of T Tauri stars, which are low-mass young stellar objects.

3.1. High-mass protostars

Stars are formed within dense cores inside molecular clouds. During the accretion phase an accretion disk is formed and collimated bipolar outflows are ejected perpendicular to the disk plane, called *jets*. In the case of massive protostars these jets can have velocities of the order of $10^2 - 10^3\,{\rm km\,s^{-1}}$. The fast material collides with the surrounding matter and in some cases these perturbation produce observable emission at radio, infra-red and visible. These sources are called Herbig-Haro (HH) objects and are seen up to several parsecs away from the central star (Reipurth & Bally, 2001).

The flux of a radio source can be parametrized as a power law in frequency: $S_\nu \propto \nu^\iota$. If we have observations at two frequencies we can obtain the value of the spectral index ι. Thermal emission consistent with Bremsstrahlung from an ionized media has a spectral index of $\iota \sim 2$ in the case of an optically thick plasma (i.e. a blackbody) and when the medium is optically thin S_ν varies very slowly with ν, and $\iota \sim -0.1$. On the contrary, radio emission produced by a relativistic population of electrons following a power-law spectrum exhibit more negative spectral indexes $\iota \sim -0.5$ (in the optically thin regime). Along the years radio emission with negative spectral indexes has been reported in protostellar jets. This emission is interpreted as nonthermal, being consistent with the synchrotron process. Furthermore, the detection of linear polarization confirms that the negative spectral indexes are the result of relativistic electrons interacting with a magnetic field (Carrasco-González et al., 2010). From the observations, the inferred magnetic field strengths are $\sim 10^{-3}$ G. See Araudo et al. (2021) and references therein.

The detection of synchrotron emission from these jets has strong consequences. The relativistic electrons responsible for this radiation are very likely being accelerated in the outflows, because the acceleration of particles in jets of other sources is well-known. It is believed that the mechanism behind particle acceleration in jets is DSA. The jet is supersonic with respect to the ambient medium, and a system of shock waves develops. One shocks propagates in the jet direction, a *forward* shock (or *bowshock*) and the other is a *reverse* shock propagating in the opposite direction, inside the jet material.

Shock waves can be classified based on the modification of the gas properties by radiative cooling of the shocked material. When the radiative loses downstream are fast enough the shock is said to be a *radiative* shock, otherwise the shock is classify as an *adiabatic* shock. In the case of jets from protostars, usually the reverse shock is adiabatic and the forward shock is radiative. The preferable site for particle acceleration in these sources is the reverse shock. The reasons are: (i) the reverse shock (in most cases) is faster than the forward shock and the efficiency of the DSA process is $\propto (V_s/c)^2$, (ii) the shock does not lose energy by radiation, (iii) faster shocks in general imply greater values of kinetic power and (iv) the absence of a cold and dense plasma resulting from cooling****. The accelerated particles can diffuse up to the denser forward shock region and emit there (del Valle et al., 2022).

Can the population of electrons responsible for the detected nonthermal emission radiate at higher frequencies? Are protons also accelerated in the jets of young stellar object? Some of the first authors to pose these questions were Araudo et al. (2007). Electrons and protons produce additional nonthermal emission when interacting with the dense material. In the case of electrons the mechanism behind is relativistic Bremsstrahlung, and for protons pion decay, produced from inelastic collisions between relativistic protons and ambient cold protons. The high values of the inferred magnetic fields in the nonthermal HH sources can be explained by magnetic field amplification happening at the shock during DSA (see del Valle et al., 2016b; Araudo et al., 2021, and references therein).

Recently, Yan et al. (2022) reported the detection of gamma rays from the very well-known jet of HH 80-81, located at $d = 1.7$ kpc. This is a confirmed nonthermal radio emitter, and a linearly polarized radio source. The authors found a significant gamma-ray excess using 10 yr of *Fermi*-LAT data, coincident with the position of HH 80-81. This might be the first jet of a protostar detected at gamma rays.

3.2. T-Tauri stars

T-Tauri stars are the progenitors of low-mass stars. During their initial phases they present accretion disks and also launch outflows, although less powerful than the ones from high-mass protostars. T Tauri stars are X-ray sources, emitting variable thermal radiation with luminosities in the range of 10^{31} to 10^{33} erg s^{-1}. This emission comes from a very high-density plasma with a typical temperature of 10^7 K. These flares last for about 10^3 to 10^4 s. The rapid heating of the plasma and its cooling on the observed time scales must be caused by efficient magnetohydrodynamic processes, such as magnetic reconnection events. The flares in these sources are similar to the ones occurring in the Sun, but they are more powerful and more frequent. See Feigelson & Montmerle (1999); Getman et al. (2021).

Motivated by a possible association of a gamma-ray source with the star forming region ρ Ophiuchi ($d \sim 120$ pc), where 4 known T- Tauri stars were located inside the 95% confidence ellipse, del Valle et al. (2011) presented the first model of gamma-ray emission from these low-mass protostars. The main goal was to establish whether T Tauri stars could be gamma-ray emitters. The first question needed to ask is how the particles responsible for the gamma-ray emission were accelerated in the source. The most natural answer is that the relativistic particles should be a product of the very powerful reconnection events observed in these sources.

Very recently, Filócomo et al. (2023) presented evidence of gamma-ray emission from a star-forming region, that might be produced by T Tauri stars, as predicted by del Valle et al. (2011). The *Fermi* source overlaps with NGC 2071, a star-forming region located at a distance of $d = 430$ pc. The authors of the study performed a spectral and temporal analysis, finding that the source was detectable at $3.2\,\sigma$ above the background at energies above 100 GeV during 2 yr of observation. This indicates that the source is transient, consistent with a flaring event. It is worth mentioning that the event thought to be responsible for the high-energy emission is extreme, a *megaflare*.

del Valle & Capellini (2024, submitted) modeled the observed gamma rays developing a time-dependent model. They concluded that, independently of the specific acceleration mechanism acting in the magnetic re-

****Dense and neutral gas might hinder the acceleration process in DSA (e.g., O'C Drury et al., 1996).

connection site associated with the megaflare, the emission must be of hadronic nature, most probably produced by relativistic protons interacting with the surrounding material. Synchrotron loses prevents the electrons to reach energies above 100 GeV, then failing to explain the detected emission.

4. Massive stars

Stars with masses $M > 10\,M_\odot$ are called high-mass (massive) stars or early-type stars; they are stars of types O, B and Wolf-Rayet (WR). WRs are massive stars during their final evolutionary stages and have lost a substantial amount of their mass through strong winds. High-mass stars eject very powerful winds, with terminal velocities on the order of $V_{\rm w} = 2000$-$3000\,{\rm km\,s^{-1}}$, and mass loss rates with $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-4}\,M_\odot\,{\rm yr^{-1}}$. Through their winds, and their eventual explosion as a supernova, massive stars provide a powerful injection of mechanical energy into the interstellar medium. They also generate most of the ionizing ultraviolet radiation in galaxies, and energize the far-infrared luminosity by heating interstellar dust.

The key in the production of high-energy emission is the interaction of stellar winds, that are supersonic, with another plasma. In what follows I describe different scenarios in which the winds of massive stars might be responsible for the nonthermal processes observed in different systems.

4.1. High-velocity stars

A population of stars exists in the Galaxy with high spatial velocities, this is $V_{\rm star} > 30\,{\rm km\,s^{-1}}$ (Blaauw, 1961; Carretero-Castrillo et al., 2023). These stars are called runaway stars[†] and are observed far from their formation places. There are two possible origins for runaway stars: (i) they are ejected from a binary system after the companion explodes in a supernova event; (ii) stars are expelled from their birth clusters by gravitational kicks. This last mechanism is the one producing most of the runaway stars (Fujii & Portegies Zwart, 2011). Because of observational bias, most of the known runaway stars are massive (e.g., Tetzlaff et al., 2011).

Runaway stars move supersonically across the interstellar medium. The stellar wind collides with the ambient material producing a system of two shocks, similar to the phenomenology described in Sect. 3 for jets. The reverse shock, also known as the wind-termination shock, has a velocity of the order of $V_{\rm w}$. The forward shock, on the other hand, has a velocity of the order of $V_\star$. The interaction produces a shell-like structure, of parsec-size called the *bowshock*. This structure is observed in the infrared because the accumulated dust is heated by the stellar radiation field and when the dust cools it produces the lower frequency signal (van Buren & McCray, 1988).

More than 10 years ago, Benaglia et al. (2010), found radio nonthermal radiation from the bowshock of the massive runaway star BD+43°3654. The emission is consistent with a synchrotron process by a population of relativistic electrons. Currently, more bowshocks were found to be nonthermal radio emitters. Just like the case of the HH objects, this detection implies that the shocks in theses sources are capable of accelerating particles up to relativistic energies. del Valle & Romero (2012) modeled the emission, assuming that particles are accelerated via DSA in the reverse shock, because is the faster ($V_{\rm w} >> V_\star$), and also has the highest kinetic power available. The model predicts X-rays and gamma-rays produced by the relativistic electrons suffering inverse Compton scattering with the stellar radiation field and the infrared photons. Using dedicated observations by *XMM-Newton* of a selected list of bowshocks De Becker et al. (2017) concluded that the current instruments are not capable of separating a nonthermal component from a thermal one. The protons, if accelerated in the reverse shock, escape into the medium, enhancing both the local population of low-energy cosmic rays and the gamma-ray flux (del Valle et al., 2015).

Searches for the gamma-ray emission of these sources only gave upper limits, but in two cases where λ Cep and LS 2355 were associated with *Fermi*-LAT sources (Sánchez-Ayaso et al., 2018). del Valle & Pohl (2018) concluded that, given the sensitivity of current gamma-ray facilities, searches for the nonthermal emission at radio wavelength are preferable. Benaglia et al. (2021) searched for radio polarization in the bowshock of BD+43°3654. They found no polarization above 0.5%. Recently, del Valle et al. (2025) developed a model for computing the expected synchrotron polarization from these systems, concluding that contamination by unpolarized thermal emission an depolarizaion due to turbulence are likely to screen the polarized signal.

The radiation field from the star photoionizes a region of radius $R_{\rm st}$, of the size of tens of parsecs. The ionized material inside this region, including the bowshock, produces free-free emission that can be strong at radio frequencies, competing with the synchrotron emission if present. The solely detection of radio emission from a runaway massive star bowshock makes the source a particle-accelerator candidate, a Particle Accelerating Stellar Bowshock Nebula (PASBN). We cannot a priori reject a scenario where particles are indeed being accelerated up to relativistic energies, even in objects that are not classified as nonthermal radio emitters. The same situation occurs in the case of colliding-wind binaries, presented below.

4.2. Colliding wind binaries

When massive, luminous stars form binary (sometimes multiple) systems, their supersonic winds can interact with each other forming a wind collision region. This region is enclosed by two strong shock waves, with velocities of the order of the wind velocities. Colliding-wind binaries have the capability of accelerating at least electrons up to relativistic energies, as can be concluded from the detection of nonthermal radiation at various wavelengths (see De Becker & Raucq, 2013; del Palacio et al., 2023, and references therein). The relevant emis-

[†]Runaway stars should not be confused with the hyper velocity stars in orbit around the Galactic center.

sion channels of nonthermal radiation are synchrotron emission in the radio regime, inverse Compton emission in the X-ray regime where the target radiation field for the relativistic electrons is the stellar one, and both inverse Compton and pion decay processes at higher energies if protons are also accelerated. Many models predict gamma-ray emission from these systems (e.g., Benaglia & Romero, 2003; Reimer et al., 2006; Pittard et al., 2020); so far two sources were detected: the extraordinary binary system η Carinae (e.g., Farnier et al., 2011) and γ^2 Velorum (or WR 11) (Martí-Devesa et al., 2020) which is the closest colliding-wind binary.

In the case of colliding-wind binaries the emission is time dependent if it is produced within the stellar system. In this case variations of the radiation with the orbital period are expected. On the other hand, if the emission is produced in the outer parts of the system, by escaped relativistic particles, a steady signal is expected. Therefore, the light curve provides information on the emitting region and most probably of the nature of the emission. Leptons would lose most of their energy within the colliding-wind region, while hadrons can escape without significant radiative loses.

The particles producing the nonthermal emission are thought to be accelerated at the shocks produced in the winds collision, however other mechanisms such as magnetic reconnection have also been proposed. The radio nonthermal emission from colliding wind-binaries is interpreted as synchrotron radiation, as in the previous sources, which is expected to be highly polarized. However, to date there are no reports of polarized radio emission from these systems. Hales et al. (2017) reported the absence of linear polarization in the long-period colliding-wind binary WR 146.

4.3. Stellar bubbles

As was discussed above, massive early-type stars have very powerful winds that interact with the interstellar medium, depositing great amount of kinetic energy. Besides, their strong stellar photon field ionizes and heats the environment surrounding them. Both phenomena occur at extended scales, parsecs away from the star. Similar to the previously analyzed case of stellar bowshocks, the powerful stellar winds (which have supersonic velocities) generate strong shocks in the surrounding interstellar material as they propagate, piling it up and sculpting the environment into a stellar bubble. The evolution of a wind-driven bubble have different phases, but the so-called snowplow phase occupies most of the lifetime of the star. Again two shocks are developed, a wind termination shock and a forward, radiative shock. See Castor et al. (1975).

Prajapati et al. (2019) reported nonthermal radio emission related to the bubble of a single star, G2.4+1.4 associated with a WO star. This was the first time that synchrotron emission is observed in these sources. This suggests that the acceleration of particles, at least electrons, in stellar winds of massive stars might be somehow universal. Motivated by this discovery, Espinosa & del Valle (submitted) modeled the radio and gamma-ray emission expected from particles (electrons and protons) accelerated in the termination shock. We found that the leptonic emission dominates, being inverse Compton interaction with the stellar photon field the main radiative channel. The gamma-ray flux is low for this source (located at $d = 2.88\,\mathrm{kpc}$) when compared with the sensitivities of high-energy detectors.

An interesting case is the one of the stellar bubble produced by κ Ori, a blue supergiant B0.5 Ia launching an intense wind. This system is located at $d = 200\,\mathrm{pc}$. Marchili et al. (2018) found and excess of gamma-ray flux center in this star, using data from the *AGILE* gamma-ray satellite. The excess location is compatible with the position of the wind termination shock. The high energy radiation might have being produced by the interaction of relativistic particles accelerated in this fast shock. If confirmed, this is the first direct detection of gamma-ray emission from a single stellar wind bubble.

Finally, the possibility that cosmic rays from the Galactic background interact with the stellar bubbles should be considered. The background particles can suffer compression and re-acceleration in the bowshock region (the outer forward shock). This shock is expected to be highly radiative, then the compression factor expected in the cold shell of shocked interstellar medium is high. The compression would naturally increase the number of cosmic rays locally, as well as the density and the magnetic fields. Under these conditions an excess of nonthermal emission can be produced. For the case of G2.4+1.4 Espinosa & del Valle (submitted) found that this contribution is very low to explain the observations. However, see the cases presented in Sánchez-Ayaso et al. (2018); Moutzouri et al. (2022); Meyer (2024), were this contribution seems to be important.

5. Massive star clusters

Most massive stars are formed in groups by the collapse of giant molecular clouds. They remain concentrated during their whole life and explode close to their birth places, in relatively compact regions. Then massive stars are found in associations in the Galaxy. It is estimated that a great fraction of all OB stars belong to associations, which contain around 10 to 100 members within regions of $\sim 35\,\mathrm{pc}$ diameters.

Each massive star has a strong influence on the dynamics of the medium around the association, in a region of approximately 10 pc radius. This radius is larger than the mean half-distance between individuals in the association ($\sim 6\,\mathrm{pc}$). Then, the single bubbles (see previous section) coalesce, forming a large, collective bubble sometimes called *superbubble* (see, e.g., Parizot et al., 2004). The structure expands around the association, similarly to a standard wind bubble but powered by the collective contribution of the mechanical power from each individual wind.

The characteristics that make massive star clusters interesting in high-energy astrophysics are: (i) the collective mechanical power of the wind of massive stars available to energize particles via DSA, (ii) the multiple shock structure formed in the interaction of the supersonic winds that seems propitious for accelerating par-

ticles up to very high energies, (iii) the dense medium where these systems are embedded that act as targets for the relativistic particles and (iv) the collective stellar radiation fields that also acts as targets for gamma-ray production.

In the last years a number of gamma-ray sources have been discovered associated with stellar clusters and associations in the Galactic plane. These detections are made in both the high-energy band (energies > 0.1 GeV) carried out by the *Fermi* LAT, and the very-high energy band (energies > 0.1 TeV) performed by ground-based Cherenkov detectors. Recently, at very-high energies (photons up to 100 TeV) were detected emission from star clusters (e.g., Li, 2022; Abeysekara et al., 2021), suggesting the presence of PeV protons if the emission is of hadronic origin.

The gamma rays are interpreted as been the result of energetic particles (hadrons) interacting with the circumstellar and interstellar gas. However, in some cases the gamma-ray emission seems more consistent with a leptonic scenario in which the high-energy electrons interact with the stellar radiation field via inverse Compton (Härer et al., 2023). The relativistic particles are thought to be accelerated in the shocks developed in the complex structure formed by the collective stellar wind interactions. The idea that the collective interactions of stellar winds accelerate particles up to very high energies is not new and can now be probed with the gamma detections. Theoretical estimates establish that the acceleration on multiple shocks can increase the maximum energy of cosmic-ray protons out to 10^{15} eV $= 1$ PeV (e.g., Klepach et al., 2000), which is not inconsequential given that Galactic cosmic rays have energies of PeV or larger. The clusters and associations of massive stars are attractive candidates for cosmic *PeVatrons* (e.g., Aharonian et al., 2019).

One possibility is that young massive star clusters accelerate fresh particles up to PeV energies. Another scenario has been proposed in which already relativistic particles accelerated elsewhere (for example in supernova remnants inside/nearby the cluster) are reaccelerated in the superbubble, reaching higher energies than in the original accelerator. Therefore, star clusters act as cosmic-ray accelerators by the collective action of multiple shocks from supernovae and by the winds of massive stars (e.g., Bykov, 2001).

Diffuse GeV and TeV gamma-ray sources have been detected by *Fermi* LAT and by atmospheric Cherenkov telescope arrays, around the compact clusters in our Galaxy Cygnus OB2, NGC 3603, Westerlund 1, Westerlund 2, etc., as well as 30 Dor C and R136, both located in the Large Magellanic Cloud. The case of Cygnus OB2 is of special interest, Ackermann et al. (2011) concluded that the cavities carved by the young stellar clusters form a cocoon, dubbed the *Cygnus cocoon*, of fresh hard-spectrum cosmic rays. They provide a test case to study particle acceleration, both for *in situ* cosmic-ray production and to energize background Galactic cosmic rays. At least a dozen stellar clusters as young and rich as Cygnus OB2 are known in the Galaxy.

6. Conclusions

In this review I have presented the cases of massive protostellar jets and T Tauri stars as gamma-ray sources. The predicted gamma-ray emission from them is naturally weak, being observable at the current sensitivity of the *Fermi*-LAT in the GeV domain only in the case of close by sources. In the case of T Tauri stars, a handful of very powerful events such as the megaflares discussed above are expected. For the jets of young stellar objects the collective emission of sources located in the same region is more favorable to be observed.

From the detected synchrotron emission, we learn that the winds of massive stars are able to accelerate particles, as shown in different systems here described: runaway star bowshocks, colliding-wind binaries and stellar bubbles. This suggests that the acceleration of particles, at least electrons, in stellar winds of massive stars might be somehow universal. The way to study particle acceleration in astrophysical sources is through the nonthermal emission produced by them in their sources or immediate surroundings. In some cases the nonthermal emission at radio frequencies would be hidden below thermal emission. The expected gamma-ray emission may be strong enough to be detectable in powerful systems and at relatively very close distances.

The collective action of the winds of massive stars inside stellar clusters might play an important role in the production of Galactic cosmic rays. The interacting stellar winds supply large amounts of kinetic energy that could be used to accelerate cosmic rays up to very high energies. Direct detection of cosmic rays from the star clusters is inviable, the best way to study cosmic rays in these systems is by studying the gamma-ray emission from the surroundings produced by the energetic particles.

Current gamma-ray facilities are continuously making new discoveries in the high-energy sky and the source classes are slowly increasing. The future perspectives in the high-energy domain come in hand with the next generation gamma-ray facilities. The Cherenkov Telescope Array (CTA) will be the larger array of telescopes and the world's most sensitive ground-based observatory for gamma-ray astronomy (Cherenkov Telescope Array Consortium et al., 2019). It is worth mentioning also that the ASTRI Array would be the first array of Cherenkov telescopes to observe at energies well above hundreds of TeV (Vercellone et al., 2022). The improvement in angular resolution would help to diminish the source confusion, while the higher energy resolution would better constrain the spectrum shape of very high-energy sources, providing key information about the radiative process and the parent particles. Finally, the almost one order of magnitude improvement in sensitivity would allow to detected new sources, currently too faint to be seen.

Acknowledgements: The author thanks R. Santos-Lima and P. Benaglia for the careful reading of the manuscript. MVdV is supported by the Grants 2019/05757-9 and 2020/08729-3, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

References

Abdollahi S., et al., 2020, ApJS, 247, 33
Abeysekara A.U., et al., 2021, Nature Astronomy, 5, 465
Ackermann M., et al., 2011, Science, 334, 1103
Ackermann M., et al., 2014, Science, 345, 554
Aharonian F., Yang R., de Oña Wilhelmi E., 2019, Nature Astronomy, 3, 561
Araudo A.T., Padovani M., Marcowith A., 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 504, 2405
Araudo A.T., et al., 2007, A&A, 476, 1289
Benaglia P., Romero G.E., 2003, A&A, 399, 1121
Benaglia P., et al., 2010, A&A, 517, L10
Benaglia P., et al., 2021, MNRAS, 503, 2514
Blaauw A., 1961, BAN, 15, 265
Blasi P., 2013, A&A Rv, 21, 70
Bykov A.M., 2001, SSRv, 99, 317
Cao Z., et al., 2024, ApJS, 271, 25
Carrasco-González C., et al., 2010, Science, 330, 1209
Carretero-Castrillo M., Ribó M., Paredes J.M., 2023, A&A, 679, A109
Casse M., Paul J.A., 1980, ApJ, 237, 236
Castor J., McCray R., Weaver R., 1975, ApJL, 200, L107
Cherenkov Telescope Array Consortium, et al., 2019, *Science with the Cherenkov Telescope Array*
De Becker M., Raucq F., 2013, A&A, 558, A28
De Becker M., et al., 2017, MNRAS, 471, 4452
del Palacio S., et al., 2023, A&A, 672, A109
del Valle M.V., Araudo A., Suzuki-Vidal F., 2022, A&A, 660, A104
del Valle M.V., de Gouveia Dal Pino E.M., Kowal G., 2016a, MNRAS, 463, 4331
del Valle M.V., Lazarian A., Santos-Lima R., 2016b, MNRAS, 458, 1645
del Valle M.V., Pohl M., 2018, ApJ, 864, 19
del Valle M.V., Romero G.E., 2012, A&A, 543, A56
del Valle M.V., Romero G.E., Santos-Lima R., 2015, MNRAS, 448, 207
del Valle M.V., Santos-Lima R., Pohl M., 2025, The Astrophysical Journal, 980, 239
del Valle M.V., et al., 2011, The Astrophysical Journal, 738, 115
Farnier C., Walter R., Leyder J.C., 2011, A&A, 526, A57
Feigelson E.D., Montmerle T., 1999, ARA&A, 37, 363
Fichtel C.E., et al., 1994, ApJS, 94, 551
Filócomo A., et al., 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 525, 1726
Fujii M.S., Portegies Zwart S., 2011, Science, 334, 1380
Gaisser T.K., 1990, *Cosmic rays and particle physics.*
Getman K.V., Feigelson E.D., Garmire G.P., 2021, ApJ, 920, 154
Hales C.A., et al., 2017, A&A, 598, A42
Härer L.K., et al., 2023, A&A, 671, A4
Kaaret P., Cottam J., 1996, ApJL, 462, L35
Klepach E.G., Ptuskin V.S., Zirakashvili V.N., 2000, Astroparticle Physics, 13, 161
Kowal G., de Gouveia Dal Pino E.M., Lazarian A., 2012, PhRvL, 108, 241102
Li C., 2022, *37th International Cosmic Ray Conference*, 843
Marchili N., et al., 2018, A&A, 615, A82
Martí-Devesa G., et al., 2020, A&A, 635, A141
Meyer D.M.A., 2024, MNRAS, 530, 539
Moutzouri M., et al., 2022, A&A, 663, A80
Munar-Adrover P., Paredes J.M., Romero G.E., 2011, A&A, 530, A72
O'C Drury L., Duffy P., Kirk J.G., 1996, A&A, 309, 1002
Pacholczyk A.G., 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*
Parizot E., et al., 2004, A&A, 424, 747
Peron G., et al., 2024, ApJL, 972, L22
Pittard J.M., Vila G.S., Romero G.E., 2020, MNRAS, 495, 2205
Prajapati P., et al., 2019, ApJL, 884, L49
Reimer A., Pohl M., Reimer O., 2006, ApJ, 644, 1118
Reipurth B., Bally J., 2001, ARA&A, 39, 403
Sánchez-Ayaso E., et al., 2018, ApJ, 861, 32
Tetzlaff N., Neuhäuser R., Hohle M.M., 2011, MNRAS, 410, 190
van Buren D., McCray R., 1988, ApJL, 329, L93
Vercellone S., et al., 2022, Journal of High Energy Astrophysics, 35, 1
Voelk H.J., Forman M., 1982, ApJ, 253, 188
Yan D.H., Zhou J.N., Zhang P.F., 2022, Research in Astronomy and Astrophysics, 22, 025016
Zweibel E.G., Yamada M., 2009, ARA&A, 47, 291

Una nueva tasa de pérdida de masa para estrellas O y B

J.A. Panei[1,2], F.I. Figueroa-Tapia[3], M. Curé[3,4], I. Araya[5], L.S. Cidale[1,2], R.O.J. Venero[1,2] & A.C. Gormaz-Matamala[6,7]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile*
[4] *Centro de Astrofísica, Universidad de Valparaíso, Chile*
[5] *Centro Multidisciplinario de Física, Universidad Mayor, Chile*
[6] *Departamento de Ciencias, Facultad de Artes Liberales, Universidad Adolfo Ibáñez, Chile*
[7] *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, República Checa*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos nuevas fórmulas para la pérdida de masa de las estrellas O, según diferentes abundancias químicas de sus atmósferas. Para tal fin, hemos desarrollado un código en paralelo en lenguaje Fortran2008 al que denominamos LOCUS. Dicho programa es combinado cíclicamente con el código HYDWIND para obtener una expresión para la tasa de pérdida de masa de estas estrellas. Esta fórmula para el viento estelar la implementamos en nuestro código de Evolución Estelar desarrollado en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas. Comparamos nuestra tasa de pérdida de masa con las tasas propuestas por otros autores.

Abstract / We present new formulae for the mass-loss of O stars according to different chemical abundances of their atmospheres. For this purpose, we have developed a parallel code in Fortran2008 which we call LOCUS. It is combined cyclically with the HYDWIND code to obtain an expression for the mass-loss rate of these stars. We implement these formulae for the stellar wind in our Stellar Evolution code developed at the Faculty of Astronomical and Geophysical Sciences. We compare our mass-loss rate with the rates proposed by other authors.

Keywords / Stars: atmosphers — stars: mass-loss

1. Introducción

Las estrellas juegan un rol importante en el enriquecimiento del medio interestelar, ya sea en distintos momentos de sus vidas mediante vientos estelares, o a través de diferentes eventos ocurridos hacia las etapas finales de sus vidas. Algunas alcanzarán un final en el que los pulsos térmicos impulsarán la pérdida de material estelar, para terminar en un final tranquilo convirtiéndose en una enana blanca. Otras terminarán drásticamente su vida en una explosión de supernova. El escenario final que acontezca, estará ligado a la masa estelar con que la estrella arribe a las etapas avanzadas de su evolución (e.g. Smith, 2014).

Como es sabido, al recorrer la Secuencia Principal (SP) desde las estrellas de baja masa hacia las masivas, la temperatura efectiva aumenta con la masa, como así también la luminosidad. Estas estrellas clasificadas como estrellas enanas y de luminosidad V ocupan una banda diagonal sobre el diagrama de Hertzsprung–Russell (DHR). Las más masivas de la SP muestran fuertes vientos estelares y son de Tipo Espectral (TE) temprano. Los valores típicos de los parámetros fundamentales para estas estrellas O3V–O9V son de: $33\,300 \lesssim T_{ef}[\mathrm{K}] \lesssim 44\,900$, $4.82 \lesssim \log L/\mathrm{L}_\odot \lesssim 5.82$ y $20.2 \lesssim M/\mathrm{M}_\odot \lesssim 59.0$. Para estrellas de B0V–B9V de: $10\,700 \lesssim T_{ef}[\mathrm{K}] \lesssim 31\,400$, $1.86 \lesssim \log L/\mathrm{L}_\odot \lesssim 4.65$ y $2.75 \lesssim M/\mathrm{M}_\odot \lesssim 17.7$, (datos obtenidos de Pecaut & Mamajek, 2013).

Las estrellas de tipo espectral O y B presentan una importante presión de radiación. Existen distintos factores que contribuyen a ella: i) Elevada luminosidad: estas estrellas emiten enormes cantidades de energía radiativa debido a su elevada luminosidad. A consecuencia de ello la presión de radiación interactúa con las partículas de la atmósfera contribuyendo al viento estelar. ii) Existe gran emisión de energía en el ultravioleta: la energía emitida posee una importante componente en el ultravioleta produciendo fotones de alta energía, los que interactúan con las partículas del gas transfiriéndole momento. iii) Dispersión Thomson: debido a la alta densidad de electrones libres provenientes de los átomos ionizados y a la interacción de los fotones con estos electrones, la dispersión Thomson se vuelve importante. iv) Debido a que la SP es una banda diagonal pero levemente inclinada hacia radios mayores en su extremo superior, es que las estrellas más masivas poseen una gravedad superficial menor comparada con las de menor masa. Esto favorece a que la aceleración radiativa en las atmósferas domine sobre la gravedad superficial. La presión de radiación es tan grande que impulsa fuertes vientos estelares, expulsando una importante cantidad de materia al medio estelar (e.g. Castor et al., 1975). De este modo pueden explicarse los vientos estelares en las estrellas O y B.

✉ *Contacto* / panei@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

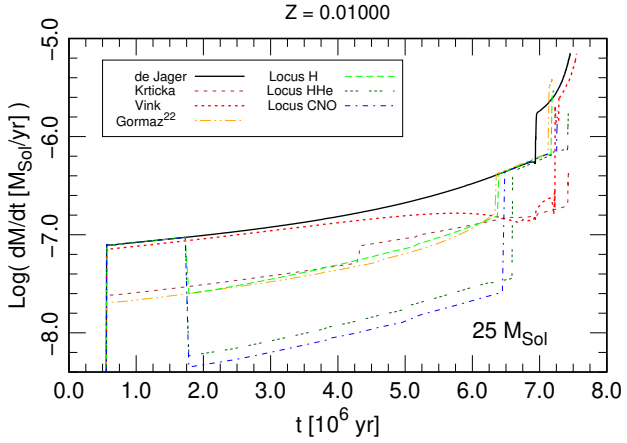


Fig. 1. Para modelos de 25M$_\odot$ y metalicidad $Z = 0.01$, se muestra la tasa de pérdida de masa en unidades de masas solares por año (en logaritmo) vs. la edad en millones de años. Comparamos las tasas de pérdida de masa de otros autores con nuestros tres valores de tasas.

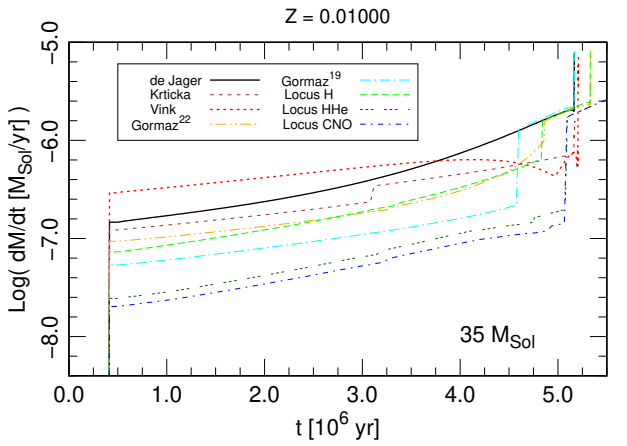


Fig. 2. Idem Fig. 1 para modelos de 35M$_\odot$ con metalicidad $Z = 0.01$.

En el presente trabajo estudiamos la tasa de pérdida de masa en estrellas O, mediante el uso de un método cíclico entre nuestro código LOCUS y el código HYDWIND (Curé, 2004), haciendo una sustancial mejora de lo realizado en Gormaz-Matamala et al. (2022).

2. Vientos estelares en estrellas O y B

El mecanismo por el cual las estrellas masivas de tipo espectral O y B pierden masa se denomina "viento estelar impulsado por líneas" (del inglés: *line-driven stellar wind*). Este mecanismo se debe a la interacción de la radiación con las líneas de absorción del material de la atmósfera estelar (Castor et al., 1975; Gormaz-Matamala et al., 2019), y funciona de la siguiente manera:

i) **Fuerte campo de radiación en las estrellas masivas**: Como se mencionó, las estrellas O y B tienen un intenso campo de radiación que actúa sobre los átomos acelerándolos.

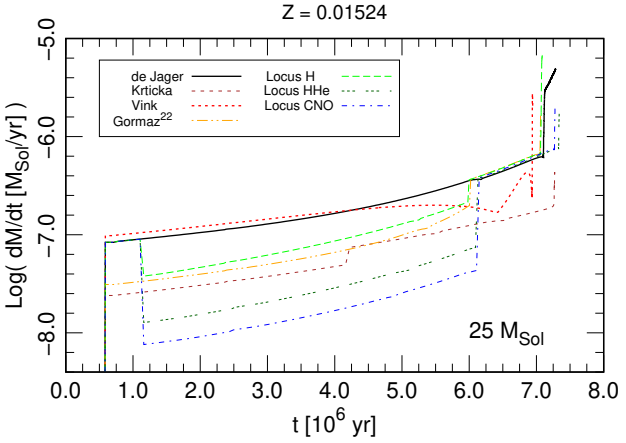


Fig. 3. Idem Fig. 1 para modelos de 25M$_\odot$ con metalicidad $Z = 0.01524$.

ii) **Interacción con las líneas espectrales y transferencia de momento**: El fotón transporta cierta energía $h\nu$, si esa frecuencia coincide o está próxima a la frecuencia de transición de las líneas de absorción de los átomos o iones presentes en la atmósfera, al ser el fotón absorbido, el átomo o ion recibe un pequeño empuje, adquiriendo un impulso hacia afuera de la estrella. Cuando esto ocurre sobre varias partículas, la acumulación de dichos empujes genera el viento estelar.

iii) El efecto Doppler: El movimiento del material en el viento estelar causa un desplazamiento Doppler en las líneas espectrales. Este efecto permite que el material en movimiento en un viento estelar absorba fotones en diferentes longitudes de onda, dependiendo de la velocidad relativa entre el material y la fuente de radiación (estrella). El efecto Doppler del material en movimiento hace que el viento pueda absorber fotones a diferentes distancias de la estrella, sin ser bloqueados por las regiones más internas.

iv) Aceleración del viento: A medida que el material es impulsado hacia afuera, se suceden nuevas absorciones para diferentes líneas espectrales, debido a que la densidad y la temperatura varían con la distancia, cambiando las condiciones del medio. Esto hace que ocurra una aceleración adicional en el material.

Estos vientos estelares están caracterizados por altas pérdidas de masa, lo que hace que las estrellas masivas pierdan entre 10^{-6} a 10^{-5}M$_\odot$/yr, con velocidades terminales de algunos miles kilómetros por segundo. Con respecto a la metalicidad de la atmósfera, la fuerza del viento depende de la abundancia de los metales (Vink et al., 2001), ya que éstos son los responsables de la mayoría de las líneas de absorción.

3. Parámetros de fuerza de la línea

La teoría desarrollada por Castor et al. (1975) ha sentado las bases para el entendimiento del viento estelar mediante el estudio de la fuerza (aceleración) de la línea. La teoría denominada CAK (por las siglas de sus autores Castor, Abbott y Klein) explica la pérdida de masa

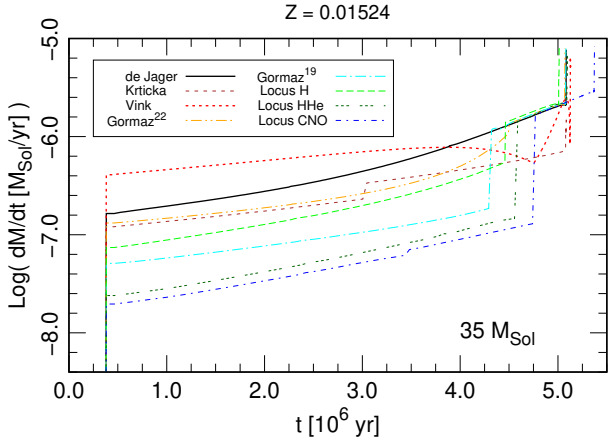


Fig. 4. Idem Fig. 1 para modelos de 35M$_\odot$ con metalicidad $Z = 0.01524$.

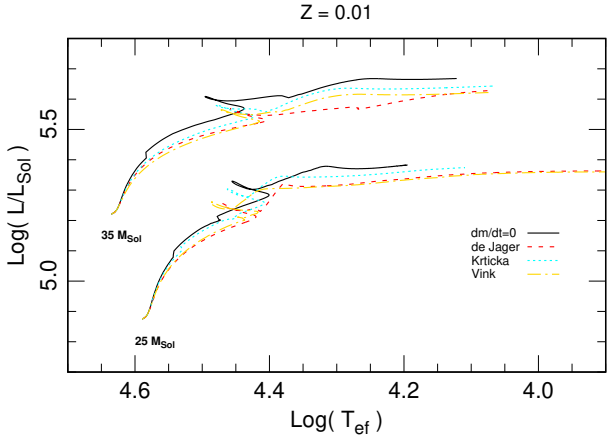


Fig. 5. Diagrama HR para dos modelos de 25M$_\odot$ y 35M$_\odot$ considerando las fórmulas de Krtička, Vink y de Jager, y sin pérdida de masa, para $Z = 0.01$.

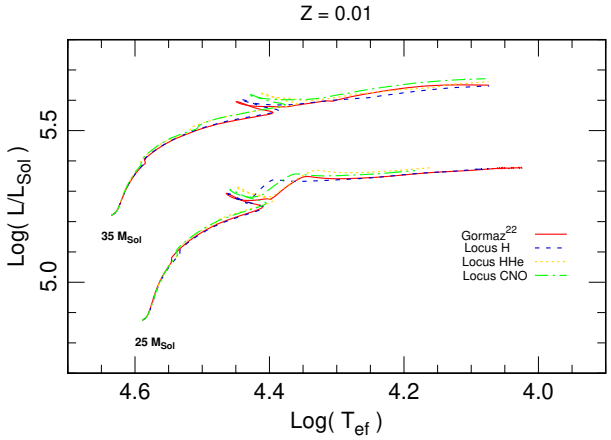


Fig. 6. Diagrama HR para dos modelos de 25M$_\odot$ y 35M$_\odot$ considerando las fórmulas de Gormaz-Matamala (2022), LOCUS-H, LOCUS-HHe y LOCUS-CNO, para $Z = 0.01$.

en las estrellas masivas a través de la teoría de los vientos conducidos por radiación. De acuerdo a Castor et al. (1975), la fuerza por unidad de masa debido a todas las líneas está dada por (ver Ec. (7) Castor et al., 1975):

$$f_{rad,line} = \frac{\sigma_e F}{c} M(t), \quad (1)$$

donde σ_e es la opacidad de scattering debida a los electrones libres, F es el flujo total, c la velocidad de la luz y $M(t)$ es la función multiplicador de fuerza que expresa el efecto de todas las líneas. El parámetro t es la profundidad óptica y está dada por:

$$t = \sigma_e v_{th} \rho(r) \left(\frac{dv}{dr} \right)^{-1},$$

donde v_{th} es la velocidad térmica de los átomos y ρ es la densidad, r la coordenada radial y v la velocidad. La función $M(t)$ puede ser parametrizada, la cual queda expresada como una ley de potencias de la forma:

$$M(t) = k\ t^{-\alpha}, \quad (2)$$

donde k y α son los llamados parámetros de fuerza de la línea. Esta teoría supone una densidad constante N_e a lo largo de la región en cuestión. Posteriormente, Abbott (1982) propone tomar a lo largo de la coordenada radial r. Es por esto que en este trabajo termina modificando lo propuesto por Castor et al. (1975) y añade un nuevo factor dependiendo de la densidad electrónica N_e y el factor de dilución $W(r)$, tal que:

$$M(t) = k\ t^{-\alpha} \left(\frac{N_e(r)}{W(r)} \right)^{\delta}. \quad (3)$$

Esta teoría es la conocida como la "Teoría CAK modificada" o m-CAK. El valor de k es proporcional al número de líneas que contribuyen a la aceleración, α describe la razón entre la aceleración de las líneas ópticamente gruesas respecto de la aceleración total de líneas, y el parámetro δ indica el cambio de ionización en el viento. La forma de obtener los valores de k, α y δ es iterativamente entre el código LOCUS y HYDWIND. Este último es el encargado de resolver las ecuaciones hidrodinámicas. Hemos empleado en nuestros cálculos, también el código TLUSTY (Hubeny & Lanz, 1995), el cual es un código plano-paralelo fuera del equilibrio termodinámico local (NLTE) y que nos permite obtener el campo de radiación a partir de la temperatura efectiva T_{ef} y gravedad $\log g$.

4. El programa LOCUS

El programa LOCUS es el encargado de encontrar en cada iteración valores para k, α y δ que se mejoran hasta cierta tolerancia dada. Su nombre es un acrónimo de **L**ine f**O**r**C**e m**U**ltiplier parameter**S**. Este programa es una mejora de la versión ALFAKDELTA27 el cual está escrito en FORTRAN77, empleado en los resultados obtenidos en Gormaz-Matamala et al. (2019, 2022) entre otros. Sin embargo, en nuestra intención de implementar mejoras a la versión previa y agilizar el tiempo de cómputo, hemos programado un conjunto de rutinas en Fortran2008 aprovechando la paralelización que posee este lenguaje combinado con las técnicas del OpenMP (*Open Multi-Processing*).

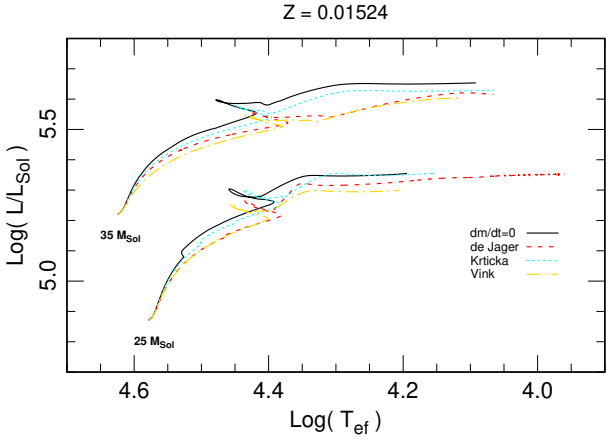


Fig. 7. Idem Fig. 5 para $Z = 0.01524$.

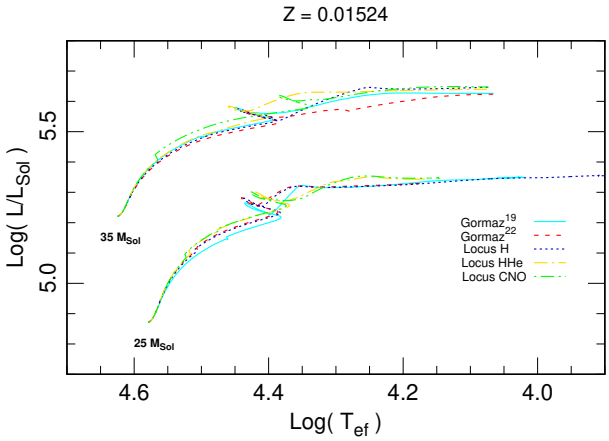


Fig. 8. Idem Fig. 6 para $Z = 0.01524$, se incorporó la fórmula de Gormaz-Matamala (2019) válida para metalicidad solar.

5. Resultados

A partir de la utilización de los programas LOCUS, HYDWIND y TLUSTY hemos encontrado tres expresiones para la determinación de la pérdida de masa en las estrellas masivas de luminosidad V, para tipos espectrales O. Hemos considerado tres clases de atmósferas según las abundancias químicas: i) una atmósfera de H puro; ii) la segunda es una mezcla de H y He; y iii) una atmósfera con H, He, C, N y O. En todos los casos posibles, dependiendo de la cantidad de electrones de la especie, hemos considerado hasta los primeros seis grados de ionización. Las fórmulas obtenidas en los tres casos son sendas relaciones lineales que vinculan $\log(\dot{M}_{\rm H})$, $\log(\dot{M}_{\rm He})$ y $\log(\dot{M}_{\rm CNO})$ con parámetros fundamentales de la estrella como $\log(R/{\rm R}_\odot)$, $\log(g)$ y $\log(T_{ef})$. Estas relaciones determinan cuál es la cantidad de materia estelar que es llevada por el viento fuera de la estrella.

Estas tres expresiones para la pérdida de masa fueron probadas en nuestro código de evolución estelar desarrollado en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) (Benvenuto, 1988; Panei et al., 2007, por actualizaciones posteriores), para modelos estelares de 25 y 35$M_\odot$. Empleando el mismo programa hemos calculado la evolución para esas masas considerando otras fórmulas de pérdida de masa como las de de Jager et al. (1988), Gormaz-Matamala et al. (2019, 2022), Krtička & Kubát (2012), Krtička (2014) Vink et al. (2000, 2001); Vink & Sander (2021).

Podemos observar que son comparables, en lo que respecta a la tasa de pérdida de masa, las fórmulas dadas por Gormaz-Matamala et al. (2022), Krtička y nuestra fórmula en el caso de considerar sólo H (LOCUS-H), ver Fig. 1 – 4 . Para todos los casos mostrados y las fórmulas consideradas, las dadas por de Jager y Vink son las que muestran una mayor pérdida de masa. Para todas las tasas consideradas (las de otros autores y las nuestras), entre la tasa que muestra la mayor pérdida de masa y la de menor, la diferencia de masa perdida es de poco más de un orden de magnitud. Las tasas de mayor pérdida de masa son las dadas por Vink y por de Jager, y la de menor LOCUS-CNO. Para todas las fórmulas se observa que la tasa de pérdida de masa se va incrementando conforme crece la edad de la estrella.

De lo visto precedentemente es de esperar que, para las secuencias evolutivas de los dos modelos estelares calculados, sean las secuencias menos luminosas aquellas con pérdida de masa dada por Vink o por de Jager (ver Fig. 5 y 7). Para los casos obtenidos con el programa LOCUS, la de menor luminosidad es la de mayor pérdida de masa la de LOCUS-H con respecto a la de LOCUS-H y LOCUS-HHe (ver Fig. 6 y 8).

En el futuro estudiaremos la pérdida de masa para estrellas de luminosidad I, III y V considerando metales hasta el Fe para tipos espectrales O y B.

Agradecimientos: JAP desea agradecer al Proyecto I+D 11G162 de la UNLP. Los autores desean agradecer al Proyecto Physics of Extreme Massive Stars (POEMS) y al árbitro de este trabajo por las sugerencias propuestas para una mejora del mismo.

Referencias

Abbott D.C., 1982, ApJ, 259, 282
Benvenuto O.G., 1988, Ph.D. thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata
Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
de Jager C., Nieuwenhuijzen H., van der Hucht K.A., 1988, A&AS, 72, 259
Gormaz-Matamala A.C., et al., 2019, ApJ, 873, 131
Gormaz-Matamala A.C., et al., 2022, A&A, 661, A51
Hubeny I., Lanz T., 1995, ApJ, 439, 875
Krtička J., 2014, A&A, 564, A70
Krtička J., Kubát J., 2012, MNRAS, 427, 84
Panei J.A., et al., 2007, MNRAS, 382, 779
Pecaut M.J., Mamajek E.E., 2013, ApJS, 208, 9
Smith N., 2014, ARA&A, 52, 487
Vink J.S., de Koter A., Lamers H.J.G.L.M., 2000, A&A, 362, 295
Vink J.S., de Koter A., Lamers H.J.G.L.M., 2001, A&A, 369, 574
Vink J.S., Sander A.A.C., 2021, MNRAS, 504, 2051

Calculation of isochrones for the study of metallicity in the galactic plane

C. Damia Rincón[1], J.A. Panei[1,2] & M.A. Corti[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 15 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / El presente trabajo tiene como objetivo el cálculo de isocronas a partir de secuencias evolutivas en un amplio rango de masas y metalicidades diferentes, con el objetivo de en un futuro próximo generar una estimación de la metalicidad presente en el plano de la Vía Láctea. Para poder analizar los datos fotométricos de posibles miembros de cúmulos abiertos del plano galáctico obtenidos del Telescopio Espacial *Gaia*, las isocronas son transformadas del plano teórico al observacional. Aquí, presentamos el resultado del trabajo efectuado en un cúmulo abierto de cada uno de los cuadrantes de la Galaxia, los cuales constituyen el grupo de cúmulos que se estudiarán, con el fin de realizar un análisis estadístico de los resultados. Para ello y para tener un mayor conocimiento de los parámetros físicos de las estrellas miembros, seleccionamos datos astrométricos, fotométricos y/o espectroscópicos de los catálogos *Gaia*, *2MASS* y *LAMOST*. Mediante el ajuste en el Diagrama HR de nuestras isocronas de $z = 0.019000, 0.015240$ y 0.030000 a 8 cúmulos en total, encontramos 6 con $z = 0.019000$ y 2 con $z = 0.015240$.

Abstract / The aim of this work is to calculate isochrones from evolutionary tracks across a wide range of masses and metallicities, with the goal of estimating the metallicity in the galactic plane of the Milky Way in the future. For the analysis of photometric data of potential members of open clusters in the galactic plane, using data from the *Gaia* Space Telescope, the isochrones are transformed from the theoretical to the observational plane. In this study, we present the results obtained for an open cluster from each quadrant of the Galaxy. These clusters are part of the larger set we plan to study, in order to perform a statistical analysis of the results. To gain a deeper understanding of the physical parameters of their member stars, we have selected astrometric, photometric, and/or spectroscopic data from the *Gaia*, *2MASS*, and *LAMOST* catalogs. Through fitting in the HR Diagram of our isochrones of $z = 0.019000, 0.015240$ and 0.030000 to a total of 8 clusters, we found 6 with $z = 0.019000$ and 2 with $z = 0.015240$.

Keywords / Hertzsprung-Russell and C-M diagrams — catalogs — open clusters and associations: general

1. Introduction

The plane of the Milky Way is the region where Open Clusters (OCs) form and evolve, as they contain information about the chemical composition and dynamics of the galaxy. The kinematics, chemical composition, and evolutionary stage of its members can be determined through the analysis of astrometric, photometric and spectroscopic data obtained from their observation across different wavelengths. Using photometric and astrometric data from the *Gaia* mission, the membership of stars in over two thousand Galactic clusters has been identified in the literature. However, the chemical properties (e.g., metallicity) and kinematical characteristics (e.g., radial velocity) of many of these clusters remain poorly understood (Fu et al., 2022).

An important tool to study the fundamental parameters (i.e.: age, distance, absorption and metallicity) of these objects is the fitting method in the Color Magnitud Diagram (CMD) of isochrones to the data members of an stellar cluster.

This work is divided in the following structure: Section 2 introduces our method to do the computation of isochrones, from the description of the evolutionary code we employed for the steps followed in generating the proper isochrones and translating the results to the observational plane. Section 3 introduces the sample of clusters that we had analyze with our isochrones and the results that we had obtained with this process. Finally, our results and the work that we expect to do in the near future is discussed in section 4.

2. Theoretical calculation

In this work, we compute our isochrones by using a Fortran numerical code described in J.A. Panei (Panei & Baume, 2016) following the method of Pietrinferni et al. (2004).

2.1. The stellar evolution code

The first step in the computation of isochrones consists in the calculation of evolutionary tracks of a wide range

✉ *Contact* / camiladr@fcaglp.unlp.edu.ar

of masses, from low mass to masive stars. A reliable library of evolutionary tracks have to fullfill three important conditions:

- The physical processes have to be updated and properly described by the code.
- The set of models have to be homogeneous, i.e.: all the evolutionary phases and initial compositions have to be calculated with the same evolutionary code and with the same physical framework. In our case we employed a Fortran's numerical code that is an updated version of Benvenuto (1988) (for more information, see Panei et al. (2007)).
- The models should represent as many empirical bounds as possible.

2.2. Isochrones computation

The generation of isochrones consists in several steps, but the more important ones are:

- Calibration of solar standard models. In this way we select our "solar type" metallicity, which is neccesary to translate the results from the theoretical plane to the observational one (see Fig. 1).
- Calculation of stellar evolutionary tracks on a wide range of masses (from low mass stars to massive stars; e.g.: Fig. 2).
- Selection of the zero point for the measurement of times. We selected this point to be in the Zero Age Main Sequence (ZAMS), for all the evolutionary tracks calculated.
- Selection of key points (KPs) on each evolucionaty track. These points are selected based on the morpholofy or internal physical conditions of the star, with the condition that the evolutionary track has to be well represented with this points (e.g. of this selection for an $8M_{\odot}$ star in Fig. 3).
- Transformation of isochrones from the theoretical to the observational plane with the appropiate photometric filter for the observational data. In our case, we employed a code that is an updated version of Rohrmann (2001), and solves the atmosphere in Local Thermodynamic Equilibrium (LTE).

3. The selected open clusters data sets and results

We selected clusters from the four quadrants of the Milky Way's galactic plane using data from the *LAMOST* D 8 (Fu et al., 2022) wich were cross-matched with the catalog of Cantat-Gaudin et al. (2020). In this work, we present some examples of the analysis conducted by us for the OCs listed in Table 1.

3.1. First Quadrant: Collinder 421

Collinder 421 is an OC belonging to the OB association Cygnus OB2, located in the Orion Arm. This cluster was analyzed in the Bachelor's thesis of the first author of this study, using data provided by Paiz et al. (2023, in review), which was shared through internal communication.

On that work, we calibrate our solar standard mod-

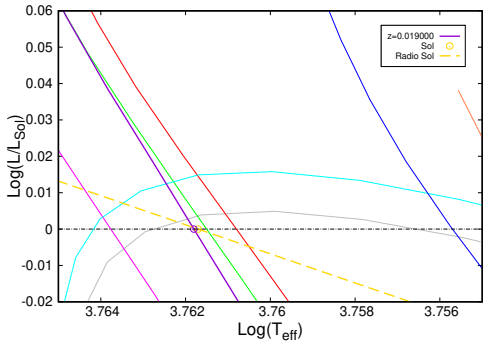


Fig. 1. In this HRD we show our best calibration of solar standard models, with $\alpha_{\rm MLT} = 1.40$ and $z = 0.019000$ (purple curve). The purple circle represents the point that best adjust the data of the Sun ($T_{eff} = 5777K$ (Pavlenko et al., 2012), $log(L/L_{\odot}) = 0$ and $Age = 4568.5 \pm 0.2Myr$ (Desch et al., 2023)) in our best fit evolutionary track, with relative errors $|\Delta T_{eff}/T_{eff}| \approx 0.0002$ and $|\Delta Age/Age| \approx 0.04$.

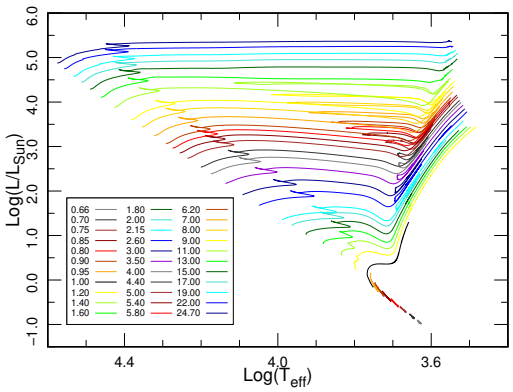


Fig. 2. In this HRD we show some evolutionary tracks calculated with our stellar evolution code, for masses in the range $0.66M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 24.70M_{\odot}$, that were used to compute our isochrones of $z = 0.019000$.

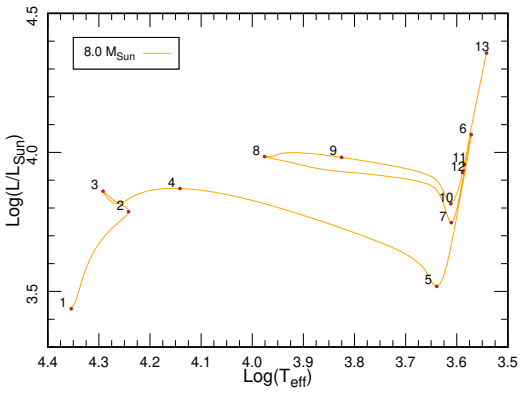


Fig. 3. In this HRD we show an example of our selection of KPs for an evolutionary track of a star of $8M_{\odot}$ and $z = 0.019000$.

Table 1. Selected OCs and the data sets employed to make the photometrical analysis.

OC	Quadrant	d [pc]	A_V [mag]	log(Age)
Collinder 421	I	1190	2.13	2.00
NGC 1912	II	1104	0.73	8.47
Coin-Gaia 25	III	824	0.55	8.75
NGC 6242	IV	1300	1.20	1.60

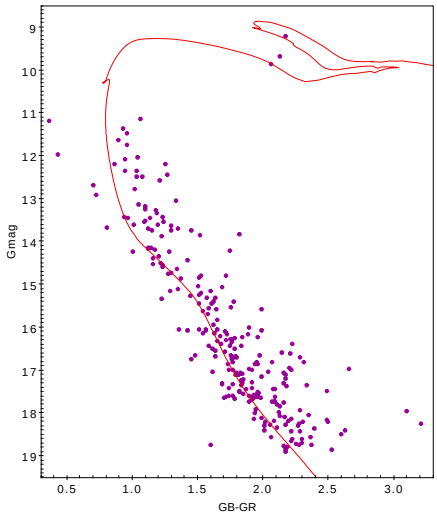


Fig. 4. In this CMD we show our best fit isochrone of $z = 0.019000$ and Age=100 Myr (red curve) to the data members of Collinder 421 (purple dots).

els, obtaining a solar type metallicity of $z = 0.019000$. Using this value, we generate our isochrones and choose to analyze an OC with this kind of metallicity (for Collinder 421, $[Fe/H]_{med} = -0.02 \pm 0.04$, Fu et al. 2022).

For Collinder 421 we found an age of 100 Myr (see Fig. 4), that is in good agreement with the estimation made by other authors (i.e.: 125 ± 25 Myr, Yontan et al. 2019).

We also compare our isochrones with those from the PARSEC v1.2S library (Bressan et al., 2012) of same metallicity and ages of 100 Myr, 115 Myr and 125 Myr (see Fig. 5).

The most significant differences between the isochrones of both libraries are:

- The zero point of the time measurement is defined by the ZAMS, rather than the starting point of the calculations in our stellar evolution code.
- The theory of convection employed. We employed the GNA theory of convection (Grossman et al., 1993) instead of the classic MLT.

3.2. Second, third and fourth quadrants

In this work, we conducted a metallicity analysis of OCs with our isochrones calculated from chemical abundances (e.g. of this comparison made for NGC 6242 in Fig. 9):

- $z = 0.019000$, $y = 0.282320$ and $x = 0.698680$.

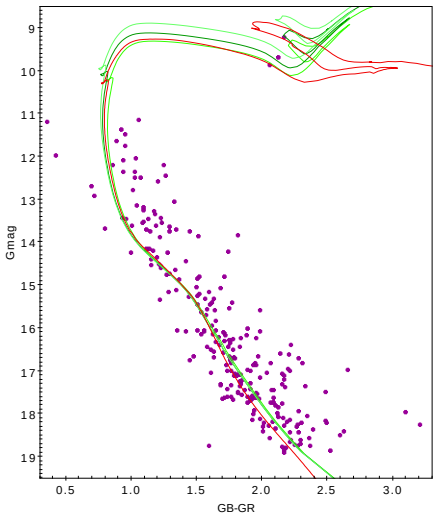


Fig. 5. Idem as Fig. 4 but comparing with the isochrones of the library PARSEC v1.2S (Bressan et al., 2012) (green curves) of same z and ages (from top to bottom): 100 Myr, 115 Myr and 125 Myr, according to the ages estimated for this OC by Yontan et al. (2019).

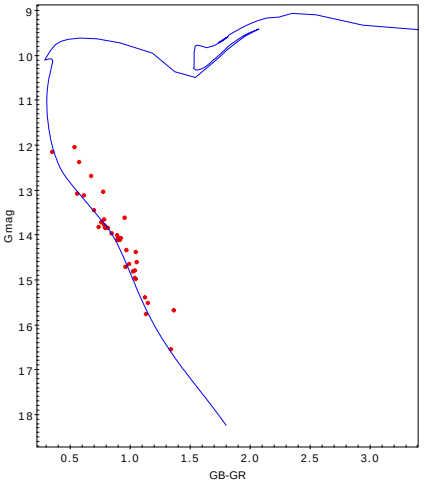


Fig. 6. In this CMD we show our best fit isochrone of $z = 0.015240$ (blue curve) to the data members of NGC 1912 (red dots).

- $z = 0.015240$, $y = 0.275627$ and $x = 0.709133$.
- $z = 0.030000$, $y = 0.301900$ and $x = 0.668100$.

Finally, we show our best fits to the three clusters with data in Table 1, each of one belongs to different quadrants:

- In the second quadrant, we analyzed NGC 1912. Our best fit isochrone to it is of $z = 0.015240$ (see Fig. 6).
- In the third quadrant, we analyzed Coin-Gaia 25. Our best fit isochrone to it is of $z = 0.019000$ (see Fig. 7).
- In the fourth quadrant, we analyzed NGC 6242. Our best fit isochrone to it is of $z = 0.019000$ (see Fig. 8).

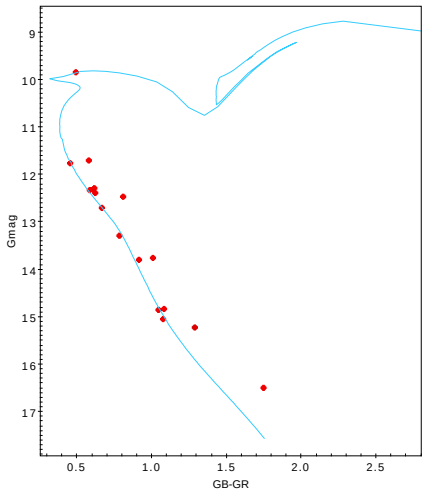


Fig. 7. In this CMD we show our best fit isochrone of $z = 0.019000$ (cyan curve) to the data members of Coin-Gaia 25 (red dots).

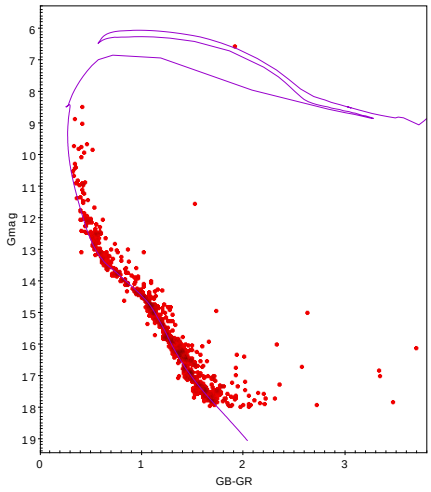


Fig. 8. In this CMD we show our best fit isochrone of $z = 0.019000$ (purple curve) to the data members of NGC 6242 (red dots).

4. Conclusions and future work

In this initial study, we analyzed eight OCs of the galactic plane, four of which are shown in this work. Of them we found:

- Six with $z = 0.019000$ (our solar type matallicity).
- Two with $z = 0.015240$.

As future work, we will:

- Compute the isochrones of $z = 0.010000$, of which we had already calculated the corresponding evolutionary tracks.
- Generate a library of isochrones, by interpolating between the metallicities that we have at present.
- Generate isochrones of pre-main sequence.
- Extend this analysis to a much higher number of OCs of the galactic plane, to be able to make an statistical study of the results and with it contribute to the study of the metallicity in the galactic plane.

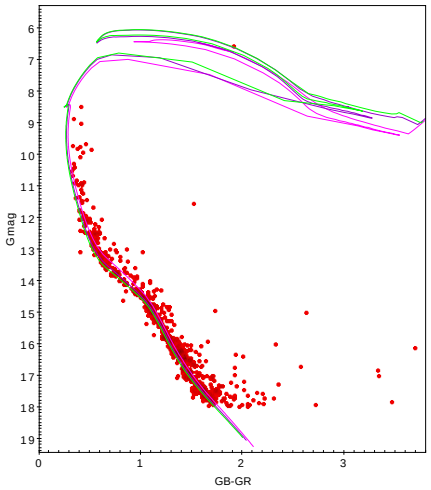


Fig. 9. Same as Fig. 8 but showing also our isochrones of $z = 0.015240$ (green curve) and $z = 0.013000$ (magenta curve).

- Add new photometric systems to the atmosphere solving code.

Acknowledgements: C. Damia Rincón would like to thank her family and friends for their continuous emotional support, without which this achievement would not have been possible; to her supervisors, Jorge and Mariela, for their constant guidance and mentorship throughout this process; and to Gonzalo, whose curiosity about her work provides a refreshing perspective that helps her maintain her passion on this journey. The authors of this work thank the referee for their valuable input, which has contributed to its improvement. This work has made use of data from the *Gaia* mission (`https://www.cosmos.esa.int/gaia`) of the European Space Agency (ESA).

References

Benvenuto O.G., 1988, Ph.D. thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Desch S.J., et al., 2023, Icarus, 402, 115607
Fu X., et al., 2022, A&A, 668, A4
Grossman S.A., Narayan R., Arnett D., 1993, ApJ, 407, 284
Panei J., Baume G., 2016, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 58, 138
Panei J.A., et al., 2007, MNRAS, 382, 779
Pavlenko Y.V., et al., 2012, MNRAS, 422, 542
Pietrinferni A., et al., 2004, ApJ, 612, 168
Rohrmann R.D., 2001, MNRAS, 323, 699
Yontan T., et al., 2019, Ap&SS, 364, 152

Espectroscopía nebular de la SN 2023ixf: propiedades del progenitor y asimetrías

L. Ferrari[1,2], G. Folatelli[1,2,3] & K. Ertini[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), The University of Tokyo, Kashiwa, 277-8583 Chiba, Japan*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 21 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / La SN 2023ixf es una supernova (SN) de tipo II que explotó en la galaxia M101, a una distancia de ≈ 7 Mpc. Es una de las SNs más cercanas de los últimos años, y constituye una oportunidad única para estudiar las propiedades tanto de la SN como de su estrella progenitora. Dada su cercanía, ha sido intensamente seguida y estudiada por la comunidad científica. En este trabajo analizamos el espectro nebular obtenido con el instrumento GMOS del Telescopio Gemini Norte, 259 días luego de la explosión. Identificamos líneas de emisión típicas para SNs de tipo II tales como [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$, H$\alpha$ y [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$, entre otras. A partir de la comparación del espectro nebular con modelos sintéticos, estimamos una masa del progenitor entre 12 y 15 $M_\odot$, en acuerdo con estimaciones previas mediante otros métodos. Analizamos posibles asimetrías en el material eyectado a partir de los perfiles de las líneas de emisión.

Abstract / SN 2023ixf is a nearby Type II supernova (SN) that exploded in galaxy M101, at a distance of ≈ 7 Mpc away. This makes it one of the nearest SNe in recent years, and a unique opportunity to probe the properties of both the SN and its progenitor star. We analyze the nebular spectrum obtained with the GMOS instrument at the Gemini North Telescope 259 days after the explosion. We identified typical emision lines for Type II SNe such as [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$, H$\alpha$, and [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$, among others. By comparing the nebular spectrum with synthetic models, we estimate a progenitor mass between 12 and 15 $M_\odot$, in agreement with previous estimates using other methods. We analyze the possible asymmetries in the ejecta from the emission line profiles.

Keywords / Supernovas: general — Supernovas: individual (SN 2023ixf)

1. Introducción

Las estrellas masivas y sus etapas finales en eventos de supernova (SN) constituyen un tema fundamental de la astrofísica estelar. Su estudio tiene implicancias en varias áreas de la astronomía, como el estudio del medio circumestelar, el enriquecimiento químico del medio interestelar, la evolución de las poblaciones estelares de galaxias, la formación de estrellas de neutrones y agujeros negros, entre otras. A pesar de los avances tanto observacionales como teóricos que se dieron en los últimos años, la evolución de las estrellas masivas y su mecanismo de explosión revisten aún muchos misterios.

El parámetro fundamental que determina el camino evolutivo de las estrellas es la masa en la secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en inglés). Además, la estrella puede experimentar importantes procesos de pérdida de masa, ya sea a través de vientos estelares, episodios eruptivos o transferencia de masa en sistemas binarios (ver por ejemplo Woosley et al. 1993; Podsiadlowski et al. 2004). Estos procesos afectan la evolución estelar y tienen consecuencias sobre los tipos de SN que observamos. Las SNs de tipo II son aquellas que muestran líneas de hidrógeno en su espectro temprano, lo que es indicador de que la estrella progenitora conserva una envoltura rica en H al momento de explotar. A través de la detección directa de progenitores se ha comprobado que las SNs de este tipo provienen de estrellas masivas en la fase de super-gigante roja (RSG por sus siglas en inglés; Smartt, 2015). Sin embargo, existe una discrepancia entre los resultados observacionales, que arrojan progenitores menos masivos que $M_{ZAMS} \approx 17-18\ M_\odot$, y trabajos teóricos que establecen un límite superior de $25 - 30\ M_\odot$ (Smartt, 2015).

En este trabajo abordamos el problema estudiando la SN 2023ixf, descubierta el 19 de mayo de 2023 en la galaxia M101. Esta SN de tipo II es una de las más cercanas de los últimos años, y se ha observado intensamente en todo el rango electromagnético. El campo donde se sitúa la SN había sido observado previo a explosión por el *Hubble Space Telescope* (HST), el *Spitzer Space Telescope*, y por otros observatorios en Tierra. Numerosos trabajos científicos han analizado las imágenes de archivo, concluyendo que la estrella progenitora es una RSG rodeada de polvo. A pesar de la riqueza de los datos, las masas iniciales estimadas presentan una gran dispersión, con resultados que van desde 8 a 24 $M_\odot$ (ver por ejemplo Qin et al. 2023; Kilpatrick et al. 2023; Neustadt et al. 2024). El estudio del ambiente en el cual explotó la SN también ha ar-

✉ *Contact* / luciaferrari@fcaglp.unlp.edu.ar

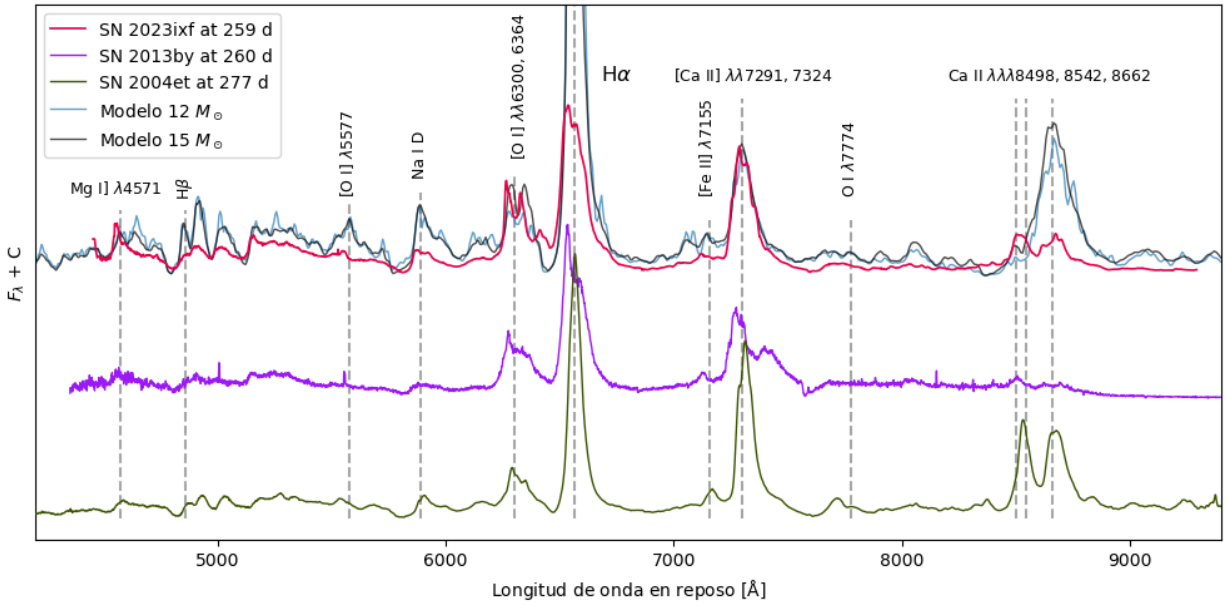


Fig. 1. SN 2023ixf 259 días luego de la explosión, en comparación con la SN 2013by (Black et al., 2017) y la SN 2004et (Sahu et al., 2006) en fases similares; ambas SNs de tipo II. Los espectros fueron normalizados y corridos en el eje vertical para facilitar la visualización. Superpuestos a la SN 2023ixf se grafican los modelos de espectros nebulares de Jerkstrand et al. 2014 para progenitores de 12 y 15 $M_\odot$. En líneas punteadas se marcan las longitudes de onda del reposo de las principales líneas de emisión.

rojado resultados sobre las propiedades del progenitor (Niu et al. 2023; Liu et al. 2023), así como el modelado de la curva de luz temprana (Bersten et al., 2024).

El resultado principal de este trabajo es la estimación de la masa del progenitor a partir de la espectroscopía en la fase nebular, que comienza entre 100 y 150 días luego de la explosión. En esta fase, la emisión de la SN proviene de las regiones más internas, cercanas al antiguo núcleo estelar. Este método es independiente de los mencionados arriba. Además, los espectros nebulares dan información sobre la distribución de los elementos en el material eyectado, que está relacionada con las posibles asimetrías en la explosión (Taubenberger et al., 2009; Fang et al., 2022).

La base de datos *NASA/IPAC Extragalactic Database*⋆ (NED) indica que el corrimiento al rojo de la galaxia M101 es 0.0008, valor que adoptamos a lo largo del trabajo. La distancia adoptada es de 6.85 ± 0.15 Mpc (Riess et al., 2022) y el enrojecimiento debido a la Vía Láctea está estimado en $E(B-V)_{\rm MW} = 0.008$ mag (Schlafly & Finkbeiner, 2011). El enrojecimiento producido por la galaxia M101 en la emisión de la SN fue calculado en $E(B-V)_{\rm M101} = 0.031$ mag por Lundquist et al. (2023), resultando en una extinción total de $E(B-V)_{\rm Total} = 0.039$ mag. Las fases a lo largo del trabajo están referidas a la fecha de la explosión, JD = 2460083.25 (Hosseinzadeh et al., 2023).

2. Observaciones

El espectro que motiva este trabajo fue tomado con el Telescopio Gemini Norte a través del programa GN-2024A-Q-139 (PI Andrews), adquirido el 1 de febrero de 2024, 259 días después de la explosión. Se usó el instrumento GMOS en modo ranura larga (long-slit), con la red de difracción R400 en una longitud de onda central de 680 nm. La configuración instrumental elegida resulta en una cobertura de 4200-9500 Å, con una resolución de 10 Å, es decir, ≈ 500 km s^{-1} a 6000 Å. La reducción y calibración en longitud de onda y en flujo se realizó siguiendo procedimientos estándar con el paquete *gemini* de IRAF.

El espectro fue corregido por el corrimiento al rojo de la galaxia huésped y por el enrojecimiento total (ver Sección 1) usando la ley de extinción estándar de Cardelli et al. (1989) con un valor de $R_V = 3.1$. Por último, se midieron las magnitudes sintéticas del espectro en los filtros V, R e I y se compararon con las magnitudes fotométricas en la misma época. Se multiplicó el espectro por 1.15, valor promedio del factor de escala resultante de cada filtro para corregir las posibles pérdidas de flujo.

3. Resultados

El espectro nebular a 259 días se muestra en la Fig. 1, comparado con los espectros a épocas similares de las SNs de tipo II 2013by y 2004et. Las líneas de emisión son las esperadas para una supernova de tipo II, con una importante emisión de Hα acompañada por líneas correspondientes a [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$, [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$, [Fe II] $\lambda 7155$, [Fe II]$\lambda 7172$, Na ID y Mg I] $\lambda 4571$. Se incluyen además los modelos de espectros nebulares de Jerkstrand et al. 2014 para progenitores de $M_{\rm ZAMS}$ = 12 y 15 $M_\odot$ (Ver Sección 3.2).

⋆https://ned.ipac.caltech.edu/

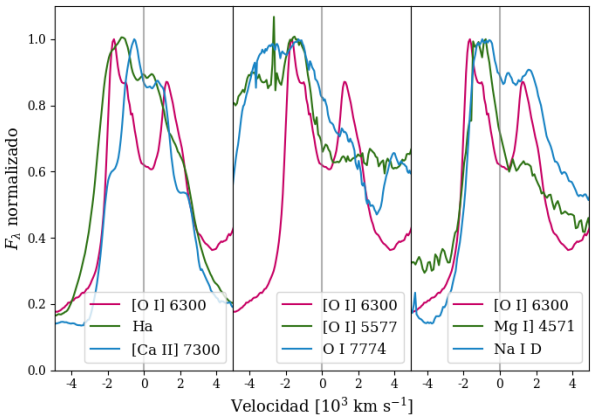


Fig. 2. Perfiles de las principales líneas de emisión en el espacio de las velocidades. La normalización se hizo tomando el máximo flujo en la región de la línea. Todos los elementos muestran un corrimiento al azul excepto el doblete [Ca II].

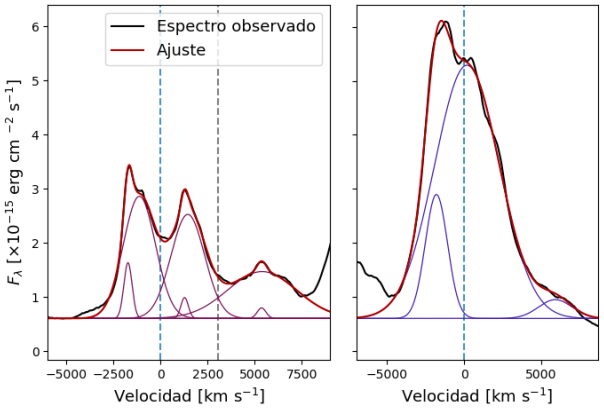


Fig. 3. Ajuste de los perfiles de línea de [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$ (panel izquierdo) y Hα (panel derecho). En línea azul punteada se marcan las posiciones del reposo, en el caso de [O I] tomada como 6300 Å. La línea punteada gris en el panel izquierdo marca la posición de 6364Å.

3.1. Perfiles de línea y asimetrías

El análisis de los perfiles de línea da indicios sobre las posibles asimetrías en el material eyectado (Maeda et al. (2008); Taubenberger et al. (2009)). La mayoría de las líneas de emisión están corridas al azul, salvo por el caso del doblete prohibido [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$, cuyos picos de emisión están centrados en el reposo (ver Fig. 2).

El perfil de [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$ muestra dos picos casi simétricos respecto a la longitud de onda del reposo, forma que se suele ver en espectros nebulares de supernovas de colapso de núcleo (Maeda et al., 2008; Modjaz et al., 2008; Taubenberger et al., 2009). Ambas emisiones presentan perfiles complejos que pueden ser ajustados con una componente ancha de FWHM** ≈ 2000 km s^{-1} y una angosta de FWHM ≈ 500 km s^{-1} (ver Fig. 3, panel izquierdo). Los centros de las componentes anchas están separados por ≈ 2500 km s^{-1}, a -1100 km s^{-1} y 1400 km s^{-1} respectivamente. El ajuste incluye la substracción de una emisión centrada en 6413 Å. El origen de esta emisión es desconocido, y no la detectamos en los espectros nebulares de la muestra de supernovas publicada por Silverman et al. (2017).

La emisión de Hα muestra un perfil complejo, que se puede ajustar con dos componentes gaussianas, una ancha de FWHM = 5300 km s^{-1} centrada en el reposo junto con otra de ancho intermedio, de FWHM = 1600 km s^{-1}, corrida 1800 km s^{-1} al azul (ver Fig. 3, panel derecho).

Reconocemos las emisiones de oxígeno [O I] λ5577 y O Iλ7774, también corridas al azul en 1500 km s^{-1}, como se muestra en la Fig. 2, panel central. Si la identificación de las líneas es correcta, la velocidad de los picos es similar a la que presentan las líneas de [O I]$\lambda\lambda 6300, 6364$. Las líneas de Mg I] λ4571 y Na ID son claramente reconocibles, ambas corridas ≈ -1000 km s^{-1}, similar a otras líneas. Na ID muestra un perfil ancho y complejo, superpuesto con una absorción producida por el medio interestelar.

Los corrimientos de las líneas están íntimamente relacionados con la distribución de los elementos dentro del material eyectado. En particular, la forma de *doble pico* en el doblete del oxígeno [O I] es un indicador de asimetrías en el material en expansión (Kuncarayakti et al., 2020; Fang et al., 2022). El doblete [Ca II], por su parte, está centrado en el reposo. La combinación de estos perfiles puede explicarse con una región en forma de toro rica en oxígeno rodeando un material bipolar rico en calcio, escenario sugerido por Fang et al. (2024, ver su Fig. 3). El corrimiento al azul del resto de las líneas está en sintonía con esta hipótesis, ya que estaríamos observando la región del toro más cercana, mientras que la región por detrás estaría oscurecida. El calcio presenta una distribución simétrica respecto a nuestra línea de la visual, lo que hace que su perfil se vea simétrico y centrado en el reposo. Si bien una distribución asimétrica vista desde la dirección polar produciría un perfil similar, esto no explicaría el perfil *doble pico* de [O I]. Una región externa y de simetría aproximadamente esférica debe ser la causa de la emisión de Hα ancha y centrada en el reposo, mientras que una región minoritaria sufriría el mismo efecto que el resto de los elementos. Sin embargo, estas dos regiones diferenciadas asociadas a bajas y altas velocidades respectivamente son difíciles de explicar en términos del mecanismo de explosión. Lo que podemos asegurar es que los perfiles de línea multicomponente probablemente están presentes en todas las capas del material eyectado, desde las más externas ricas en hidrógeno hasta las internas ricas en oxígeno, sodio, magnesio y calcio.

Otra hipótesis que podría explicar estos perfiles de línea es considerar la presencia de un medio circumestelar asimétrico o con grumos, que enlenteciera parte del material y diera lugar a las componentes angostas de las líneas. Varios trabajos (Bostroem et al., 2023; Jacobson-Galán et al., 2023; Martinez et al., 2024) dan cuenta de la presencia de un material circumestelar que rodea la supernova a partir de datos tempranos. La envoltura de hidrógeno se mantendría cuasi-esférica, mientras que una parte minoritaria es afectada por este ma-

**Ancho a mitad de altura; en inglés *Full Width at Half Maximum*

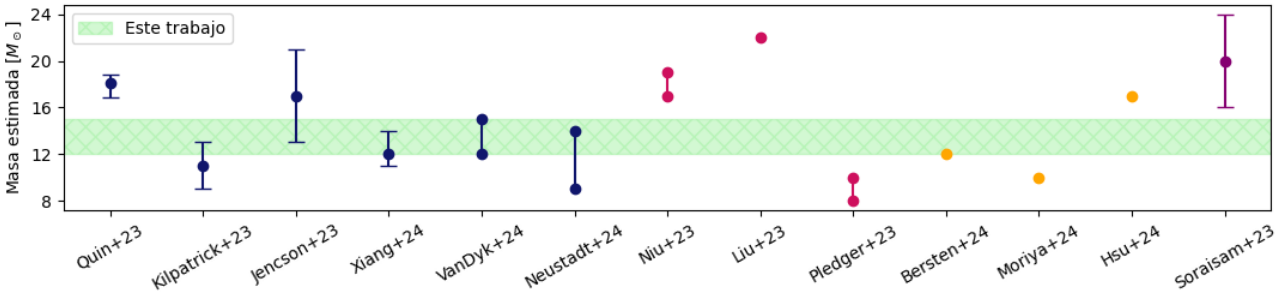


Fig. 4. Estimaciones de la masa del progenitor para la SN 2023ixf en comparación con el resultado de este trabajo. Los colores distinguen el método principal de cada trabajo en la obtención de dicha estimación. Azul: análisis de imágenes de archivo (de izquierda a derecha, Qin et al., 2023; Kilpatrick et al., 2023; Jencson et al., 2023; Xiang et al., 2024; Van Dyk et al., 2024; Neustadt et al., 2024); rosa: estudio del ambiente (Niu et al., 2023; Liu et al., 2023; Pledger & Shara, 2023); amarillo: modelado hidrodinámico de la curva de luz (Bersten et al., 2024; Moriya & Singh, 2024; Hsu et al., 2024); violeta: análisis de variabilidad en el IR en imágenes pre-explosión (Soraisam et al., 2023).

terial generando la componente corrida al azul.

3.2. Masa del progenitor

La intensidad de las líneas de emisión en los espectros nebulares está fuertemente determinada por las propiedades de la estrella progenitora, sobre todo de su masa. La comparación directa con espectros sintéticos es útil para estimar cotas en la masa ZAMS del progenitor. Jerkstrand et al. (2014) publicó una grilla de modelos de espectros nebulares en varias épocas, para progenitores de distintas masas. La SN 2023ixf es compatible con los espectros correspondientes a progenitores de 12 o 15 $M_\odot$ a 250 días (ver Fig. 1), mientras que los más masivos se alejan significativamente de las emisiones de la SN. La diferencia más importante se encuentra en la línea de Hα, donde los modelos sobre-estiman la emisión de la SN.

Además, se ha propuesto que el cociente de flujos de las emisiones prohibidas del oxígeno y el calcio son un indicador de la masa del progenitor (ver por ejemplo Fang et al. 2022). Este cociente es de 0.51 en el espectro observado, mientras que en los modelos es de 0.35, 0.60, 1.18 y 1.74 para los progenitores de 12, 15, 19 y 25 $M\odot$ respectivamente. En concordancia con la comparación directa, encontramos que la masa del progenitor se encuentra entre 12 y 15 $M_\odot$.

Por último, el flujo del doblete de [O I] está relacionado con la masa mínima de oxígeno responsable de la emisión. Empleando las Ecuaciones 2 y 3 de Jerkstrand et al. 2014, estimamos la temperatura del material en T= 3700 K a partir de la emisión de [O I] λ5577, con lo que la masa de oxígeno resulta ser de 0.5 $M_\odot$. Las determinaciones de producción de oxígeno dadas por Rauscher et al. (2002) y Sukhbold et al. (2016) establecen que esta cantidad de oxígeno es producida por un progenitor que está por debajo de 15 $M_\odot$.

La Fig. 4 representa la comparación de nuestra estimación en relación a los trabajos publicados con anterioridad. Los colores de los puntos refieren al método principal de cada trabajo para la estimación de la masa. Nuestros resultados son compatibles con un progenitor de relativamente baja masa, mientras que desfavorece los progenitores en el extremo más masivo.

References

Bersten M.C., et al., 2024, A&A, 681, L18
Black C.S., et al., 2017, ApJ, 848, 5
Bostroem K.A., et al., 2023, ApJL, 956, L5
Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
Fang Q., et al., 2022, ApJ, 928, 151
Fang Q., et al., 2024, Nature Astronomy, 8, 111
Hosseinzadeh G., et al., 2023, ApJL, 953, L16
Hsu B., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2408.07874
Jacobson-Galán W.V., et al., 2023, ApJL, 954, L42
Jencson J.E., et al., 2023, ApJL, 952, L30
Jerkstrand A., et al., 2014, MNRAS, 439, 3694
Kilpatrick C.D., et al., 2023, ApJL, 952, L23
Kuncarayakti H., et al., 2020, ApJ, 902, 139
Liu C., et al., 2023, ApJL, 958, L37
Lundquist M., O'Meara J., Walawender J., 2023, Transient Name Server AstroNote, 160, 1
Maeda K., et al., 2008, Science, 319, 1220
Martinez L., et al., 2024, A&A, 683, A154
Modjaz M., et al., 2008, ApJL, 687, L9
Moriya T.J., Singh A., 2024, PASJ, 76, 1050
Neustadt J.M.M., Kochanek C.S., Smith M.R., 2024, MNRAS, 527, 5366
Niu Z., et al., 2023, ApJL, 955, L15
Pledger J.L., Shara M.M., 2023, ApJL, 953, L14
Podsiadlowski P., et al., 2004, ApJ, 612, 1044
Qin Y.J., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2309.10022
Rauscher T., et al., 2002, ApJ, 576, 323
Riess A.G., et al., 2022, ApJL, 934, L7
Sahu D.K., et al., 2006, MNRAS, 372, 1315
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Silverman J.M., et al., 2017, MNRAS, 467, 369
Smartt S.J., 2015, PASA, 32, e016
Soraisam M.D., et al., 2023, ApJ, 957, 64
Sukhbold T., et al., 2016, ApJ, 821, 38
Taubenberger S., et al., 2009, MNRAS, 397, 677
Van Dyk S.D., et al., 2024, ApJ, 968, 27
Woosley S.E., Langer N., Weaver T.A., 1993, ApJ, 411, 823
Xiang D., et al., 2024, Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 67, 219514

Evolución del parámetro de *spin* en sistemas binarios interactuantes con un agujero negro

L. Bartolomeo Koninckx[1,2], M.A. De Vito[1,2] & O.G. Benvenuto[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 02 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / Se denominan sistemas binarios interactuantes a aquellos en los cuales existe una interacción adicional a la gravitatoria: la transferencia de materia entre sus componentes por desborde del lóbulo de Roche. Una vez iniciada la transferencia de masa, la evolución de las componentes es muy distinta en comparación con la que hubiera tenido una estrella aislada. De particular interés son los sistemas donde una estrella transfiere material a un agujero negro. A medida que el material es acretado por el objeto compacto, este aumenta su velocidad de rotación, cuantificada a través del llamado parámetro de *spin*. En ciertas ocasiones, es posible determinar el *spin* de estos objetos compactos de forma observacional. Si bien se espera que el agujero negro se forme con una rotación despreciable, resulta notable que en muchos agujeros negros acompañados de estrellas de baja masa el parámetro de *spin* alcanza valores altos, lo cual no es esperable dada la poca cantidad de masa disponible para acretar. En esta ocasión, pondremos a prueba la evolución del parámetro de *spin* utilizando modelos teóricos de evolución en sistemas binarios conformados por estrellas de masas bajas e intermedias en compañía de un agujero negro.

Abstract / "Interacting binary systems" refers to those where an additional interaction, beyond gravity, is present: the transfer of matter between the two components by Roche lobe overflow. Once the mass transfer begins, the evolution of the components is significantly different compared to an isolated star. Systems where a star transfers material to a black hole are particularly interesting. As the compact object accretes the material, its rotation speed increases quantified through the so-called spin parameter. In some instances, it is possible to observationally determine the spin of these compact objects. Although black holes are expected to form with negligible rotation, it is remarkable that in many black holes accompanied by low-mass stars, the spin parameter reaches high values, which is unexpected given the limited amount of mass available to accrete. In this work, we will test the evolution of the spin parameter using theoretical models of binary evolution systems applied to systems composed of low- and intermediate-mass stars in the presence of a black hole.

Keywords / stars: binaries: close — X-rays: binaries — stars: evolution

1. Introducción

De acuerdo con el teorema de ausencia de cabello (en inglés, *no-hair theorem*), un agujero negro (BH, por sus siglas en inglés) puede describirse completamente mediante tres propiedades macroscópicas: su masa (M), su momento angular (J) y su carga eléctrica (Q). En el contexto de los BHs de masa estelar, que se originan como resultado de la evolución estelar, la última de estas propiedades puede ser despreciada (Bambi, 2017). En ciertos casos, las dos propiedades restantes pueden determinarse de manera observacional, especialmente cuando el BH forma parte de un sistema binario de rayos X. La masa puede estimarse, por ejemplo, si la inclinación del sistema es lo suficientemente alta como para obtener una curva de velocidad radial a partir del espectro, lo que permite calcular las masas involucradas (ver, por ejemplo, Khargharia et al. 2010). Por otro lado, la determinación del momento angular del BH es considerablemente más compleja, ya que requiere información detallada sobre las regiones cercanas al mismo.

Actualmente, existen dos técnicas comúnmente empleadas para estimar el momento angular del BH a través del parámetro adimensional de *spin*, definido como $a^* = cJ/GM^2$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y G la constante universal de gravitación. Ambas técnicas se basan en ajustar modelos teóricos al espectro en rayos X del sistema. La primera, conocida como modelado del continuo (CF, por sus siglas en inglés), requiere que la componente dominante del espectro sea la contribución térmica del disco de acreción (Zhang et al., 1997a; McClintock et al., 2014). El modelado de esta componente depende del radio de la última órbita circular estable ($r_{\rm ISCO}$), el cual, a su vez, depende del parámetro a^* (Novikov & Thorne, 1973; Page & Thorne, 1974). La segunda técnica consiste en medir la línea de fluorescencia del hierro (Fe), generada por la reflexión de rayos X en el disco de acreción. Esta línea se ensancha debido al movimiento de la materia en el disco, lo que también depende del $r_{\rm ISCO}$ (Fabian et al., 1989). Para aplicar esta técnica, conocida como reflexión relativista (RR), es fundamental conocer la naturaleza de la fuente de radiación que genera los rayos X. Usualmente,

✉ *Contacto* / leandrobart96@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

se asume que esta radiación se origina en la corona del BH, describiéndola mediante una geometría de poste de luz (Reynolds & Begelman, 1997; Miniutti & Fabian, 2004; Fabian et al., 2009).

Aunque estas técnicas han permitido medir el parámetro de *spin* en decenas de BHs en sistemas binarios, solo en unos pocos casos los resultados obtenidos mediante ambas técnicas producen valores comparables que son similares entre sí. Los sistemas en los que se ha logrado esta concordancia son GRS 1915+105, Cyg X-1 y XTE J1550-564 (McClintock et al., 2006; Blum et al., 2009; Gou et al., 2009; Steiner et al., 2011; Fabian et al., 2012). Cabe destacar que en muchos casos la estimación de este parámetro realizada con la misma técnica puede llevar a resultados muy diferentes. Un ejemplo de ello es el caso de GRO J1655-40 (Zhang et al., 1997b; Gierliński et al., 2001; Davis & Hubeny, 2006; Shafee et al., 2006). Esto depende de sutilezas de las técnicas utilizadas e hipótesis consideradas en cada caso en específico (Russell et al., 2013).

Resulta de suma importancia el hecho de que una gran parte de BHs con parámetro de *spin* medido y que pertenecen a sistemas binarios de baja masa poseen una velocidad de rotación muy elevada ($a^* \sim 1$). Es por esto que resulta fundamental comprender el origen del momento angular de rotación en los BHs. En sistemas binarios compuestos por un BH y una estrella de baja masa, se postula que la acreción de materia incrementa el momento angular del BH lo suficiente como para explicar los parámetros de *spin* observados. En este contexto, Fragos & McClintock (2015) desarrollaron una grilla de modelos evolutivos para estudiar la evolución del parámetro de *spin* en sistemas binarios. Sus resultados sugieren que, suponiendo un BH sin rotación inicial, es posible identificar rangos de parámetros iniciales que explican el *spin* observado. No obstante, sus modelos suponen una transferencia de masa completamente conservativa y no consideran limitaciones en la acreción debido a la tasa crítica de Eddington. Si bien estas suposiciones son corregidas en etapas posteriores, los autores reconocen que estas correcciones no son completamente consistentes con la evolución orbital, lo que genera un escenario idealizado que favorece los resultados obtenidos.

En estudios previos, hemos investigado dos sistemas binarios en los que el acretor es un BH: V404 Cyg y XTE J1550-564 (Bartolomeo Koninckx et al., 2023, ref.). Para ambos sistemas, identificamos posibles progenitores, analizamos su evolución y evaluamos la transferencia de masa empleando modelos que no imponen las limitaciones adoptadas por Fragos & McClintock (2015). Suponiendo un BH inicialmente no rotante, concluimos que no es posible alcanzar los valores observados del parámetro de *spin* en estos sistemas. En el presente trabajo, extendemos estos análisis para estudiar la evolución del *spin* en BHs de sistemas binarios con donantes de masa baja e intermedia, generalizando los resultados previos a todos los posibles progenitores de este tipo de sistemas. Para ello, empleamos modelos que consideran tanto la posibilidad de una transferencia de masa no conservativa como la limitación de acreción impuesta por la tasa crítica de Eddington.

2. Código de evolución binaria y modelos

En esta sección se describe brevemente el código de evolución de sistemas binarios utilizado y la grilla de modelos implementada en este trabajo.

Se empleó una versión actualizada de nuestro propio código de evolución de sistemas binarios (Benvenuto & De Vito, 2003; De Vito & Benvenuto, 2012; Benvenuto et al., 2014), adaptada específicamente para el caso en el que el objeto compacto acretor es un BH. Dado que el BH carece de superficie, las consideraciones relacionadas con la acreción difieren de aquellas aplicables a estrellas de neutrones. En particular, la tasa de acreción crítica de Eddington depende de la masa del BH. Un análisis detallado de las modificaciones realizadas al código puede encontrarse en Bartolomeo Koninckx et al. (2023).

Para este trabajo, se llevaron a cabo un total de 584 simulaciones que exploran un amplio rango de parámetros iniciales. Las masas iniciales de la estrella donante ($M_{\rm d}^{(0)}$) varían entre 0.5 y 7 $M_\odot$, con incrementos de 0.5 $M_\odot$. Las masas iniciales del BH ($M_{\rm BH}^{(0)}$) consideradas son de 5, 10 y 15 $M_\odot$. El período orbital inicial ($P_{\rm orb}^{(0)}$) se explora en el rango de 0.25 a 10 días. El instante inicial en nuestras simulaciones (t = 0) es el momento en el que la estrella se posiciona sobre la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés), asumiendo que el BH ya está completamente formado en ese momento. La evolución se detiene si la edad del sistema supera los 14×10^9 años, si la estrella comienza a perder masa antes de alcanzar el inicio de la secuencia principal o cuando se convierte en progenitor de supernova de colapso gravitatorio (en algunos casos con donantes de masa inicial mayor a 4 $M_\odot$).

Adicionalmente, se estudiaron distintos escenarios para la transferencia de masa, variando la fracción de masa, β, perdida por la donante que es efectivamente acretada por el BH. Se consideraron dos casos principales: uno casi conservativo ($\beta = 0.9$) y otro con un valor estándar en evolución de sistemas binarios ($\beta = 0.5$).

En cuanto a las abundancias químicas, el código fue calibrado para reproducir las características del Sol, empleando valores iniciales de $X = 0.721$, $Y = 0.261$ y $Z = 0.014$, junto con un parámetro de longitud de mezcla $\alpha_{\rm MLT} = 1.51$ proveniente de la teoría de la longitud de mezcla.

3. Resultados y discusión

Con la grilla de modelos generada, procedimos a analizar sus resultados. En particular, se estudió la evolución del parámetro de *spin* del BH. Los modelos detallan la masa del BH momento a momento en la evolución, permitiendo calcular el parámetro deseado. Partiendo de la hipótesis de que el BH inicialmente no rota, el parámetro de *spin* varía de acuerdo con la expresión (Podsiadlowski et al., 2003):

$$a^*(t) = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{M_{\rm BH}^{(0)}}{M_2(t)} \left\{ 4 - \left[18 \left(\frac{M_{\rm BH}^{(0)}}{M_2(t)} \right)^2 - 2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (1)$$

donde $M_{\rm BH}^{(0)}$ y $M_2(t)$ son la masa del BH inicial y en el tiempo t, respectivamente. Esta fórmula es válida siempre que $M_2 < \sqrt{6}M_{\rm BH}^{(0)}$, condición que se cumple en todos los modelos de la grilla (Bardeen, 1970; King & Kolb, 1999). Como se observa en la Fig. 2 de Fragos & McClintock (2015), cuanto mayor sea la masa inicial del BH, más masa debe ser acretada para alcanzar $a^* = 1$.

En la Fig. 1 se muestran los modelos correspondientes al caso más favorable para la evolución del parámetro de *spin*: el BH con la masa inicial más baja considerada ($M_{\rm BH}^{(0)} = 5$ M$_\odot$) y el menor período orbital donde la transferencia de masa comienza después de que la donante pasa por el inicio de la secuencia principal ($P_{\rm orb}^{(0)} = 0.75$ d). Estas condiciones son las más favorables para acelerar el BH, al ser el sistema más compacto al inicio de la evolución. En la figura también se comparan los resultados de los modelos con observaciones de sistemas binarios cuyos parámetros están listados en la Tabla 1. Incluso en este escenario favorable, utilizando el valor estándar para la fracción de masa acretada ($\beta = 0.5$), no se logra reproducir la mayoría de las estimaciones observacionales del parámetro de *spin* para sistemas binarios interactuantes con donantes de baja masa. Por otro lado, en el caso de $\beta = 0.9$, las estimaciones observacionales pueden alcanzarse únicamente si la estrella donante tiene una masa inicial mayor a 4 M$_\odot$.

Una cuestión relevante es determinar si los sistemas que alcanzan valores elevados de a^* en las condiciones más favorables siguen siendo representativos de la población observada de sistemas binarios con un BH de baja masa confirmado dinámicamente. La Fig. 2 muestra una comparación entre los modelos de la grilla con masas iniciales de la estrella donante de 1, 2 y 4 M$_\odot$ y la población conocida de sistemas binarios con un BH que poseen un tipo espectral y clase de luminosidad definidos⋆, destacando aquellos sistemas con a^* medido. Al comparar los resultados presentados en los diferentes paneles, se observa que los modelos con $M_{\rm d}^{(0)} = 4$ M$_\odot$ (o mayores) no alcanzan valores de temperatura efectiva ni luminosidad característicos de la mayoría de las estrellas donantes en estos sistemas, mientras que los modelos con $M_{\rm d}^{(0)} = 1$ M$_\odot$ o 2 M$_\odot$ pueden explicar la mayoría de las observaciones en etapas donde la donante se encuentra perdiendo masa.

Fuera del caso más favorable, los valores de a^* alcanzados suelen ser significativamente menores. Por ejemplo, si se considera un BH con $M_{\rm BH}^{(0)} = 5$ M$_\odot$ y $P_{\rm orb}^{(0)} > 2.5$ d o si se aumenta $M_{\rm BH}^{(0)}$ manteniendo el período orbital, los valores de a^* no superan 0.7 para $\beta = 0.9$ y 0.5 para $\beta = 0.5$. Estos resultados indican que ningún modelo de nuestra grilla logra alcanzar los valores observados del parámetro de *spin* y al mismo tiempo ser representativo de la población conocida de sistemas binarios con BHs acretantes.

⋆Disponible en `https://binary-revolution.github.io/LMXBwebcat/catalog.html`

Tabla 1. Sistemas binarios con emisión de rayos X con un BH confirmado dinámicamente con al menos una medición del parámetro de *spin* adimensional y masas de las componentes conocidas. Extraídos de Reynolds (2021).

Sistema	$M_{\rm BH}$ [M$_\odot$]	$M_{\rm d}$ [M$_\odot$]	a^* (CF)	a^* (RR)
A0620-00	6.61 ± 0.25	0.41 ± 0.04	$0.12^{+0.19}_{-0.12}$	–
GS 1354-645	7.6 ± 0.7	≤ 1.2	–	> 0.98
4U 1543-472	9.4 ± 0.1	2.7 ± 0.1	0.8 ± 0.1	$0.67^{+0.15}_{-0.22}$
XTE J1550-564	9.1 ± 0.61	0.3 ± 0.07	0.34 ± 0.24	$0.55^{+0.35}_{-0.22}$
GRO J1655-40	6.30 ± 0.27	2.42 ± 0.38	0.7 ± 0.1	0.98 ± 0.01
GX 339-4	7.5 ± 3.5	0.95 ± 0.45	–	> 0.95
GRS 1716-249	$6.4^{+3.2}_{-2.0}$	≤ 0.69	> 0.92	> 0.92
GRS 1915+105	12.4 ± 2.0	0.58 ± 0.33	> 0.95	$0.88^{+0.06}_{-0.13}$
V404 Cyg	$9.0^{+0.2}_{-0.6}$	0.54 ± 0.05	–	> 0.92

4. Conclusiones

En trabajos previos, hemos estudiado la evolución del parámetro de *spin* en dos sistemas binarios interactuantes con un BH: V404 Cyg y XTE J1550-564. En ambos casos, se lograron identificar posibles progenitores para estos sistemas y analizar sus episodios de transferencia de masa. Sin embargo, bajo la hipótesis de que el BH nace sin rotación ($a^* = 0$) y que su *spin* evoluciona exclusivamente a través de la acreción de materia, no fue posible reproducir los valores observados del parámetro de *spin* actual.

El objetivo de este trabajo fue realizar un estudio generalizado de la evolución del parámetro de *spin* considerando transferencia de masa no conservativa y tasas de acreción limitadas por el valor crítico. Los resultados muestran que, en el escenario más favorable, los sistemas con estrellas donantes de mayor masa inicial pueden alcanzar valores de *spin* consistentes con muchas de las mediciones observacionales en BHs de sistemas binarios de baja masa. Sin embargo, al analizar la evolución de estos modelos y compararlos con la población conocida de sistemas binarios con BHs, encontramos que aquellos con donantes más masivas no logran reproducir los valores típicos de luminosidad y temperatura efectiva observados.

Estos resultados sugieren que alguna de las hipótesis adoptadas en este trabajo podría no ser válida. Una posibilidad es que los BHs posean un *spin* inicial distinto de cero, lo que abriría interrogantes sobre los procesos involucrados en su formación. Otra alternativa es que el *spin* de los BHs evolucione mediante mecanismos adicionales a la acreción de materia desde la estrella donante.

Las implicancias del posible fallo de estas hipótesis plantean un escenario que será objeto de estudio en trabajos futuros, con el objetivo de profundizar en la comprensión de los procesos físicos que determinan la evolución del *spin* en sistemas binarios con BHs.

Agradecimientos: Agradecemos al Dr. Leonardo J. Pellizza por sus comentarios constructivos que ayudaron a mejorar este trabajo.

Referencias

Bambi C., 2017, *Black Holes: A Laboratory for Testing*

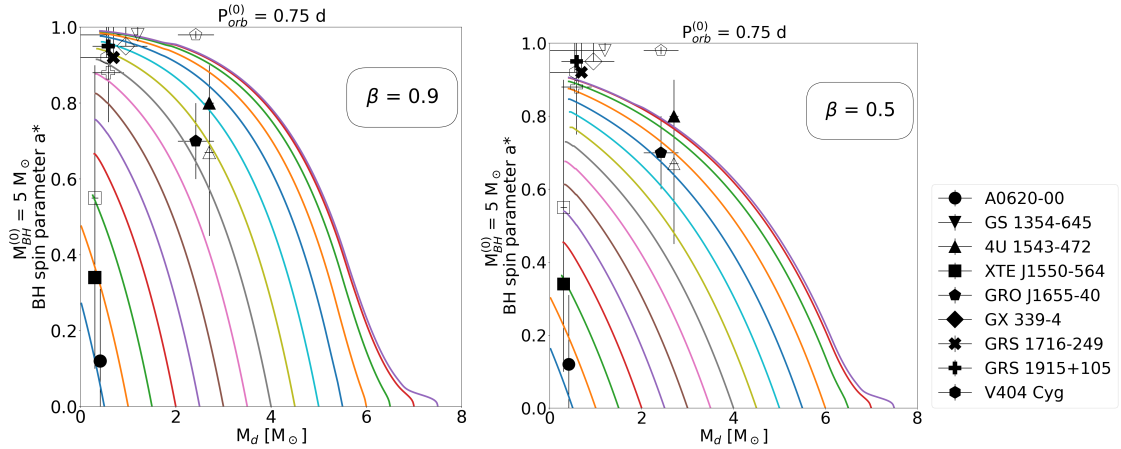


Fig. 1. Evolución del parámetro de *spin* a^* en función de la masa de la estrella donante M_d para los modelos en los que la masa inicial del BH es de 5 $M_\odot$ y el período orbital inicial es 0.75 d. *Panel izquierdo:* caso donde $\beta = 0.9$. *Panel derecho:* caso donde $\beta = 0.5$. Se agregan a modo de comparación los sistemas binarios con BHs que tienen el parámetro de *spin* medido con alguna o ambas técnicas (con símbolo lleno para RR y vacío para CF).

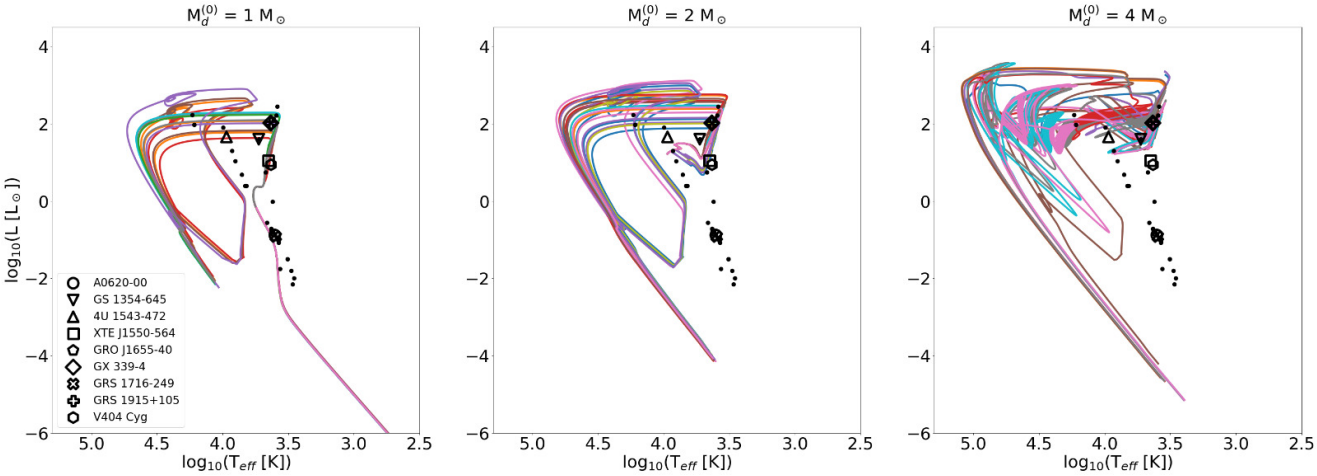


Fig. 2. Comparación en un diagrama de Hertzsprung-Russell de la evolución de los modelos obtenidos con masas iniciales de la estrella donante de 1 $M_\odot$ (*izquierda*), 2 $M_\odot$ (*centro*) y 4 $M_\odot$ (*derecha*) con la población conocida de sistemas binarios interactuantes con un BH que poseen tipo espectral y clase de luminosidad conocido.

Strong Gravity, Springer Singapore
Bardeen J.M., 1970, Nature, 226, 64
Bartolomeo Koninckx L., De Vito M.A., Benvenuto O.G., 2023, A&A, 674, A97
Bartolomeo Koninckx L., De Vito M.A., Benvenuto O.G., ref., MNRAS
Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
Blum J.L., et al., 2009, ApJ, 706, 60
Davis S.W., Hubeny I., 2006, ApJS, 164, 530
De Vito M.A., Benvenuto O.G., 2012, MNRAS, 421, 2206
Fabian A.C., et al., 1989, MNRAS, 238, 729
Fabian A.C., et al., 2009, Nature, 459, 540
Fabian A.C., et al., 2012, MNRAS, 424, 217
Fragos T., McClintock J.E., 2015, ApJ, 800, 17
Gierliński M., Maciołek-Niedźwiecki A., Ebisawa K., 2001, MNRAS, 325, 1253
Gou L., et al., 2009, ApJ, 701, 1076
Khargharia J., Froning C.S., Robinson E.L., 2010, ApJ, 716, 1105
King A.R., Kolb U., 1999, MNRAS, 305, 654
McClintock J.E., Narayan R., Steiner J.F., 2014, SSRv, 183, 295
McClintock J.E., et al., 2006, ApJ, 652, 518
Miniutti G., Fabian A.C., 2004, MNRAS, 349, 1435
Novikov I.D., Thorne K.S., 1973, C. Dewitt, B.S. Dewitt (Eds.), *Black Holes (Les Astres Occlus)*, 343–450
Page D.N., Thorne K.S., 1974, ApJ, 191, 499
Podsiadlowski P., Rappaport S., Han Z., 2003, MNRAS, 341, 385 (PRH03)
Reynolds C.S., 2021, ARA&A, 59, 117
Reynolds C.S., Begelman M.C., 1997, ApJ, 488, 109
Russell D.M., Gallo E., Fender R.P., 2013, MNRAS, 431, 405
Shafee R., et al., 2006, ApJL, 636, L113
Steiner J.F., et al., 2011, MNRAS, 416, 941
Zhang S.N., Cui W., Chen W., 1997a, ApJL, 482, L155
Zhang S.N., Cui W., Chen W., 1997b, ApJL, 482, L155

Mass determinations of open clusters with Gaia data

G.I. Perren[1,3], M.S. Pera[1,3], H.D. Navone[1,3], E.E. Giorgi[2,4] & R.A. Vázquez[2,4]

[1] *Instituto de Física de Rosario, CONICET–UNR, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*
[4] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los cúmulos abiertos, definidos como grupos de estrellas débilmente ligadas gravitacionalmente, son fundamentales para comprender una amplia variedad de temas astrofísicos, como la evolución estelar o la estructura Galáctica y su enriquecimiento químico. La masa total de estos cúmulos no solo es crucial para evaluar su dinámica y tiempo de vida, sino que también proporciona información sobre la función de masa inicial y la distribución de masa en la Galaxia. Estimaciones precisas de masas estelares suelen ser desafiantes debido a las incertidumbres asociadas con la determinación de membresía, especialmente para los miembros de baja masa. Con los datos astrométricos y fotométricos precisos de Gaia, se ha logrado una refinada estimación de la membresía de los cúmulos. Esto permite estimaciones más completas de sus masas, lo que incluye no solo el valor de masa actual, sino también su masa inicial y la fracción de masa perdida debido a efectos evolutivos y dinámicos. Esto, a su vez, permitirá análisis más detallados de las propiedades de los cúmulos abiertos, incluidas las funciones de masa inicial y actual.

Abstract / Open clusters, defined as groups of loosely bound stars, are key to understanding a large set of astrophysical topics such as stellar evolution or the Galactic structure and its chemical enrichment. Their total mass is not only crucial for assessing their dynamics and lifetimes, it also provides insights into the initial mass function and Galactic mass distribution. Accurate per-star mass estimations are often challenging due to uncertainties associated to membership estimation, particularly for low-mass members. With Gaia's precise astrometric and photometric data, refined cluster membership has become possible. This enables more comprehensive estimations of their masses, which includes not only the actual mass value but also their initial mass and mass fraction lost due to evolutionary and dynamical effects. This will, in turn, allow for more detailed analysis of open cluster properties, including initial and present-day mass functions.

Keywords / Methods: statistical — Galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — Catalogs

1. Introduction

Open clusters are often defined as a group of tens to thousands of loosely gravitationally bound stars. They serve as fundamental benchmarks for understanding stellar evolution and dynamics, in addition to being vital to disentangle the Galactic structure and its chemical enrichment history (Friel, 1995). Their total mass is a fundamental property that governs their dynamical evolution and is one of the most important factors when it comes to determining their lifetimes as bound groups of stars. The study of their masses is key to understanding how we define clusters versus unbounded groups, as done recently in Hunt & Reffert (2024). The total mass of clusters and the individual masses of their constituent stars can also provide crucial insight into the initial mass function of star-forming regions, as well as the mass distribution within the Milky Way.

Accurate estimations of open cluster masses have long been a challenging task due mostly to significant uncertainties in the determination of their member stars, down to the low mass region. The unprecedented precision of the Gaia mission's astrometric data (Gaia Collaboration et al., 2016, 2023; Babusiaux et al., 2023), including parallax and proper motion measurements, has enabled accurate determinations of cluster membership for stars down to a magnitude of $G \approx 19$ mag. This allowed for refined estimations of cluster masses, as presented in a handful of recent articles (Almeida et al., 2023; Cordoni et al., 2023; Just et al., 2023; Hunt & Reffert, 2024).

Integrating Gaia data with statistical methods and stellar population synthesis models provided by the `ASteCA`[⋆] package (Perren et al., 2015), we derive mass estimations for more than 5000 open clusters in the vicinity of the Solar system. This includes not just the actual mass, but the initial mass, as well as the mass lost via evolutionary and dynamical effects. The present-day mass function slopes are also estimated.

[⋆] `https://asteca.github.io/`

✉ *Contact* / gabrielperren@gmail.com

2. Data

We processed a total of 5314 open clusters catalogued in the literature. The values for the [$log(age)$, Av, $dist$] parameters are taken from the Hunt & Reffert (2023) article, where the metallicity is fixed to solar values. Objects classified as moving groups were excluded from the analysis. The member stars for each processed open cluster are taken from the Unified Cluster Catalog[**], presented in Perren et al. (2023). This catalogue contains Gaia DR3 data for stars up to a photometric maximum value of $G = 20$ mag.

The entire process of mass estimation is applied through our own `ASteCA` package, as described in Sect. 3.

3. Methods

The total initial mass of a cluster can be written as:

$$M_i = M_a + M_{ev} + M_{dyn}, \tag{1}$$

where M_i is the initial mass, M_a is the actual mass (or present-day mass), M_{ev} is the mass lost via stellar evolution, and M_{dyn} is the mass lost through dynamical effects (dissolution). The actual mass can be further split as:

$$M_a = M_{obs} + M_{phot}, \tag{2}$$

where M_{obs} is the observed mass and M_{phot} is the mass unobserved due to photometric effects; i.e: the low mass stars beyond the maximum magnitude cut. The observed mass M_{obs} is obtained by summing the individual masses of the member stars observed in the cluster. The mass of each star is estimated using the mass-luminosity relation from the PARSEC isochrones (Bressan et al., 2012), employing the [$log(age)$, A_v, $dist$] values mentioned in Sect. 2 (with the metallicity fixed to solar value).

The photometric mass M_{phot} is then inferred by estimating the mass that exists below the minimum mass value, where this value is associated with the maximum observed magnitude in the cluster. This requires sampling an initial mass function (IMF; we use Chabrier et al., 2014) with a large mass, and obtaining the ratio $M_{ratio} = M^*_{phot}/M^*_{obs}$. Here, M^*_{obs} and M^*_{phot} are the mass values that exists above and below the minimum mass value in the sampled data, respectively. The M_{ratio} value is then applied to the observed data to estimate the observed unobserved photometric mass as $M_{phot} = M_{ratio} \times M_{obs}$. The hypothesis at play here is that the ratio of masses for the sampled data can be also applied to the observed data.

With these two values we thus have the actual mass value M_a via Eq. 2.

Following Lamers et al. (2005b) the initial mass M_i can be estimated through the formula:

$$M_i \simeq \left\{ M_a^\gamma + \frac{\gamma t}{t_0} \right\}^{1/\gamma} \mu_{\rm ev}(Z,t)^{-1}, \tag{3}$$

where M_a is the actual mass, t is the cluster's age, $\mu_{\rm ev}(Z,t)$ is the fraction of the initial mass of the cluster that would have remained at age t if stellar evolution would have been the only mass loss mechanism, γ is a constant (set to 0.62), and t_0 depends on the tidal field of the galaxy in which the cluster moves and on the ellipticity of its orbit. The $\mu_{\rm ev}(Z,t)$ parameter can be estimated using a 3rd degree polynomial that depends on the metallicity Z and the age t, as shown in Lamers et al. (2010). The t_0 parameter depends on the ambient density $\rho_{\rm amb}$ at the location of the cluster in the Galaxy as:

$$t_0 = C_{\rm env}(1-\epsilon)10^{-4\gamma}\rho_{\rm amb}^{-1/2}, \tag{4}$$

where $C_{\rm env}$ is a constant set to 810 Myr (Lamers et al., 2005a), and ϵ is the eccentricity of the orbit (usually set to 0.08). The ambient density can be estimated using the adopted gravitational potential field. Following Angelo et al. (2023), we estimate its value as:

$$\rho_{\rm amb} = \frac{1}{4\pi G}\nabla^2 \left[\phi_B(r) + \phi_D(\rho, z) + \phi_H(r)\right], \tag{5}$$

where r is the cluster's Galactocentric radius, and ρ, z are the polar galactic coordinates (Galactocentric radius on the plane and height above the plane, respectively). In this equation Φ_B, Φ_D, Φ_H are the bulge, disc and halo potentials, respectively (see Eqs 8, 9 and 10 of Angelo et al.). Plugging these values into Eq. 3 we can obtain an estimate of M_i. With this value we can then obtain M_{ev} through the $\mu_{\rm ev}(Z,t)$ parameter as:

$$M_{\rm ev} = M_i \times \left[1 - \mu_{\rm ev}(Z,t)\right]. \tag{6}$$

Finally, the last remaining mass is the dynamical mass which we estimate simply using Eq. 1 as:

$$M_{dyn} = M_i - M_a - M_{ev}. \tag{7}$$

The uncertainties for all the mass values are obtained through a bootstrap process; i.e.: repeating the analysis many times varying the initial conditions according to the observed errors.

4. Results

In Fig 1, top left, we show the resulting masses in the vicinity of the solar system to improve visibility. The spiral arms are Perseus (green), Carina Sagittarius (red), Crux Scutum (purple), and Norma (orange) from the Vallée (2008) article as generated by the `gammapy` package[***]; sizes are proportional to the M_i values and colors represent the logarithmic age. The Sun is shown as a yellow dot at $(X, Y) = (-8, 0)$ Kpc.

The top right plot shows the age vs actual mass relation in logarithmic values, colored by the M_{ev}/M_i relation which estimates the fraction of mass lost due to evolutionary effects. As expected, younger clusters show smaller values for this relation. No apparent trend is visible here between the age and the present mass.

The bottom left plot shows the age vs initial mass relation in logarithmic values, where a lack of young massive clusters can be clearly seen in the top left corner. The colors are related to the M_a/M_i relation which

[**] `https://ucc.ar`

[***] `https://gammapy.org/`

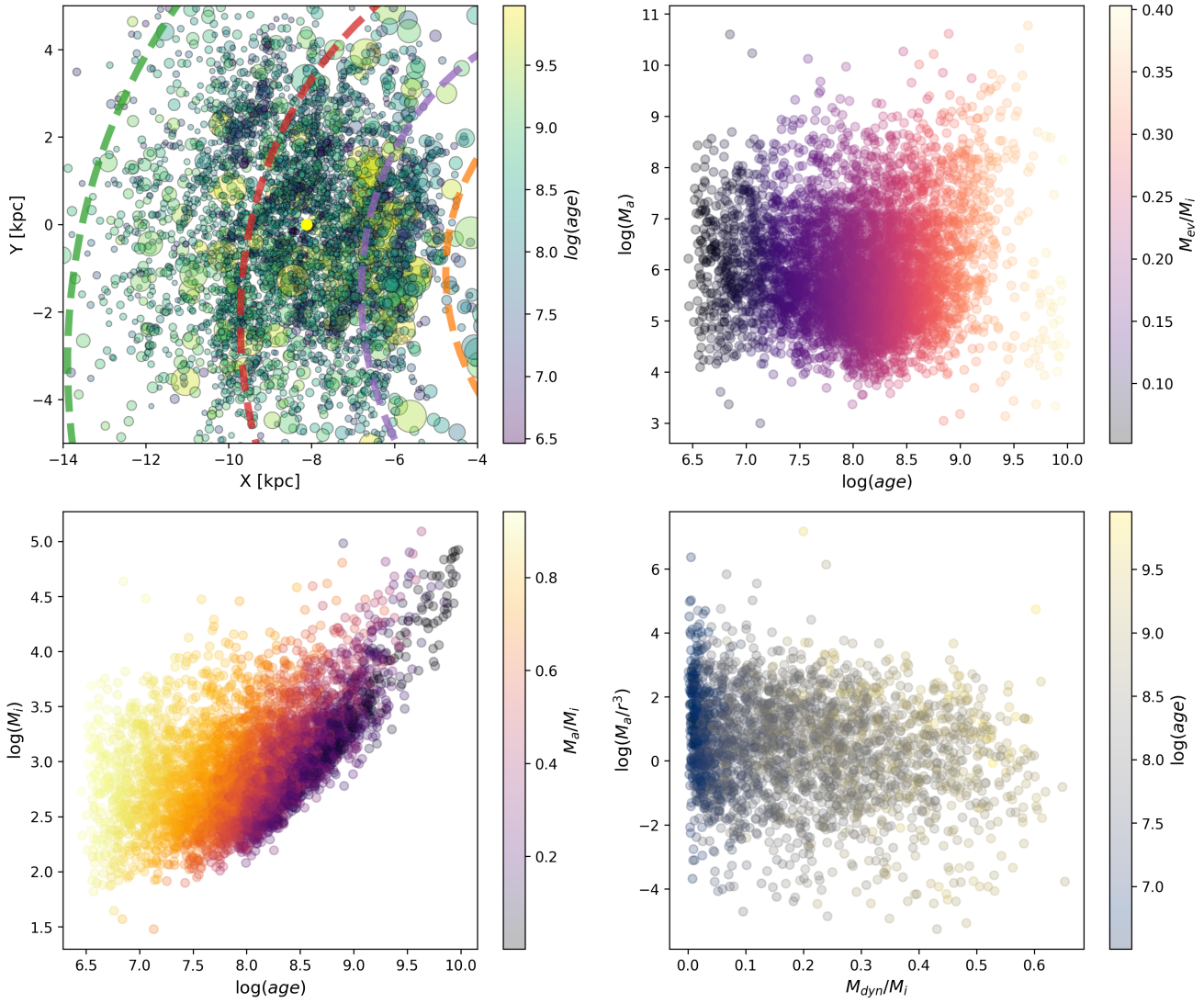


Fig. 1. *Top left*: cluster distribution in the vicinity of the solar system. *Top right*: age versus actual mass relation. *Bottom left*: age versus initial mass relation. *Bottom right*: fraction of mass lost due to dynamical effects vs present-day (actual) mass density versus.

indicates the total fraction of mass lost, expectedly related to the age.

Finally, the bottom right plot presents the fraction of mass lost due to dynamical effects versus the present-day (actual) mass density (r is the estimated cluster radius in pc). A slight trend can be seen where denser objects lose less mass due to dynamical effects. This is explained because these denser objects are usually much younger.

The present-day mass function (PDMF) slope α is obtained using the maximum likelihood method presented in Khalaj & Baumgardt (2013) for the set of open clusters under analysis. The slope is a non-trivial parameter to estimate given its strong dependence on the photometric completeness of the observed cluster. To mitigate this effect in the final results, we discarded as few stars as possible from the low mass regime, taking care to never remove stars below $G = 18$ mag. Since Gaia data is supposed to be complete up to almost $G = 20$ mag, this should be a reasonable compromise.

Figure 2 shows the distribution of PDMF slope values versus the logarithmic age. The size of the points in this figure is associated to the M_a value, and their color follows the M_{ev}/M_i relation (colorbar to the right). The slope appears to flare out for clusters as they get older, which can be related to two effects. On one hand the loss of member stars of large mass as clusters evolve results in an increased slope, which would explain the flare to larger values. On the other hand, the dynamical evaporation of low mass stars with age would deplete the cluster of members in the low-mass regime, thus lowering the slope. Our median value of alpha is somewhat larger than the usual ≈2.35, even if we restrict the log(age) to younger clusters. For $\log(age) < 8$ for example, we obtain a median value of ≈2.77.

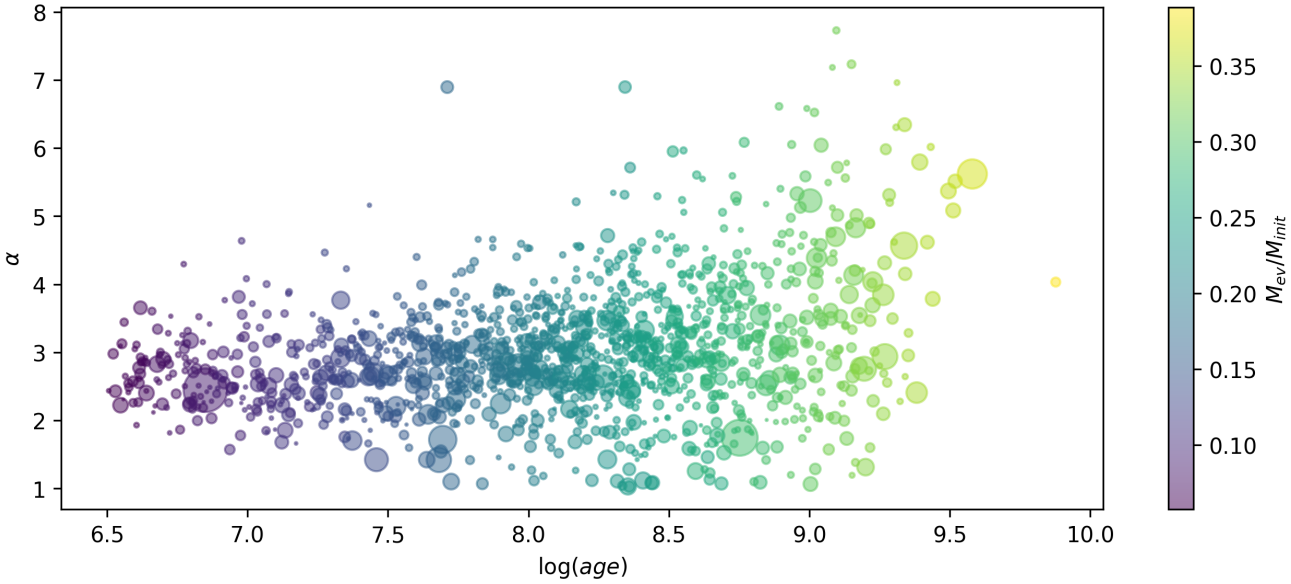


Fig. 2. Logarithmic age vs present-day mass function slope α. Size is relative to the actual mass M_a and color to the fraction of mass lost due to evolutionary effects.

5. Conclusions

This study presents a comprehensive analysis of the masses of over 5000 open clusters in the Solar system's vicinity, using precise data from the Gaia mission. The research estimates not only the present-day mass of these clusters but also their initial mass and the mass fraction lost due to evolutionary and dynamical effects. The results provide insights into the dynamics and life cycle of open clusters.

Relationships between cluster age and mass fractions lost were examined. Younger clusters expectedly show less mass lost due to evolution and a marked lack of very massive objects. Denser objects appear to lose less mass due to dynamical effects. The PDMF slope of each cluster was also calculated, using a maximum likelihood method. The slope increases with cluster age, possibly due to the loss of massive stars and dynamical evaporation of low-mass stars. The median slope value is larger than the expected value of 2.35, even for younger clusters.

Acknowledgements: This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (`https://www.cosmos.esa.int/gaia`), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, `https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium`). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement. This research has made use of the Unified Cluster Catalogue (`https://ucc.ar`; Perren et al., 2023).

References

Almeida A., Monteiro H., Dias W.S., 2023, MNRAS, 525, 2315
Angelo M.S., et al., 2023, MNRAS, 522, 956
Babusiaux C., et al., 2023, A&A, 674, A32
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Chabrier G., Hennebelle P., Charlot S., 2014, ApJ, 796, 75
Cordoni G., et al., 2023, A&A, 672, A29
Friel E.D., 1995, ARA&A, 33, 381
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Hunt E.L., Reffert S., 2023, A&A, 673, A114
Hunt E.L., Reffert S., 2024, A&A, 686, A42
Just A., et al., 2023, A&A, 672, A187
Khalaj P., Baumgardt H., 2013, MNRAS, 434, 3236
Lamers H.J.G.L.M., Baumgardt H., Gieles M., 2010, MNRAS, 409, 305
Lamers H.J.G.L.M., Gieles M., Portegies Zwart S.F., 2005a, A&A, 429, 173
Lamers H.J.G.L.M., et al., 2005b, A&A, 441, 117
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Perren G.I., et al., 2023, MNRAS, 526, 4107
Vallée J.P., 2008, AJ, 135, 1301

Análisis astrofísico de un nuevo cúmulo estelar moderadamente viejo ubicado en la región de la nebulosa Trifid

L.M. Morón[1], A.E. Piatti[1,2], F. Mulé[1], A. Teragni[1] & F. Bazzoni[1]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNCuyo, Argentina*
[2] *Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas, CONICET-UNCuyo, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Recientemente, autores detectaron en dirección a la nebulosa Trifid la existencia de un nuevo candidato a cúmulo estelar muy joven (XDOCC-08, edad = 33 Ma, donde Ma significa millones de años) empleando movimientos propios, paralajes y fotometría de la base de datos *Gaia* DR2. En este trabajo reportamos resultados del análisis de esta región de la Vía Láctea, a partir de datos fotométricos BVI obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito. Los diagramas color-magnitud obtenidos para un área de $\sim 0.4^\circ$ centrada alrededor de XDOCC-08 revelan la presencia de una secuencia principal joven, correspondiente al cúmulo abierto NGC 6531; un grupo populoso de estrellas más débiles, correspondientes a la población compuesta de estrellas de campo en esa dirección de la visual; y una secuencia principal evolucionada ubicada entre ambas características, que corresponde a un cúmulo abierto moderadamente viejo ($\sim$ 400 Ma), ubicado detrás de la nebulosa Trifid, a unos 1.4 kpc del Sol, que denominamos Moron0.

Abstract / Recently, authors detected in the direction of the Trifid Nebula the existence of a new candidate for a very young star cluster (XDOCC-08, age = 33 Ma, where Ma means millions of years) using proper motions, parallaxes and photometry from the *Gaia* DR2 database. In this work we report results of the analysis of this region of the Milky Way, from BVI photometric data obtained at the Complejo Astronómico El Leoncito. The color-magnitude diagrams obtained for an area of $\sim 0.4^\circ$ centered around XDOCC-08 reveal the presence of a young main sequence, corresponding to the open cluster NGC 6531; a populous group of fainter stars, corresponding to the population composed of field stars in that direction of the visual; and an evolved main sequence located between both features, which corresponds to a moderately old open cluster ($\sim$ 400 Ma), located behind the Trifid Nebula, about 1.4 kpc from the Sun, which we name Moron0.

Keywords / Techniques: photometric — Methods: observational — Galaxy: open clusters and associations: individual (Trifid nebula, NGC 6531)

1. Introducción

La disponibilidad de relevamientos públicos de todo el cielo ha fomentado recientemente la búsqueda de nuevos candidatos a cúmulos estelares en la Vía Láctea. Al mismo tiempo, se han desarrollado diferentes métodos de aprendizaje automático no supervisado que han permitido detectar un gran número de nuevos candidatos a cúmulos estelares (Daszykowski & Walczak, 2009; Bovy et al., 2011). En particular, Jaehnig et al. (2021) aplicaron modelos de deconvolución gaussiana a la base de datos *Gaia* DR2 para identificar por primera vez 11 candidatos a cúmulos estelares proyectados en dirección a cúmulos estelares muy bien conocidos. Estos nuevos candidatos están constituidos por estrellas con movimientos propios similares, que aparentemente siguen las secuencias de cúmulos estelares en el diagrama color-magnitud. Sin embargo, grupos de estrellas que comparten movimientos propios se han detectado en el cielo sin ser verdaderamente parte del mismo cúmulo, por lo que el reconocimiento de nuevos candidatos a cúmulos estelares basados únicamente en los movimientos propios de las estrellas podría conducir a resultados erróneos (ver, por ej., Piatti et al., 2023).

De entre los 11 candidatos a cúmulos estelares reportados por Jaehnig et al. (2021), XDOCC-08 tiene una edad estimada de 33 Ma, pero su diagrama color-magnitud presenta algunos rasgos típicos de cúmulos estelares más evolucionados. Precisamente, el objetivo de este trabajo consiste en confirmar los parámetros astrofísicos de XDOCC-08, y en caso de resultar un cúmulo estelar genuino, estimar sus propiedades astrofísicas fundamentales. En la Sección 2 presentamos las observaciones realizadas y el procesamiento de datos correspondiente, mientras que en la Sección 3 analizamos los parámetros astrofísicos de XDOCC-08 y discutimos nuestros resultados a la luz de los obtenidos por Jaehnig et al. (2021).

2. Observaciones

Llevamos a cabo observaciones de imágenes CCD directas con los filtros del sistema fotométrico BVI uti-

✉ *Contacto* / micamoron962@gmail.com

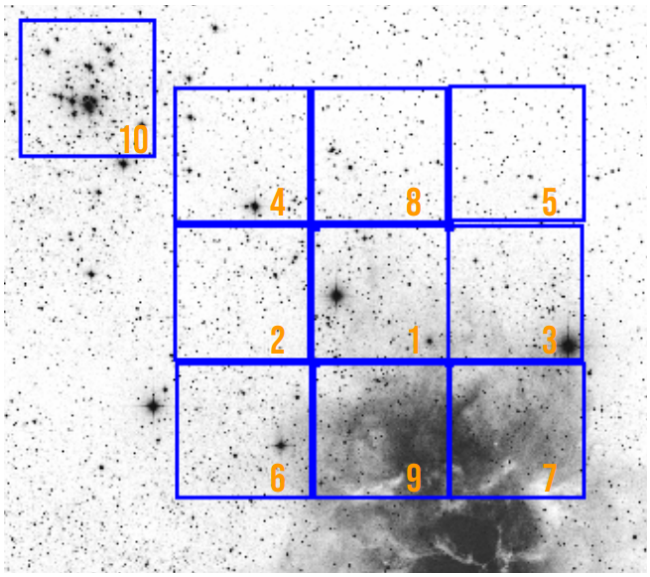


Fig. 1. Campos observados en la región de XDOCC-08 representados por cuadrados azules. Los números indican la identificación de cada uno (ver Tabla 1).

Tabla 1. Ascensión recta (R.A.) y declinación (Dec.) centrales de los campos observados.

Campo	R.A. (hh:mm:ss)	DEC (°:′:″)
1	18:02:48	-22:43:06
2	18:03:28	-22:42:54
3	18:02:08	-22:43:17
4	18:03:28	-22:33:38
5	18:02:07	-22:33:57
6	18:03:29	-22:52:10
7	18:02:09	-22:52:33
8	18:02:47	-22:33:50
9	18:02:48	-22:52:22
10	18:04:12	-22:28:56

lizando el telescopio HSH* del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) en modo remoto, durante las noches del 14 al 18 de julio de 2023. La Fig. 1 muestra los 10 campos observados, de 9′ de lado cada uno, centrados principalmente alrededor de XDOCC-08. Las coordenadas centrales de cada uno de los campos seleccionados están listadas en la Tabla 1. El campo No. 10 corresponde a NGC 6531, un cúmulo abierto muy bien conocido (Park et al., 2001), que observamos como objeto de control. Realizamos 3 exposiciones por filtro de entre 300 s. y 1200 s. para el filtro B, entre 60 s. y 600 s. para el filtro V, y entre 30 s y 150 s. para el filtro I, respectivamente. Para estandarizar las observaciones al sistema fotométrico BVI, realizamos observaciones de los campos de estrellas patrones SA 107, 110 y 113 (Landolt, 1992). Para cada uno de ellos obtuvimos 2 exposiciones de 120 s, 60 s, y 20 s, para los filtros B, V, e I, respectivamente. Ademas obtuvimos imágenes de *bias* y *flat* de cielo para cada noche de observación.

Los datos fueron reducidos con tareas estándares de

*https://casleo.conicet.gov.ar/hsh-3/

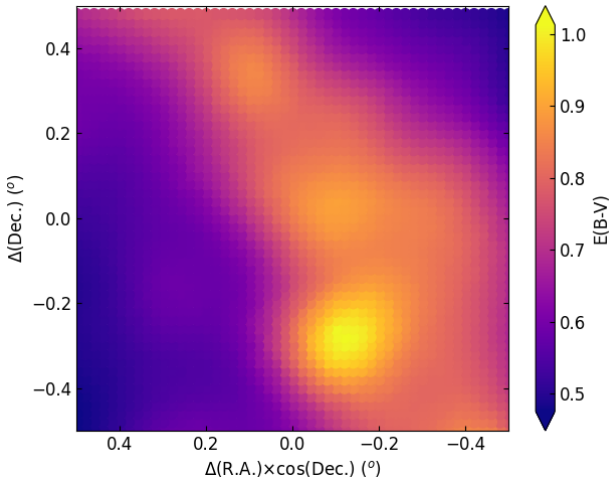


Fig. 2. Mapa de enrojecimiento interestelar $E(B-V)$ de la región observada.

IRAF**. Para obtener las magnitudes BVI realizamos ajustes cuadráticos de la Point Spread Function (PSF) utilizando los paquetes DAOPHOT y DAOMASTER (Stetson et al., 1990). Seleccionamos interactivamente dos grupos de $\sim$ 40 y $\sim$ 100 estrellas PSF, respectivamente. El grupo más chico contiene las estrellas más brillantes y menos contaminadas, y fue utilizado para generar una función PSF preliminar, la cual fue utilizada a su vez para eliminar estrellas vecinas en el grupo más grande de estrellas PSF, y así obtener una nueva función PSF. La función PSF resultante fue aplicada a las imágenes de los campos de programa utilizando el programa ALLSTAR, iterando el proceso tres veces para obtener magnitudes de estrellas más débiles presentes en las imágenes residuales producidas, y así, incrementar el número total de estrellas medidas. Finalmente, transformamos las magnitudes instrumentales al sistema standard utilizando las ecuaciones de transformación obtenidas para cada noche. En el subsiguiente análisis sólo retuvimos fuentes con |sharpness| < 0.5

3. Análisis y discusión de resultados

A fin de poder comparar el contenido de las poblaciones estelares presentes en los diagramas color-magnitud de los campos observados, corregimos en primer lugar las magnitudes observadas por enrojecimiento interestelar, de acuerdo a la posición en el cielo de cada estrella. Los valores de enrojecimiento $E(B-V)$ los obtuvimos por interpolación en el mapa de extinción interestelar construido por Schlafly & Finkbeiner (2011), provisto por la NASA/IPAC Infrared Science Archive ***. La Fig. 2 muestra la distribución de $E(B-V)$, la cual presenta una moderada variación ($\Delta E(B-V) \sim 0.5$ mag) a lo largo de todo el campo observado. Las magnitudes fueron corregidas utilizando los coeficientes de absorción $A_V/E(B-V) = 3.1$ y $E(V-I)/E(B-V) = 1.25$. Las Figs. 3 y 4 muestran los diagramas color-magnitud

**https://iraf.noirlab.edu/

***https://irsa.ipac.caltech.edu/

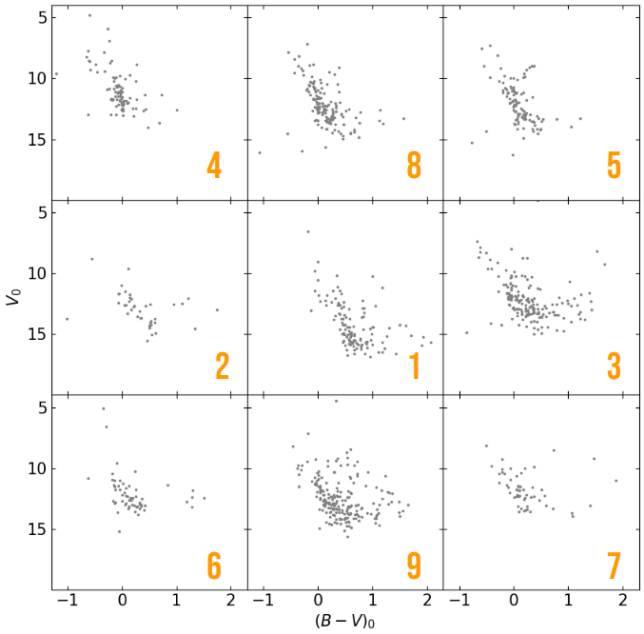


Fig. 3. Diagramas color-magnitud V_o vs $(B-V)_0$ de los campos observados.

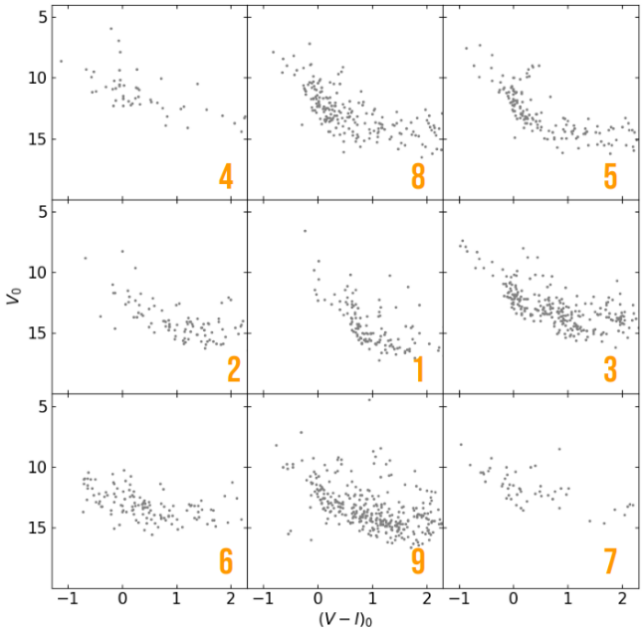


Fig. 4. Diagramas color-magnitud V_o vs $(V-I)_0$ de los campo observados.

intrínsecos obtenidos para los campos observados, mientras que la Fig. 5 confirma que no hay diferencia de punto cero en nuestra fotometría. De hecho, los diagramas color-magnitud intrínsecos obtenidos para NGC 6531 son reproducidos muy bien por una isócrona tomada de Bressan et al. (2012) y los parámetros del cúmulo derivados por Park et al. (2001), a saber: edad = 7.5 Ma, [Fe/H] = 0.0, (m-M)$_o$ = 10.5 mag.

Las Figs. 3 y 4 revelan que la composición de las poblaciones estelares que pueblan las diferentes campos observados presentan diferencias. Por ejemplo, los campos No. 2, 4, 6 y 7 no muestran secuencias principales bien definidas, mientras que los campos No. 1, 3, 5, 8 y 9 muestran secuencias principales, que podrían indicar la presencia de un cúmulo estelar. De todas maneras, como no parece obvio detectar en ninguno de los campos un cúmulo joven como encontraron Jaehnig et al. (2021), decidimos complementar nuestro análisis con datos del relevamiento *Gaia* DR3.

Comenzamos por identificar en dicha base de datos, un grupo de estrellas que pueblan la región próxima a $V_o = 10.0$ mag, $(B-V)_o \approx (V-I)_o = 0.5$ mag, que podrían corresponder a la parte superior de la secuencia principal y a las ramas más evolucionadas del diagrama color-magnitud de un cúmulo estelar. Un alto porcentaje de dichas estrellas define una región muy acotada en el plano de los moviemtos propios de *Gaia* DR3, típico de estrellas que comparten un mismo movimiento propio medio. Los movimientos propios de esas estrellas resultaron ser <pmra> = 0.7 mas/año y <pmdec> = −2.6 mas/año. Para todas las estrellas con movimientos propios similares dentro de un margen de error de 0.3 mas/año, construimos el diagrama paralaje vs G (magnitud en el sistema fotométrico de *Gaia*) y encontramos que muchas se distribuyen dentro de un rango de ∼10 en torno a un paralaje medio $\varpi = 0.70 \pm 0.07$ mas. Dichas estrellas definen una secuencia principal muy clara con signos de evolución en el diagrama color-magnitud G vs $BP-RP$, correspondientes a una edad de ∼ 400 Ma, cuando superponemos una isócrona para metalicidad solar, distancia heliocéntrica equivalente a la paralaje media obtenida y enrojecimiento medio (ver Fig. 2).

La Fig. 6 resume el análisis de filtrado por movimientos propios y paralajes realizados con los datos *Gaia* DR3. Los puntos grises reprsentan todos los datos extraidos de *Gaia* DR3, mientras que los circulos llenos rojos representa estrellas que comparten movimientos propios y paralajes similares. Como puede verse en el panel superior izquierdo, estas estrellas están distribuidas a través de toda la región examinada y su diagrama color-magnitud muestra claramente una secuencia principal razonablemente poblada y la zona del turnoff de la secuencia principal propia de un cúmulo con signos de evolución. Hemos superpuesto dos isócronas, de 100 Ma y 400 Ma, respectivamente, para fines de comparación. El cúmulo, que denominamos Moron0 parecería que tiene una edad más próxima a los 400 Ma.

Estos resultados revelan que el candidato a cúmulo estelar XDOCC-08 (de ahora en mas Moron0) no parecería ser un cúmulo joven. Pensamos que la sola selección de miembros basada en los movimientos propios de las estrellas, y posiblemente los datos de menor calidad de *Gaia* DR2 en comparación con *Gaia* DR3, utilizados por Jaehnig et al. (2021), pudieron afectar el reconocimiento de estrellas miembros del cúmulo más evolucionadas. De hecho, el diagrama color-magnitud obtenido por ellos presenta muy pocas estrellas en la región del turnoff de la secuencia principal y etapas más evolucionadas.

Finalmente, construimos diagramas color-magnitud V_o vs $(B-V)_o$ y V_o vs $(V-I)_o$ con todas las estrellas de las Figs. 3 y 4 y superpusimos tres isócronas

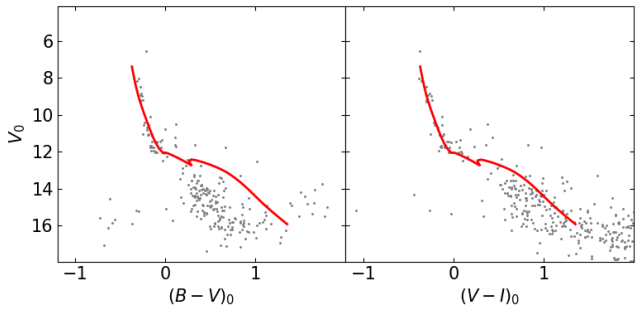


Fig. 5. Diagramas color-magnitud de la región centrada en NGC 6531, con una isócrona superpuesta para la edad, distancia y metalicidad del cúmulo (Park et al., 2001) (ver detalles en el texto).

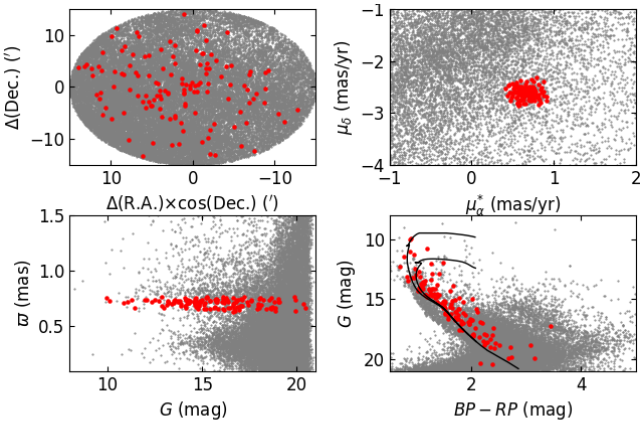


Fig. 6. Relación entre diferentes parámetros astrofísicos de estrellas en la base de datos *Gaia* DR3 (puntos grises) y estrellas seleccionadas como miembros candidatos de Moron0 (círculos llenos rojos). Isócronas de 100 May 400 Maestán también superpuestas (ver detalles en el texto).

computadas por Bressan et al. (2012) para edades de 33 Ma (edad estimada por Jaehnig et al. (2021) para Moron0), 100 May 400 Ma, respectivamente, y metalicidad solar. Utilizamos el enrojecimiento medio del campo ($E(B-V) = 0.8$ mag ver Fig. 2) y el módulo de distancia derivado de la paralaje media obtenida ($(m\text{-}M)_o = 10.77$ mag). La Fig. 7 muestra los diagramas color-magnitud obtenidos y las isócronas superpuestas. Como puede verse, de las tres edades consideradas, encontramos que la isócrona de 400 Ma reproduce mejor la región del turnoff más populosa, si bien no hay que descartar la contaminación de estrellas de campo.

Agradecimientos: Agradecemos al referee y a la editora por sus valiosas contribuciones para mejorar este artículo. Basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. Observaciones realizada entre los días 14 y 18 de julio del 2023.

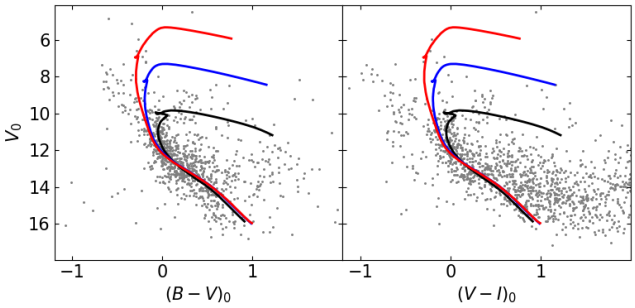


Fig. 7. Diagramas color-magnitud V_o vs $(B-V)_o$ y V_o vs $(V-I)_o$ con todas las estrellas de las Figs. 3 y 4 representadas por puntos grises. Isócronas de 33 Ma, 100 Ma, y 400 Ma para metalicidad solar y la paralaje media de Moron0, indicadas con líneas roja, azul, y negra respectivamente.

Referencias

Bovy J., Hogg D.W., Roweis S.T., 2011
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Daszykowski M., Walczak B., 2009, Comprehensive Chemometrics, 635–654
Jaehnig K., Bird J., Holley-Bockelmann K., 2021, The Astrophysical Journal, 923, 129
Landolt A.U., 1992, Astronomical Journal (ISSN 0004-6256), vol. 104, no. 1, July 1992, p. 340-371, 436-491. Research supported by Space Telescope Science Institute., 104, 340
Park B.G., Sung H., Kang Y.H., 2001, Journal of Korean Astronomical Society, 34, 149
Piatti A.E., et al., 2023, MNRAS, 518, 6216
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Stetson P.B., Davis L.E., Crabtree D.R., 1990, G.H. Jacoby (Ed.), *CCDs in astronomy*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 8, 289–304

Revisión de la evolución del espectro de μ Centauri: datos históricos digitalizados por el proyecto ReTrOH

Y. Aidelman[1,2], M. Iannuzzi[1], L. Cidale[1,2], A. Granada[3,4], R. Peralta[1], M. López[1], C. Di Gregorio[1] & R. Gamen[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Paseo del Bosque S/N, La Plata, Bs. As., Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Paseo del Bosque S/N, La Plata, Bs. A., Argentina.*
[3] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía (LICA), Centro Interdisciplinario de Telecomunicaciones, Electrónica, Computación y Ciencia Aplicada (CITECCA), Sede Andina, Universidad Nacional de Río Negro, Anasagasti 1463, San Carlos de Bariloche R8400AHN, Río Negro, Argentina.*
[4] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Godoy Cruz 2290, Buenos Aires 1461, Argentina.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / μ Centauri (= HD 120324) es una estrella Be con pulsaciones no radiales que ha experimentado múltiples erupciones similares a las observadas en γ Cas. Estos sucesos recurrentes han provocado la desaparición temporal de sus líneas de emisión, con incidencias notables documentadas alrededor de 1918 durante aproximadamente una década y de nuevo entre 1977 y 1989. Como parte del proyecto ReTrOH, destinado a recuperar un vasto repositorio de placas espectroscópicas y fotométricas históricas del Observatorio Astronómico de La Plata, hemos digitalizado con éxito placas asociadas a μ Centauri. Esta colección es extensa y abarca espectros adquiridos durante los periodos 1904-1907, 1925-1936 y 1953-1971. En este trabajo ofrecemos una visión de estos espectros, acompañada de un análisis morfológico inicial y un estudio comparativo con datos publicados anteriormente.

Abstract / μ Centauri (= HD 120324) is recognized as a non-radially pulsating Be star that has experienced multiple outbursts similar to those observed in γ Cas. These recurrent events have resulted in the temporary disappearance of its emission lines, with notable occurrences documented around 1918 for approximately a decade and again from 1977 to 1989. As part of the ReTrOH project, aimed at recovering a vast repository of historical spectroscopic and photometric plates from the La Plata Astronomical Observatory, we have successfully digitized plates associated with μ Centauri. This collection is extensive and encompasses spectra acquired during the periods 1904-1907, 1925-1936, and 1953-1971. In this paper we provide an overview of these spectra, accompanied by an initial morphological analysis and a comparative study with previously published data.

Keywords / history and philosophy of astronomy — techniques: imaging spectroscopy — stars: emission-line, Be — stars: individual (HD 120324)

1. Introducción

Algunos cambios en el cielo se producen en escalas de tiempo muy largas, por lo que muchas observaciones son imposibles de repetir, incluso con la tecnología más avanzada. Por esta razón, algunas preguntas sólo pueden responderse, o incluso abordarse, recurriendo a material de archivo que abarca muchas décadas. Es interesante, entonces, señalar algunos de los importantes trabajos científicos publicados en los últimos años que se han derivado del estudio y el reanálisis de la información astronómica contenida en las placas de vidrio. Por ejemplo: utilizando placas digitalizadas almacenadas en la Universidad de Hamburger Sternwarte, en Alemania, se detectaron variaciones de largo período en blazares (Wertz et al., 2017); digitalizando las placas tomadas por el Instituto Astronómico de la Academia de Ciencias de Uzbekistán se obtuvieron posiciones y magnitudes estelares (Muminov et al., 2017); con placas digitalizadas pertenecientes al Observatorio Astronómico Bamberg, en Alemania, se detectaron y clasificaron nuevos objetos variables (Hudec et al., 2013); con datos del Digital Access to a Sky Century Harvard (DASCH), Walborn et al. (2017) descubrieron eventos eruptivos en la estrella Variable Luminosa Azul R71 ocurridos a comienzos del siglo pasado que nunca fueron reportados y Davenport et al. (2021) descubrieron que los eclipses de HS Hydrae comienzan a detectarse fotométricamente a partir de 1920. En 2010, investigadores de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP) y del Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC, Argentina), utilizando datos astrométricos de placas de la "Carte du Ciel" y del Catálogo Astrográfico del OAC, detectaron un cúmulo abierto entre las estrellas de campo en la región de Collinder 132 y calcularon el movimiento propio medio y las probabilidades de pertenencia de las estrellas de esa región (Orellana et al., 2010).

El Observatorio Astronómico de La Plata (OALP), dependiente de la FCAG, posee una enorme colección de

✉ *Contacto* / aidelman@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

placas espectroscópicas de vidrio. Estas observaciones, que constituyen registros únicos, inéditos e incomparables en el mundo, fueron realizadas en el siglo XX, entre las décadas de 1900 y 1980, por reconocidos astrónomos argentinos. Este patrimonio "analógico" incluye tanto observaciones espectroscópicas de objetos variables (hoy de gran interés para la astrofísica moderna), asteroides, cometas, novas, entre otros objetos celestes, como así también cuadernos y planillas con registros de observaciones astronómicas y datos meteorológicos.

Entre 1987 y 2004, a través de varios proyectos, la FCAG ha recuperado diversa información espectroscópica contenida en las placas de vidrio empleando el microdensitómetro Grant (el instrumento que permitía leer y procesar la información de las placas). Esto ha dado lugar a numerosas tesis de licenciatura y publicaciones científicas, por ejemplo: Arias et al. (2004); Sahade et al. (1988); Ringuelet et al. (1987), entre otros. El trabajo de digitalización no pudo continuarse en los años siguientes porque el microdensitómetro Grant comenzó a fallar tanto mecánicamente, en la plataforma de posicionamiento de la placa, como analógicamente, en el conversor.

Desde 2019, la FCAG (Res. Nro. 169/19) ha retomado la digitalización de la colección de placas espectroscópicas, que contiene $\sim$ 15 000 espectros, a través del proyecto de Recuperación del Trabajo Observacional Histórico (ReTrOH*). Este vasto patrimonio espectroscópico abarca una variada gama de datos. Entre ellos, encontramos una colección de 60 placas espectroscópicas de la estrella μ Centauri (HD 120324), que incluye espectros adquiridos durante los periodos 1904-1907, 1925-1936 y 1953-1971. La placa espectroscópica original más antigua de esta colección fue adquirida el 8 de marzo de 1904 (ver Fig. 1). Hemos encontrado pruebas de que la observación fue realizada por W. H. Wright, astrónomo a cargo de la expedición D. O. Mills a la Estación Sur del Observatorio Lick (LOSS, por sus siglas en inglés), Cerro San Cristóbal, Santiago de Chile (Wright, 1907a,b).

μ Centauri es una estrella Be temprana, de tipo espectral B2, con pulsaciones no radiales que ha experimentado múltiples erupciones similares a las observadas en γ Cas (Samus et al., 2017) y que ha sido estudiada ampliamente durante el siglo XX. Los resultados obtenidos a partir de la digitalización de las placas nos permiten completar y comparar con aquellos resultados que se obtuvieron en el pasado. En este trabajo ofrecemos una visión de los espectros digitalizados, acompañada de un análisis morfológico inicial y un estudio comparativo con datos publicados anteriormente.

2. Digitalización de las placas

En 2011, el Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA) adquirió un escáner de alta resolución, modelo Nikon Super CoolScan 9000 ED. Este dispositivo es un escáner de placas y películas fotográficas con una resolución de 4000 ppp y una resolución de color de 48 bits, es decir, está optimizado para digitalizar placas espectroscópicas. Las primeras digitalizaciones se realizaron en el Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE, San Juan, Argentina). NOVA actúa como coordinador de los recursos observacionales astronómicos argentinos y tiene la vocación y el interés de recuperar todas las observaciones que forman parte del patrimonio del OALP. Desde 2015, el escáner se encuentra en la FCAG y, a partir de 2019, el proyecto ReTrOH comenzó a utilizarlo de manera sistemática en la digitalización de placas espectroscópicas.

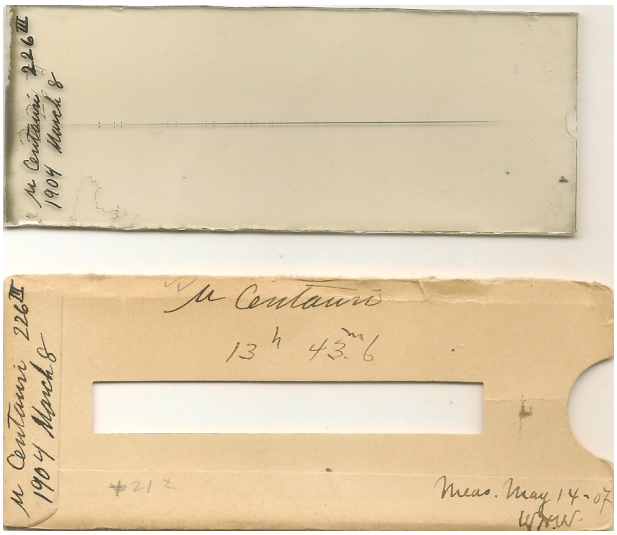


Fig. 1. Placa espectroscópica N°226 original más antigua de la colección μ Centauri adquirida el 8 de marzo de 1904.

Los criterios para la digitalización de los espectros fueron desarrollados en el trabajo de Tesis de Licenciatura de Meilán (2018). Su trabajo resulta de gran relevancia ya que en ella se estableció un método apropiado para digitalizar las placas espectroscópicas y convertir los archivos obtenidos en formato TIFF al formato estándar (FITS) con sus metadatos en el encabezado (*header*). También se determinaron los parámetros óptimos para operar el escáner y finalmente se diseñó el proceso de extracción y calibración en longitud de onda de los espectros digitalizados. Se evaluó la fidelidad de los datos obtenidos a partir de los espectros digitalizados con respecto a los resultados originales y se comprobó que el método de digitalización y extracción elaborado en dicho trabajo es adecuado.

La metodología llevada a cabo para digitalizar las placas espectroscópicas consta de varias etapas, las cuales se pueden resumir de la siguiente manera (ver detalles en Meilán et al., 2020, 2023). Una vez hallada la placa, ésta se aísla dentro de un contenedor y se deja en cuarentena. Terminado este plazo de cuarentena, la placa está lista para ser saneada de manera mecánica utilizando diferentes instrumentos (pinceles de diferentes tipos de cerdas). Una vez limpia, la placa se escanea junto con su sobre contenedor en un escáner comercial, para que quede un registro del vestigio. Luego, la placa se escanea utilizando el scáner Nikon, obteniendo así una imagen digital de la placa. Luego, utilizando el software PlateUNLP (Ponte Ahón et al., 2024) se genera la imagen en formato FITS de cada uno de los espectros

*https://retroh.fcaglp.unlp.edu.ar/

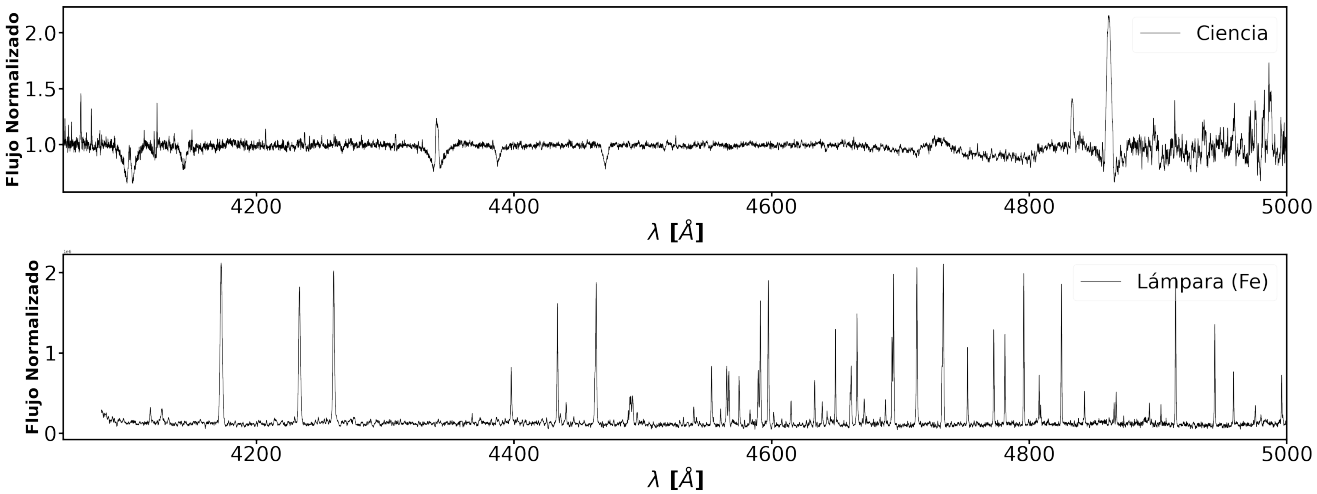


Fig. 2. Espectros de ciencia y lámpara de comparación extraídos de la placa N°226.

ID	Fecha	Observatorio
Placa 226	08/03/1904	LOSS
Placa 690	08/04/1905	LOSS
Placa 1159	01/03/1907	
Placa 1203	23/03/1907	
Placa G78	09/07/1925	MWO
Placa G242	20/06/1929	MWO
Placa G297	14/02/1930	MWO?
Placa G785	12/06/1933	
Placa I5489	26/02/1964	OALP?
Placa I5994	22/05/1965	OALP?

Tabla 1. Registro de observación de las placas digitalizadas. LOSS (*Lick Observatory South Station*): estas placas fueron obtenidas por Wright (1907b). MWO (*Mount Wilson Observatory*): Merrill (1929) reporta la observación de las placas G78 y G242; luego, Merrill & Burwell (1933) reportan observaciones realizadas exactamente en las mismas fechas que figuran en las placas G242 y G297. OALP (Observatorio Astronómico de La Plata): de acuerdo a los cuadernos de observación estas placas podrían haber sido adquiridas desde el OALP por el Dr. Jaschek.

contenidos en la placa y se agregan sus correspondientes metadatos al encabezado del archivo. Estos archivos son lo que actualmente conocemos como espectro crudo 2D. Una vez obtenidos los espectros 2D, los mismos se extraen utilizando tareas de IRAF de acuerdo al método desarrollado por Meilán (2018). En la Fig. 2 se muestran los espectros extraídos y calibrados en longitud de onda resultantes, tanto del espectro de ciencia como de la lámpara de comparación.

3. Espectros recuperados de μ Cen

Siguiendo los pasos descriptos anteriormente, hemos digitalizado y extraído los espectros de 10 placas espectroscópicas de la estrella μ Cen. El registro de observación de estas placas se muestra en la Tabla 1, mientras que los perfiles de las líneas más intensas de la serie de Balmer se muestran en la Fig. 3. Las placas identificadas con el sufijo "G" corresponderían a placas adquiridas en el Observatorio Monte Wilson (MWO, por sus siglas en inglés), mientras que las más antiguas habrían sido obtenidas en el LOSS a principios del siglo XX. Es probable que este conjunto de placas se encuentre en el OALP debido a la colaboración entre los Dres. Merrill y Sahade**.

Las observaciones digitalizadas comprenden un periodo de 60 años en el cual μ Cen ha mostrado variaciones espectrales apreciables. Entre 1890 y 1918, se documentaron variaciones significativas en sus líneas de emisión de H y Fe. Inicialmente, las líneas Hβ y Hγ presentaban emisiones prominentes (Pickering & Cannon, 1897), pero a partir de 1912 estas líneas de emisión se observaron cada vez más débiles, hasta desaparecer completamente en 1918 (Perrine, 1922; Curtiss, 1923). En la Fig 3 se puede observar que entre los años 1904 y 1907 la intensidad de la emisión en ambas líneas disminuye. Este comportamiento va acompañado de una disminución en la intensidad de las líneas de HeI λ4387 y λ4471.

Desde 1929, se registró un resurgimiento gradual de las líneas de emisión (Merrill & Burwell, 1933), alcanzando un notable aumento en 1940, donde las líneas de H y Fe II volvieron a ser fuertes (Swings et al., 1940; Merrill & Burwell, 1943). Luego, parecería haber un vacío observacional ya que no se han encontrado reportes de la estrella en la literatura entre 1940 y 1953. En la Fig. 3 se puede observar la "ausencia" de la línea Hα en el año 1925. De acuerdo al conjunto de placas "G", la emisión en Hα es mayor en 1929, disminuyendo un poquito al año siguiente y volviendo a aumentar en 1933.

Comenzando la década de 1950 se observa que la intensidad de las líneas en emisión de μ Cen ha declinado (Burbidge & Burbidge, 1955). Jaschek et al. (1964); Buscombe (1969) y Hiltner et al. (1969) reportan que durante 1955-1962 se observaron emisiones moderadas en Hβ y Hγ. Hacia finales de los años 70, las líneas de emisión se desvanecieron casi por completo (Peters, 1979; Dachs et al., 1981). Las observaciones continuadas en este periodo revelaron una disminución en la intensi-

**De hecho, los Dres. Merrill y Burwell estuvieron en el OALP en 1960 en el primer simposio de la IAU.

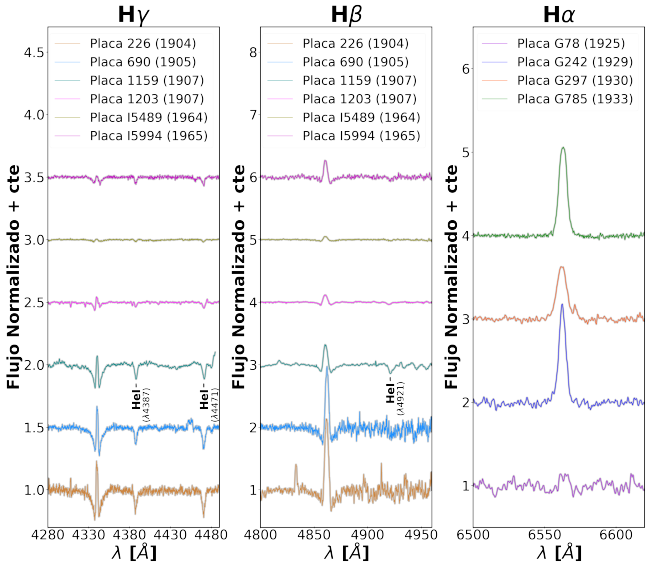


Fig. 3. Perfiles de las líneas más intensas de la serie de Balmer correspondientes a los espectros extraídos de las placas.

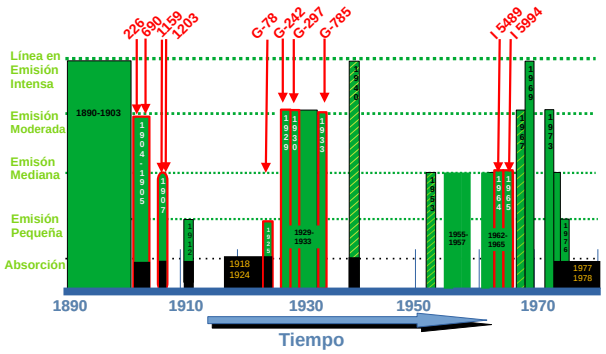


Fig. 4. Esquema del comportamiento a largo plazo de la emisión de Hα o Hβ de μ Centauri entre 1890 y 1980. Las barras verdes indican emisión pura, las negras absorción pura, las bicolor absorción con emisión central y el jaspeado verde emisión con absorción central por debajo del continuo. Las flechas indican los años de adquisición de los espectros escaneados de las placas presentadas en este trabajo.

dad de Hα, lo que llevó a la conclusión de que las líneas de emisión estaban perdiendo fuerza de manera continua hasta desaparecer casi completamente en 1978. Particularmente, en la literatura no hay reportada ninguna observación de μ Cen durante los años 1964 y 1965, por lo que los espectros extraídos de las placas I5489 e I5994 muestran por primera vez las características de las líneas Hγ y Hβ como así también de las líneas de HeI λ4387, λ4471 y λ4921. En estos espectros puede verse que la emisión de las líneas de H es mayor en 1965.

Estas variaciones espectrales recurrentes han provocado la desaparición temporal de sus líneas de emisión, con incidencias notables documentadas alrededor de 1918 durante aproximadamente una década y de nuevo entre 1977 y 1989. La Fig. 4 muestra esquemáticamente el comportamiento de las líneas de Balmer en todo el periodo descrito.

4. Conclusiones

En este trabajo hemos presentado 10 espectros extraídos de placas antiguas. A través de ellos se puede evidenciar lo que en su momento fue reportado en la literatura, pero además abre la puerta para nuevos análisis con herramientas actuales, que podrían llevar a un mejor entendimiento de los procesos astrofísicos que suelen ocurrir en este tipo de estrellas, tales como la formación y la disipación del disco circunestelar. Igualmente importante es el hecho de recuperar y analizar espectros que nunca fueron publicados, como son aquellos de las placas I5489 e I5994.

Como hemos mencionado en la Sec. §1, contamos con otras 50 placas digitalizadas que contienen espectros de μ Cen. Continuamos trabajando en la extracción y calibración en longitud de onda de estos espectros, para luego poder realizar un análisis más completo y detallado. Particularmente, contamos con placas observadas en años que complementan la información volcada en la Fig. 4.

Agradecimientos: YA agradece el financiamiento del subsidio PID EG001 de la UNLP. AG agradece el financiamiento del subsidio de CONICET PIBAA 28720210100879CO.

Referencias

Arias M., Cidale L., Ringuelet A., 2004, A&A, 417, 679
Burbidge E., Burbidge G., 1955, The Observatory, 75, 256
Buscombe W., 1969, MNRAS, 144, 1
Curtiss R., 1923, Pub. of Michigan Observatory, 3, 16
Dachs J., et al., 1981, A&AS, 43, 427
Davenport J.R.A., et al., 2021, AJ, 162, 189
Hiltner W., Garrison R., Schild R., 1969, ApJ, 157, 313
Hudec R., et al., 2013, Acta Polytechnica, 53, 27
Jaschek C., Jaschek M., Kucewicz B., 1964, ZA, 59, 108
Meilán N., 2018, *Recuperación del patrimonio observacional histórico*, Tesis de licenciatura, UNLP
Meilán N., et al., 2020, BAAA, 61B, 251
Meilán N.S., et al., 2023, Epistemología e Historia de la Astronomía. Volumen 1, 1, 193
Merrill P.W., 1929, PASP, 41, 270
Merrill P.W., Burwell C.G., 1933, ApJ, 78, 87
Merrill P.W., Burwell C.G., 1943, ApJ, 98, 153
Muminov M., et al., 2017, Bulgarian Astronomical Journal, 26, 3
Orellana R.B., et al., 2010, A&A, 521, A39
Perrine C.D., 1922, *Publications of the American Astronomical Society*, vol. 4, 38
Peters G.J., 1979, ApJS, 39, 175
Pickering E.C., Cannon A.J., 1897, ApJ, 6, 349
Ponte Ahón S.A., et al., 2024, *Eurographics Workshop on Graphics and Cultural Heritage*, 1
Ringuelet A.E., et al., 1987, A&A, 183, 287
Sahade J., et al., 1988, ApJ, 327, 335
Samus N.N., et al., 2017, Astronomy Reports, 61, 80
Swings P., Elvey C.T., Struve O., 1940, PASP, 52, 198
Walborn N.R., et al., 2017, AJ, 154, 15
Wertz M., et al., 2017, Astronomische Nachrichten, 338, 103
Wright W.H., 1907a, Publications of Lick Observatory, 9, 13
Wright W.H., 1907b, Publications of Lick Observatory, 9, 71

Aplicación de técnicas de aprendizaje automático para el análisis de curvas de luz infrarrojas de estrellas de carbono

N. Ottero[1] & D.C. Merlo[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FaMAF), UNC, Argentina.*
[2] *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC), UNC, Argentina.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las estrellas de carbono son objetos evolucionados caracterizados por su inusual abundancia de carbono en sus atmósferas y su variabilidad debido a pulsaciones radiales y no radiales en sus capas externas, que afectan tanto a sus distribuciones de temperatura como de opacidad. El estudio de su variabilidad en el rango infrarrojo resulta importante, ya que de esta manera se logra penetrar las densas capas de polvo que las rodean, proporcionando información crucial sobre su estructura y evolución. Eligiendo fuentes identificadas del relevamiento VVV, se procedió a analizar y predecir la curva de luz de estos objeto implementándose dos enfoques principales de apendizaje automático: *Gaussian Processes* y *Random Forest Regression*. El primero fue utilizado para modelar la variabilidad de cada estrella debido a su capacidad para manejar datos con incertidumbre y proporcionar predicciones suaves con intervalos de confianza. También aplicamos el segundo enfoque, ya que utiliza una combinación de múltiples árboles de decisión para proporcionar predicciones robustas. Ambos modelos fueron evaluados con y sin técnicas de *bootstrapping* para generar predicciones más confiables y se los compararon utilizando métricas de error. De todo ello el mejor modelo resultó ser el *Random Forest Regression* sin *bootstrapping*, debido a los menores valores en los errores absolutos medios y cuadráticos medios, lo que indica que sus resultados se encuentran más próximos a los observados en comparación con los otros modelos evaluados.

Abstract / Carbon stars are evolved objects characterized by their unsual abundance of carbon in their atmospheres and their variability due to radial and non-radial pulsations in the outer layers, which affect both their temperature distributions and opacities. The study of their variabilities in the infrared is important because it is possible to penetrate the dense layers of dust that surround them, providing very important information about their structure and evolution. Using sources identified from the VVV survey, we analyze and predict the light curves of these objects by implementing two machine learning approaches: Gaussian Processes and Random Forest Regression. The first was used in order to modelized the variability or each star due to its ability to handle data with uncertainty an provide smooth predictions with confidence intervals. We also applied the second approach, since it uses a combination of multiple decision trees to provide robust predictions. Both models were evaluated with and without bootstrapping techniques in order to generate more reliable predictions and were compared using error metrics. The best model turned out to be the Random Forest Regression without boostrapping, due to the lower values in the mean absolute and mean square errors, which indicates that its values are closer to those observed compared to the other models evaluated.

Keywords / infrared: stars — stars: variables: general — methods: numerical

1. Introducción

El estudio de la variabilidad fotométrica en el rango infrarrojo de las estrellas de carbono es crucial para entender tanto la dinámica como la evolución de las mismas. Estos objetos presentan cambios en su brillo debido a pulsaciones y procesos de pérdida de masa, por lo que este rango espectral resulta de utilidad ya que se encuentra menos afectado por la absorción interestelar y puede penetrar mejor las regiones de polvo que las rodea.

Estudios recientes han utilizado datos de misiones como WISE y Gaia para identificar y caracterizar estas variaciones, proporcionando información valiosa sobre sus propiedades físicas y evolutivas (Suh, 2024).

2. Técnicas de aprendizaje automático

Recientemente, se han desarrollado varias técnicas de aprendizaje automático aplicadas al análisis de curvas de luz de estrellas variables. *Astroconformer* es un modelo que analiza curvas de luz estableciendo correlaciones a largo plazo en los datos de series temporales, efectivo para interpretar las oscilaciones estelares (Pan & Ting, 2024). En otro estudio, se utilizó el aprendizaje no supervisado para analizar y clasificar las propiedades estructurales de diferentes tipos de estrellas variables, incluyendo aquellas observadas en el proyecto OGLE (Paul, 2022). Se han aplicado, también, redes neuronales convolucionales y recurrentes en astereosismología para analizar curvas de luz; sin embargo, estas arquitecturas tienen limitaciones en la captura de información a largo plazo, lo cual se está mitigando con la integración

✉ *Contacto* / dmerlo@unc.edu.ar

Research article

Id.	Alksnis et al. (2001)	CGCS	IRAS	2MASS	GAIA DR3	α (J2000)	δ (J2000)
S0	1215-6420	3204	12131-6403	J12154963-6420357	6053312995640126080	12 15 49.6	-64 20 35.8
S1	1216-6420	3206	—	J12155851-6420374	6053313030000289408	12 15 58.5	-64 20 37.4
S2	1219-6423	3214	12165-6406	J12191618-6423144	6053115702046428672	12 19 16.2	-64 23 14.3
S3	1224-6413	3226	12216-6356	J12242700-6413144	6053483591755697408	12 24 27.0	-64 13 14.6
S4	1228-6427	3242	—	J12281939-6427242	5861284217603870080	12 28 19.4	-64 27 14.2

Tabla 1. Estrellas de carbono de trabajo. Las coordenadas α y δ corresponden al ICRS. Información extraída de la base de datos SIMBAD (CDS, Strasbourg Astronomical Observatory, Francia) (Wenger et al., 2000).

Id.	AR (hms)	DEC (gms)	$<Ks>_\phi$	Coordenadas	$\overline{\theta}$ ($''$)
S0	12 15 49.609	-64 20 35.77	7.21	(183.95670417,-64.34326944)	0.13 $\pm$ 0.05
S1	12 15 58.496	-64 20 37.36	7.96	(183.99373333,-64.34371111)	0.08 $\pm$ 0.02
S2	12 19 16.168	-64 23 14.34	7.52	(184.81736667,-64.38731667)	0.05 $\pm$ 0.05
S3	12 24 26.992	-64 13 14.62	7.27	(186.11246667,-64.22072778)	0.05 $\pm$ 0.04
S4	12 28 19.414	-64 27 24.08	7.62	(187.08089167,-64.45668889)	0.07 $\pm$ 0.06

Tabla 2. Fuentes identificadas en la primera parte del procedimiento. Corresponden a fuentes identificadas con *label* -1 en el relevamiento *VVV*, con errores de $\pm$ 0.01 en las magnitudes. $<Ks>_\phi$ es la magnitud promediada por flujo de cada estrella y representa un valor representativo; $\overline{\theta}$ es el promedio de la distancia angular (en segundos de arco), entre la fuente identificada y la posición de catálogo, obtenido en la identificación realizada.

de múltiples capas convolucionales y el uso de modelos basados en *transformers* (Aguirre & Pichara, 2019).

En el análisis de curvas de luz no periódicas de estrellas, existen trabajos que han demostrado que las técnicas de aprendizaje automático, tanto supervisado como no supervisado, constituye una herramienta eficaz para extraer información astronómica relevante.

Li et al. (2024) y Patel & Baron (2024) utilizaron métodos no supervisados para analizar las curvas de luz del *Zwicky Transient Facility*, aplicando representaciones tales como histogramas de Δm para caracterizar propiedades de las curvas de luz, como así también técnicas como $UMAP$ para reducir la dimensionalidad, permitiendo identificar tendencias y eventos irregulares en estos datos, caracterizados por ser altamente variables y desigualmente muestreados (explosiones estelares, fenómenos transitorios, etc.).

Asimismo, otros autores utilizaron modelos generativos autoregresivos (GPT-2, etc.) para analizar curvas de luz estelares, los cuales mostraron habilidad para identificar patrones estocásticos y de largo plazo, ofreciendo una representación robusta que puede ser utilizada para predecir propiedades estelares como la gravedad superficial y, potencialmente, la edad las estrellas (Pan & Ting, 2024; Pan et al., 2024).

También, otros trabajos han aplicado técnicas de aprendizaje profundo para clasificar distintos tipos de variabilidad estelar y fenómenos asociados, usándose, por ejemplo, redes neuronales para transformar curvas de luz en imágenes y aplicar *transfer learning* logrando clasificaciones más precisas (Patel & Baron, 2024).

Todos estos estudios demuestran que la técnica de aprendizaje automático permite analizar datos complejos de curvas de luz, revelando tendencias y propiedades físicas que son difíciles de discernir con métodos tradicionales, respaldado por lo tanto su utilización, especialmente en el tratamiendo de grandes volúmenes de datos generados actualmente por los grandes telescopios.

3. Motivación

Algunos años atrás se desarrolló el código cuasi-automático *SACAMAN* (Merlo, 2015, 2018a,b) para la identificación, descarga y procesamiento de datos fotométricos del relevamiento *VVV/VVVx* (Minniti et al., 2010; Minniti, 2016), aplicándolo en estrellas de carbono y obteniéndose sus curvas de luz correspondientes.

Con los datos de trabajo y la experiencia adquirida, se procuró analizar la implementación de técnicas de aprendizaje automático para identificar estas fuentes de los catálogos de trabajo y realizar estimaciones de curvas de luz a partir de las magnitudes Ks de las fuentes.

4. Procedimiento y Resultados

En una primera etapa se elaboró un proceso de identificación de fuentes. Se utilizaron para ello 5 estrellas pertenecientes al *tile d004* del relevamiento VVV (ver Tabla 1), escribiéndose un código Python, el cual para cada uno de los 48 catálogos del *tile* se ordenó el *dataframe*, se cargaron y procesaron las coordenadas de sus fuentes estelares (*label* -1), convertidas al formato *SkyCoord* para facilitar los cálculos astronómicos. Luego, se identificó la fuente más próxima a las coordenadas de catálogo de cada una de estas estrellas. Este procedimiento es el estándar para seleccionar una fuente dentro de un catálogo determinado y permite garantizar que se seleccione el objeto más cercano en posición, incluso en catálogos con miles de millones de fuentes (Lang (2014), Sec. 3.2). Opcionalmente, se pueden usar otros parámetros como paralaje o movimiento propio para refinar la búsqueda, pera esta información no la provee VVV. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 2.

En una segunda etapa, con el objetivo de analizar y predecir las curva de luz de las estrellas seleccionadas, se implementaron dos enfoques principales de aprendizaje automático: *Gaussian Processes Regression* (GP) y *Random Forest Regression* (RF):

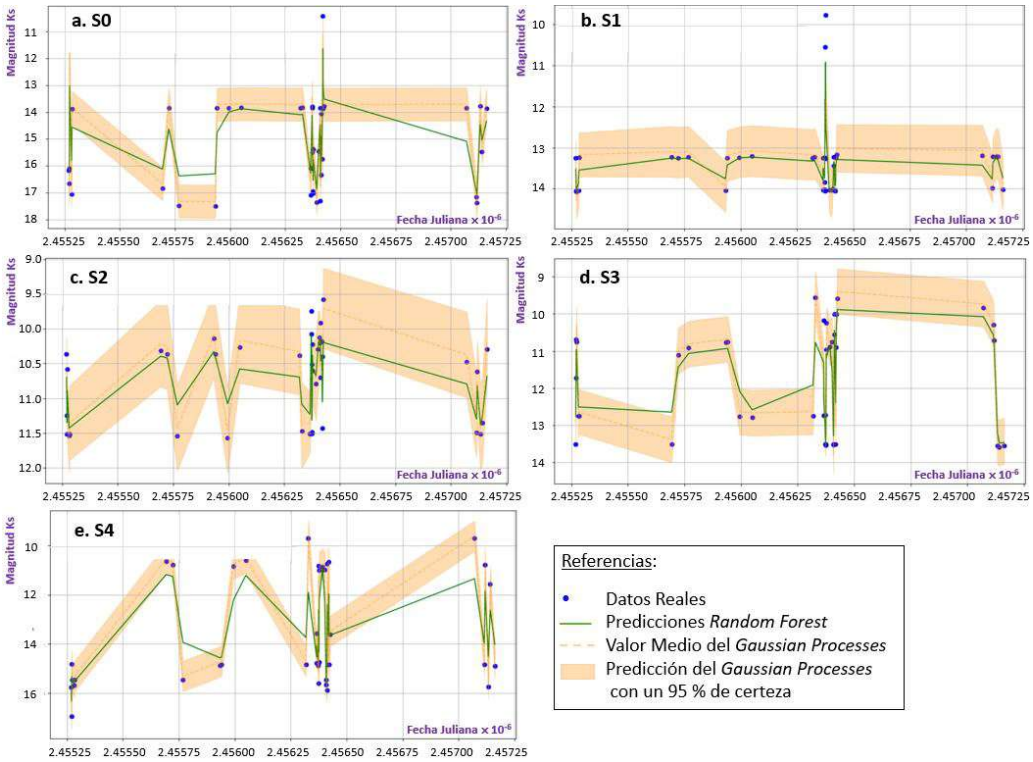


Fig. 1. Comparación de las predicciones de los modelos para las cinco fuentes seleccionadas: (a) S0, (b) S1, (c) S2, (d) S3 y (e) S4.

Id.	Error Abs. Medio (MAE)				Error Cuad. Medio (MSE)			
	GP	GP*b*	RF	RF*b*	GP	GP*b*	RF	RF*b*
S0	2.7	12.4	1.0	1.5	32.7	176.1	2.6	3.1
S1	2.1	9.4	0.3	1.5	22.9	114.6	0.6	0.8
S2	1.6	7.1	0.3	1.5	13.5	68.9	0.2	0.7
S3	1.9	8.8	0.7	1.5	17.6	98.2	1.1	2.2
S4	4.8	11.2	1.2	1.5	65.0	142.9	2.9	8.4

Tabla 3. Errores absoluto y cuadrático medios que permiten comparar los resultados obtenidos en cada uno de los métodos utilizados. En azul se indican los errores más bajos obtenidos, correspondientes al RF sin *bootstrapping*.

- GP: permite realizar predicciones sobre datos continuos, siendo un método de modelado estadístico basado en la teoría de los procesos estocásticos, donde cualquier punto en el espacio de entrada tiene una distribución normal (gaussiana); es particularmente útil para modelar la variabilidad de la luz de una estrella y hacer predicciones suaves con intervalos de confianza, especialmente cuando los datos tienen incertidumbre (Rasmussen, 2005).
- RF: posibilita manejar datos complejos y realizar predicciones precisas, al considerar múltiples factores que afectan la variabilidad de la luz de una estrella. Es un método de aprendizaje en conjunto (*ensemble learning*) que combina las predicciones de varios modelos (árboles de decisión) para mejorar la precisión y la robustez. Es especialmente útil para detectar patrones no lineales en los datos (Breiman, 2001).

Ambos modelos se ejecutaron con y sin *bootstrapping*. El *bootstrapping* (*b*) es una técnica estadística que consiste en generar múltiples muestras a partir de una única muestra original, mediante el muestreo con reemplazo. La misma permite estimar la distribución de un estadístico (como la media, la varianza, etc.) y evaluar la precisión de los modelos de predicción. En ocasiones, puede mejorar la precisión del modelo, especialmente en situaciones con datos limitados o ruidosos (Davison, 1997), como es nuestro caso. Para GP*b* definimos un *kernel* combinando uno constante y otro de función base radial, generando muestras de los datos originales y, para cada una de ellas, se entrenó un modelo *GaussianProcessRegressor* y se realizaron predicciones, las cuales fueron finalmente promediadas. De manera similar se procedió para RF*b*, entrenándose en este caso un modelo *RandomForestRegressor*.

Todo el trabajo fue desarrollado bajo el entorno *Google Colaboratory*. En la primera parte del mismo se reobtuvieron exitosamente las identificaciones de las fuentes realizadas oportunamente con el código *SACAMAN*, con diferencias entre las posiciones identificadas y las coordenadas de catálogo del orden de $0.1''$. Luego implementamos los procesos GP, GP*b*, RF y RF*b* a las 5 fuentes

seleccionadas, estimando los errores absolutos medio y cuadráticos medio correspondientes entre ellos. De este análisis, el mejor modelo resultó ser el RF, lo que indica que los resultados obtenidos se encuentran más próximos a los datos observados. En la Fig. 1 se resume las comparaciones realizadas entre los cuatro procedimientos para cada una de las estrellas de trabajo. Asimismo, en la Tabla 3 se indican los errores correspondientes a cada uno de los mismos, donde se utilizaron las métricas MAE (*Mean Absolute Error*) y MSE (*Mean Squared Error*).

5. Comparaciones con estudios recientes

En este trabajo aplicamos dos enfoques de aprendizaje automático, GP y RF, para analizar curvas de luz infrarrojas de estrellas de carbono con datos fotométricos extraídos del relevamiento VVV. Aquí comparamos la metodología empleada con estudios similares recientes:

- Ye et al. (2024) utilizaron un clasificador basado en RF para identificar estrellas de carbono en el rango óptico utilizando datos de Gaia DR3. Aunque demostraron una alta efectividad en la identificación de estas fuentes, los resultados resultarían pocos confiables en aquéllas ubicadas sobre el plano galáctico debido a la alta extinción por polvo de esta región de la galaxia. En contraste, utilizar datos de la fotometría *VVV+VVVx* resuelve esta limitación.
- Otros trabajos han empleado redes neuronales convolucionales y modelos basados en *transformers* para clasificar curvas de luz de estrellas variables, demostrando la capacidad que tienen los mismos para extraer patrones complejos de datos no procesados (Pan & Ting, 2024; Akhmetali et al., 2024). Sin embargo, estas técnicas suelen requerir grandes volúmenes de datos para entrenar modelos robustos, lo que puede no ser viable en estudios con conjuntos de datos limitados. En este sentido, nuestro trabajo es más eficiente en situaciones con menor cantidad de datos, ofreciendo además mayor interpretabilidad.
- Bassi et al. (2021) han destacado la importancia de reducir la dependencia del preprocesamiento manual y las transformaciones complejas de los datos, y de esta forma mejorar la generalización de los modelos. Nuestro trabajo se alinea con esta tendencia, al utilizar modelos capaces de manejar directamente datos observacionales con mínimos ajustes, facilitando su aplicación en estudios posteriores.

6. Conclusiones

Los cuatro modelos fueron evaluados utilizando las métricas de error MAE y MSE. Se concluye, en base a las mismas, que el modelo que representa mejor las curvas de luz de las cinco fuentes analizadas es el RF, con valores relativos entre un 50-130 % inferiores al RF*b*, y notablemente inferiores al GP y GP*b*. Esto se justifica teniendo en cuenta que el modelo RF preserva toda la información de las curvas de luz irregulares, mientras que RF*b*, GP y GP*b* introducen sesgos (submuestreo o suavizado) que degradan el ajuste. Los valores de las métricas obtenidas indican lo importante que resulta determinar todas las fluctuaciones, más teniendo en consideración la naturaleza fuertemente irregular de las curvas analizadas, como así también el hecho de que RF maneja bien las relaciones no lineales y complejas, sin asumir comportamientos suaves (Richards et al., 2011; Lakshminarayanan et al., 2016).

Con las predicciones del modelo RF se podrán estimar, con una buena aproximación, las curvas de luz de este grupo de estrellas, proporcionando una base inicial para futuros análisis. Para ello se prevé, por un lado, incorporar datos (ya disponibles) de otras fuentes similares con el objetivo de mejorar la base de aprendizaje; y por el otro, incorporar datos adicionales de relevamientos tales como Gaia, WISE o Spitzer, los cuales enriquecerán el modelo de aprendizaje, mejorando su capacidad predictiva y validando su aplicabilidad en muestras más grandes y variadas. Asimismo, implementarlo en otros tipos de estrellas variables permitirá evaluar su generalización y pertinencia, comparando con otras metodologías similares ya utilizadas.

Agradecimientos: En este trabajo se ha utilizado la base de datos SIMBAD, operada en CDS-Estrasburgo (Francia), y el soporte proporcionado por *Google Colaboratory*. Asimismo, los autores agradecen al/a la referí anónimo/a por sus sugerencias que mejoraron la presentación de este trabajo.

Referencias

Aguirre C., Pichara K. & Becker I., 2019, MNRAS, 482, 5078
Akhmetali A., et al., 2024, Galaxies, 12
Alksnis A., et al., 2001, Baltic Astronomy, 10, 1
Bassi S., Sharma K., Gomekar A., 2021, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 8
Breiman L., 2001, Machine Learning, 45, 5
Davison A. C. & Hinkley D.V., 1997, *Bootstrap Methods and their Application*, Cambridge Series in Statistical and Probabilistic Mathematics, Cambridge University Press
Lakshminarayanan B., Roy D.M., Teh Y.W., 2016, Advances in Neural Information Processing Systems, 29, 3140
Lang D., 2014, *Unifying the Universe: The Methodology of Astroinformatics*, Springer
Li Y.Y., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.10757
Merlo D.C., 2015, BAAA, 57, 111
Merlo D.C. & Ahumada J.A., 2018a, BAAA, 60, 14
Merlo D.C. & Gurovich S., 2018b, *Terceras Jornadas de Astrofísica Estelar*, 150–153
Minniti D., 2016, *Galactic Surveys: New Results on Formation, Evolution, Structure and Chemical Evolution of the Milky Way*, 10
Minniti D., et al., 2010, NewA, 15, 433
Pan J.S., Ting Yuan-Sen & Yu J., 2024, MNRAS, 528, 5890
Pan J.S., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2405.17156
Patel A., Baron D. & Graham M., 2024, BAAS, 56(2)
Paul S. & Chattopadhyay T., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2201.08755
Rasmussen C. E. & Williams C.K.I., 2005, *Gaussian Processes for Machine Learning*, The MIT Press
Richards J.W., et al., 2011, The Astrophysical Journal, 733, 10
Suh K.W., 2024, ApJS, 272, 16
Wenger M., et al., 2000, A&AS, 143, 9
Ye S., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2407.18754

Explorando los posibles orígenes de supernovas asociadas a explosiones de rayos gamma

L.M. Román Aguilar[1,2], M.C. Bersten[1,2,5], M.M. Saez[3,4] & K. Ertini[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Interdisciplinary Theoretical and Mathematical Sciences Program (iTHEMS), RIKEN, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
[4] *Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720*
[5] *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI),The University of Tokyo. Institutes for Advanced Study, The University of Tokyo, Kashiwa, Chiba 277-8583, Japan*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 25 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / El origen de las supernovas asociadas a explosiones de rayos gamma (GRB-SNs) sigue siendo un problema abierto en la astrofísica estelar. Estas supernovas han sido estudiadas mediante escenarios como el modelo de colapsar y el modelo de magnetar para explicar su formación. En este trabajo, analizamos los parámetros físicos derivados de una muestra de GRB-SNs y los comparamos con los publicados para otros grupos de supernovas. Hemos encontrado distintas correlaciones y separaciones entre grupos que podrían ser de utilidad para entender mejor el origen y la física de estos objetos. Además, presentamos el modelado hidrodinámico de la SN 2023pel, la GRB-SN más reciente que presentó una alta luminosidad y velocidades inferiores al promedio de estos objetos. Estas características sugieren un escenario de formación distinto. En particular, los mejores modelos hidrodinámicos para la SN 2023pel se obtuvieron al considerar un magnetar como principal fuente de energía.

Abstract / The origin of supernovae associated with gamma-ray bursts (GRB SNe) remains an open question in stellar astrophysics. Various scenarios have been proposed to explain their formation, with the collapsar and magnetar models being the most extensively studied. In this work, we analyze the physical parameters of a sample of GRB SNe and compare them with published data for other supernova groups. We have identified correlations and distinctions between groups that may provide better understanding about the origin and the underlying physics of these objects. We also present the hydrodynamic modeling of SN 2023pel, which exhibited unusually high luminosity and lower-than-average velocities for GRB SNe. These unique features led us to explore a different formation scenario, with the preferred model incorporating a magnetar as the primary energy source.

Keywords / gamma rays: stars — stars: magnetars — hydrodynamics — supernovae: individual (SN 2023pel)

1. Introducción

Las supernovas (SNs) asociadas a explosiones de radiación gamma (GRBs) han sido un tema de gran interés en la astrofísica estelar desde 1998, cuando se identificó por primera vez una asociación entre una SN y un GRB (GRB-SN) (Patat & Piemonte, 1998; Wang & Wheeler, 1998). Hasta ahora, estas SNs han sido clasificadas consistentemente como de tipo Ic con líneas anchas en sus espectros (Ic-BL), indicando deficiencia en H y He, así como energías cinéticas más altas que las SNs Ic normales (Woosley & Bloom, 2006; Soderberg et al., 2006; Drout et al., 2011). Además, se han observado SNs Ic-BL para las cuales no se ha detectado la presencia de un GRB asociado, por ejemplo SN 2002ap (Foley et al., 2003), PTF10qts (Taddia et al., 2019), SN 2020bvc (Ho et al., 2020).

El mecanismo de formación de estos objetos es aún desconocido, aunque distintos escenarios han sido propuestos. Particularmente, el modelo de colapsar (MacFadyen & Woosley, 1999; MacFadyen et al., 2001) y el modelo de magnetar (Usov, 1992; Metzger et al., 2007; Bucciantini et al., 2008; Metzger et al., 2011) son las propuestas más aceptadas y estudiadas en la literatura.

El estudio de las tasas de formación de estas SNs podría proporcionar información valiosa acerca de sus orígenes. Sin embargo, las GRB-SNs son parte de una población muy poco común, constituyendo un subgrupo de las SNs Ic-BL. Menos de una de cada cuatro SNs Ic-BL está asociada a la detección de un GRB (Finneran et al., 2024). A su vez, las SNs Ic-BL representan cerca del 3 % del total de SNs de envoltura removida (SE SNs) (Shivvers et al., 2017; Marongiu et al., 2019).

Hasta la fecha, se han detectado aproximadamente 60 GRB-SNs con distintos satélites y telescopios. Asimismo, se han descubierto conexiones entre SNs Ic-BL y *Flashes* de Rayos X (XRF), que se consideran eventos análogos a los GRBs, pero con menor luminosidad (Heise et al., 2001). Sin embargo, no todos ellos cuentan con cobertura temporal, fotométrica y espectroscópica adecuada para estudios detallados. Esto se debe a su alto corrimiento al rojo, lo que puede dificultar su seguimiento, salvo en contadas excepciones.

✉ *Contacto* / mroman94@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

La asociación más reciente de un GRB con una SN es el caso de la SN 2023pel, detectada el 13 de agosto de 2023 a las 03:34:56.997 UT por el Zwicky Transient Facility, y clasificada como Ic-BL (Agui Fernandez et al., 2023). El análisis espectroscópico del GRB proporcionó un valor de corrimiento al rojo de z = 0.360 (de Ugarte Postigo et al., 2023).

En este trabajo, presentamos un análisis de posibles correlaciones entre diferentes parámetros físicos obtenidos para una muestra de 8 GRB-SNs, estudiadas en Román Aguilar et al. (2024) (en adelante RA24). Dichas relaciones fueron también comparadas con otras muestras de objetos (ver Sec. 2). Luego, en la Sec. 3 mostramos el modelado hidrodinámico de la SN 2023pel, teniendo en cuenta sus curvas de luz (CLs) y la evolución de sus velocidades de expansión. Finalmente, en la Sec. 4 resumimos nuestras conclusiones.

2. Análisis comparativo de parámetros entre distintas muestras

En trabajos previos (Román Aguilar & Bersten, 2023 (en adelante RA23); RA24), hemos derivado parámetros físicos como la energía de explosión (E), la masa de níquel (M_{Ni}), la masa pre-explosión (M_{preSN}) y la masa eyectada (M_{ej}); para una muestra de tres SNs Ic-BL (RA23) y 8 GRB-SNs (RA24). En ambos trabajos, los objetos fueron seleccionados de manera que presentaran una buena cobertura temporal, fotométrica y espectroscópica, para poder realizar el modelado hidrodinámico de los mismos. Estas condiciones redujeron considerablemente el número de objetos a analizar. Para derivar los parámetros físicos, nos basamos en un código hidrodinámico unidimensional, que simula la explosión de la SN y reproduce CLs bolométricas y la evolución de las velocidades fotosféricas (ver detalles en Bersten et al., 2011). Particularmente, encontramos dos soluciones posibles para la mayoría de los casos de las GRB-SNs. Una familia asociada a alta masa ($M_{preSN} \sim 8 - 11\,M_\odot$) y otra a baja masa ($M_{preSN} \sim 3 - 6\,M_\odot$) (ver Tab. 2 de RA24). En el caso de las SNs Ic-BL, sus parámetros físicos derivados se muestran en la Tab. 1 de RA23.

En esta sección nos centramos en analizar posibles correlaciones o tendencias compartidas entre diferentes muestras de SNs y, de esta forma, explorar conexiones entre grupos. Para tal fin, incluimos también los parámetros de una muestra de 31 SE SNs estudiada por Taddia et al. (2018). Dichos objetos fueron modelados utilizando el mismo código hidrodinámico mencionado anteriormente, lo cual garantiza una mejor comparabilidad entre ellos.

Por razones de espacio, en este trabajo presentamos únicamente las relaciones de mayor interés. Un análisis de otras posibles correlaciones será abordado en un trabajo futuro. En el panel (a) de la Fig. 1 mostramos la comparación entre M_{ej} vs. E, en el panel (b) M_{Ni} vs. v_{peak}, y en el panel (c) el $\log(L_{peak})$ vs. M_{Ni}, donde v_{peak} y L_{peak} son parámetros observables que representan la velocidad medida al tiempo de máxima luminosidad y la luminosidad máxima, respectivamente.

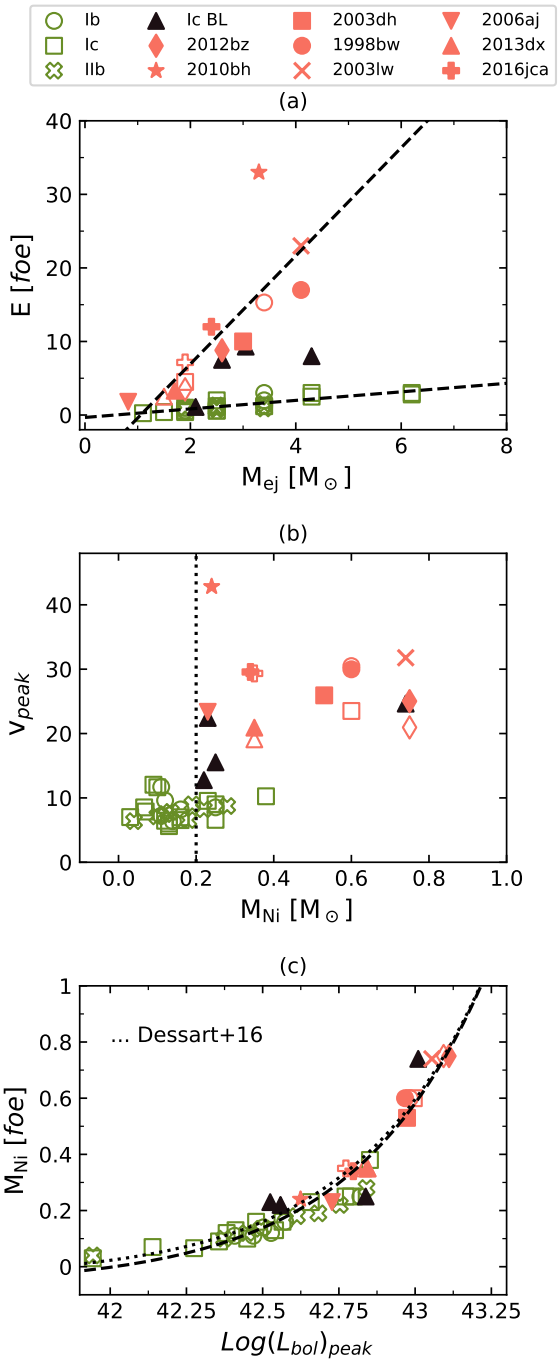


Fig. 1. Comparación entre parámetros de GRB-SNs (símbolos en naranja), SNs Ic-BL (símbolos en negro) y SE SNs (símbolos en verde). *Panel (a):* M_{ej} vs. E. *Panel (b):* M_{Ni} vs. v_{peak}. *Panel (c):* $\log(L_{peak})$ vs. M_{Ni}. Los símbolos en naranja con relleno representan los modelos de alta masa de las GRB-SNs y los símbolos en naranja sin relleno los modelos de baja masa.

Ambos fueron medidos del modelo óptimo de cada objeto. El panel (a) revela correlaciones entre E y M_{ej}, donde objetos con mayores M_{ej} son también más energéticos. Estas correlaciones difieren notablemente entre diferentes grupos: para las GRB-SNs esta relación es mucho más empinada, con una pendiente ~ 7.3 superior a ~ 0.6 para las SE SNs. Tanto las GRB-SNs como las SNs Ic-BL alcanzan valores de E más altos, en concordancia con su clasificación como Ic-BL, aunque los rangos de masa eyectada son similares en todos los grupos. Dado que M_{ej} se relaciona con la M_{preSN} mediante $M_{preSN} = M_{ej} + M_{cut}$, donde M_{cut} es la masa del remanente compacto post-explosión, esto indica que los modelos de alta masa requieren M_{cut} más grandes que los esperados para las SE SNs. Las M_{cut} de los modelos de alta masa comprenden valores entre 7 y 9 $M_\odot$, sugiriendo la formación de agujeros negros estelares, lo que respaldaría el escenario de colapsar para las GRB-SNs (ver más detalles en RA24). El panel (b) muestra que, aunque no exista una correlación clara entre M_{Ni} y v_{peak}, las GRB-SNs se ubican en una región diferenciada, con masas de níquel siempre superiores a ~ 0.2 $M_\odot$. En el panel (c) presentamos la relación entre $\log(L_{peak})$ y M_{Ni}. Esta relación ha sido previamente estudiada usando modelos analíticos de SE SNs. De esta figura, podemos observar un incremento más pronunciado en la masa de níquel para el grupo de GRB-SNs en comparación con otras SE SNs. Hemos encontrado un ajuste que podría ser de utilidad para determinar la masa de níquel a partir de la luminosidad bolométrica máxima para GRB-SNs, SNs Ic-BL y SE SNs. Dicho ajuste se muestra en línea discontinua negra en el panel (c). Adicionalmente, se muestra la relación obtenida por Dessart et al. (2016) (línea negra punteada), originalmente derivada para SE SNs. Aunque dicha relación fue propuesta para otros tipos de supernovas, encontramos que también se ajusta adecuadamente cuando se incluye el grupo de GRB-SNs, mostrando consistencia con nuestros modelos. Por otro lado, vemos que, independientemente de si se trata de modelos de alta o baja masa, las correlaciones entre parámetros y la distinción entre grupos de SNs se mantienen. Por último, cabe destacar que las SNs Ic-BL ocupan regiones intermedias entre ambos grupos, sugiriendo que podrían ser un puente que conecta a ambas familias.

Aunque las correlaciones encontradas son prometedoras, la estadística actual es limitada, por lo que la incorporación de más objetos permitiría alcanzar conclusiones con mayor solidez. Si bien es factible aumentar la muestra de SE SNs, ampliar la muestra de GRB-SNs resulta más difícil, debido a la rareza de estos objetos y la dificultad de hacer seguimientos detallados, dado su frecuente alto corrimiento al rojo.

3. SN 2023pel

En esta sección presentamos el modelado hidrodinámico de la SN 2023pel, la más reciente asociación con un GRB. Al igual que en los trabajos previos de GRB-SNs y SNs Ic-BL (RA23 y RA24), además de modelar las CLs bolométricas, incluimos la evolución de las velocidades fotosféricas como un observable adicional. Esto permite reducir la degeneración existente entre parámetros cuando se consideran únicamente las CLs. Hemos utilizado la línea de FeII como trazador de la fotósfera, como es usual en la literatura (Dessart & Hillier, 2005; Schulze et al., 2014). Por otro lado, hemos realizado nuestros propios cálculos bolométricos, basándonos en los datos fotométricos de Srinivasaragavan et al. (2024) (en adelante, S24) y aplicando las correcciones K necesarias para este objeto, dado su relativamente alto corrimiento al rojo ($z = 0.36$). Los datos espectroscópicos fueron obtenidos de S24 y Hussenot-Desenonges et al. (2024).

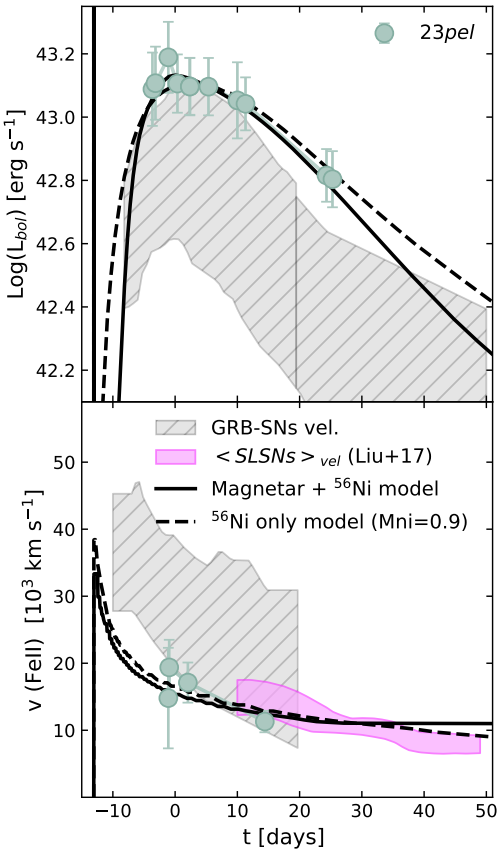


Fig. 2. Observaciones y modelos de SN 2023pel. *Panel superior:* CL bolométrica. *Panel inferior:* Velocidades fotosféricas y de la línea de Fe II. El tiempo se muestra en días desde el máximo de la CL. La línea continua negra representa nuestro modelo preferido (Sec. 3) para la SN 2023pel potenciado principalmente por un magnetar. La línea discontinua negra representa el modelo potenciado por ^{56}Ni (ver detalles en Sec. 3). La región gris sombreada representa los datos de CL (arriba) y velocidades (abajo) de la muestra de GRB-SNs estudiada en RA24. La región sombreada rosa denota el promedio de velocidades calculadas para SLSNs (Liu et al., 2017).

En la Fig. 2 comparamos a la SN 2023pel con nuestra

muestra previa de GRB-SNs (región gris sombreada). Notamos que la SN 2023pel destaca dentro del grupo de GRB-SNs, al presentar simultáneamente una de las mayores luminosidades de la muestra (panel superior) y velocidades en el límite inferior del rango de las GRB-SNe (panel inferior). De hecho, sus velocidades se asemejan más al promedio de las reportadas para SLSNs (región rosa sombreada) (Liu et al., 2017).

Fuentes de energía extra, como los magnetares, han sido propuestas en la literatura para potenciar supernovas luminosas, siendo esta una de las más aceptadas (Kasen & Bildsten, 2010). El código hidrodinámico que disponemos cuenta con la capacidad de incorporar la presencia de un magnetar. En dicho caso, además de los parámetros libres usuales como la E, la M_{Ni} y la M_{preSN}, el código adopta también el período de rotación inicial (P) y la magnitud del campo magnético (B) como parámetros libres (ver más detalles en Bersten et al., 2016).

Al modelar este objeto, identificamos una solución basada en un modelo potenciado por ^{56}Ni. Los parámetros obtenidos son: E = 1.6 foe, $M_{Ni} = 0.90\,M_\odot$, $M_{ej} = 1.9\ M_\odot$, considerando una M_{cut} de 1.4 $M_\odot$, este modelo se muestra en línea negra discontinua en la Fig. 2. Aunque este modelo resulta aceptable, plantea ciertas dificultades físicas. La M_{Ni} necesaria para reproducir las altas luminosidades es considerablemente elevada, especialmente teniendo en cuenta la masa de progenitor asumida, resultando en valores de $M_{Ni}/M_{ej} \gg 0.07$ que son los usualmente esperados para las GRB-SNs (Cano, 2013). Como mencionamos previamente, fuentes extra de energía han sido propuestas para potenciar el brillo de objetos luminosos. Un caso de ello fue la SN 2011kl, la GRB-SN más luminosa hallada hasta la fecha, para la cual fue propuesto un magnetar como motor central (Greiner et al., 2015; Bersten et al., 2016; Kann et al., 2019). Por ello, decidimos poner a prueba un modelo potenciado principalmente por un magnetar para explicar las características de la SN 2023pel. Encontramos un modelo satisfactorio (línea negra continua de la Fig. 2) caracterizado por los siguientes parámetros físicos: E = 2.3 foe, $M_{ej} = 3.4\ M_\odot$ considerando $M_{cut} = 1.6\ M_\odot$ y $M_{Ni} = 0.24\ M_\odot$, con un período de P = 3.2 ms y un campo magnético $B = 28 \times 10^{14}$ G.

A pesar de haber encontrado dos posibles soluciones para explicar las altas luminosidades y bajas velocidades de esta SN, consideramos que el modelo combinado de magnetar+^{56}Ni es más realista. Esto se debe principalmente a que el modelo potenciado únicamente por ^{56}Ni necesita valores de M_{Ni} muy altos, dando como resultado cocientes de $M_{Ni}/M_{ej} \sim 0.47$, mucho mayores a los esperados para estos objetos.

4. Conclusiones

Existen aún varias interrogantes acerca del orígen de las GRB-SNs y cuál es su conexión con las SNs Ic-BL, las SLSNs y las SE SNs. Las comparaciones entre grupos y estudios detallados de objetos individuales, como los que hemos presentado, pueden ser útiles para entender mejor su origen físico. Hemos encontrado algunas evidencias de separaciones entre ciertos grupos de SNs y relaciones entre parámetros que podrían ayudar a determinar las propiedades características de cada grupo. Además, encontramos que los magnetares podrían ser útiles para explicar los observables de objetos muy brillantes con bajas velocidades. Sin embargo, la baja estadística actual no nos permite llegar a conclusiones definitivas. En el futuro, esperamos incorporar una mayor cantidad de objetos a nuestro análisis y profundizar en el estudio de estas relaciones, para determinar si son verdaderamente genuinas o se deben a fluctuaciones estadísticas.

Agradecimientos: Agradecemos al árbitro por sus valiosos comentarios y sugerencias, los que han contribuido a mejorar este trabajo.

Referencias

Agui Fernandez J.F., et al., 2023, GCN, 34597, 1
Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
Bucciantini N., et al., 2008, MNRAS, 383, L25
Cano Z., 2013, MNRAS, 434, 1098
de Ugarte Postigo A., et al., 2023, GCN, 34409, 1
Dessart L., Hillier D.J., 2005, A&A, 439, 671
Dessart L., et al., 2016, MNRAS, 458, 1618
Drout M.R., et al., 2011, ApJ, 741, 97
Finneran G., Cotter L., Martin-Carrillo A., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2411.11503
Foley R.J., et al., 2003, PASP, 115, 1220
Greiner J., et al., 2015, Nature, 523, 189
Heise J., et al., 2001, *Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era*, 16–21, Springer Berlin Heidelberg
Ho A.Y.Q., et al., 2020, ApJ, 902, 86
Hussenot-Desenonges T., et al., 2024, MNRAS, 530, 1
Kann D.A., et al., 2019, A&A, 624, A143
Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
Liu Y.Q., Modjaz M., Bianco F.B., 2017, ApJ, 845, 85
MacFadyen A.I., Woosley S.E., 1999, ApJ, 524, 262
MacFadyen A.I., Woosley S.E., Heger A., 2001, ApJ, 550, 410
Marongiu M., et al., 2019, ApJ, 879, 89
Metzger B.D., Thompson T.A., Quataert E., 2007, ApJ, 659, 561
Metzger B.D., et al., 2011, MNRAS, 413, 2031
Patat F., Piemonte A., 1998, IAUC, 6918, 1
Román Aguilar L.M., Bersten M.C., 2023, BAAA, 64, 68
Román Aguilar L.M., Saez M.M., Bersten M.C., 2024, BAAA, 65, 98
Schulze S., et al., 2014, A&A, 566, A102
Shivvers I., et al., 2017, PASP, 129, 054201
Soderberg A.M., et al., 2006, ApJ, 638, 930
Srinivasaragavan G.P., et al., 2024, ApJL, 960, L18
Taddia, et al., 2018, A&A, 609, A136
Taddia F., et al., 2019, A&A, 621, A71
Usov V.V., 1992, Nature, 357, 472
Wang L., Wheeler J.C., 1998, ApJL, 504, L87
Woosley S., Bloom J., 2006, ARA&A, 44, 507

Análisis de variabilidad y evolución de una muestra de supergigantes B

A. Alberici Adam[1,2], L.S. Cidale[1,2], G.F. Avila Marín[3], M. Kourniotis[4], A. Christen[3] & W. Glatzel[5]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Universidad de Valparaíso, Chile*
[4] *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Ondrejov,Czech Republic*
[5] *Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Germany*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las supergigantes azules (BSGs) pueden estar en esta fase evolucionando directamente desde la secuencia principal o desde una etapa previa de supergigante roja (RSG) en lo que se conoce como un bucle azul. Esto hace difícil identificar si las BSGs están en una fase pre o post-RSG basándose únicamente en su ubicación en el diagrama de Hertzsprung-Russell. Discriminar entre estas dos opciones es posible estudiando los modos de pulsación. Sin embargo, su trayectoria evolutiva también puede verse afectada por otros factores, como pulsaciones excitadas por modos extraños o la presencia de una compañera. Por ello, en este trabajo se analizaron curvas de luz de una muestra de 4 BSGs con relación $\log(L/M) > 4$, para determinar sus periodos y cuasi-periodos. Se estudiaron los modos radiales de pulsación en base a un modelo lineal no adiabático, a fin de estimar una masa teórica para estas estrellas y abordar la discrepancia de masas. También se discute el posible estado evolutivo de la muestra y se evidencia la diferencia en las abundancias superficiales de CNO.

Abstract / Blue supergiant stars (BSGs) can exist in this phase either by evolving directly from the main sequence or a previous red supergiant (RSG) stage, in what is known as a blue loop. This makes it challenging to identify whether BSGs are in a pre or post-RSG phase based only on their location in the Hertzsprung-Russell diagram. Discriminating between these two scenarios is possible by studying their pulsation modes. However, their evolutionary path can also be influenced by other factors, such as strange mode pulsations or a companion's presence. In this work, we analyzed light curves of a sample of 4 BSGs with a $\log(L/M) > 4$ ratio to determine their periods and quasi-periods. Radial pulsation modes were studied using a linear non-adiabatic model to estimate a theoretical mass for these stars and address the mass discrepancy problem. The possible evolutionary state of the sample is also discussed, and the differences in surface abundances of CNO elements are highlighted.

Keywords / stars: evolution — stars: binaries: general — stars: variables: general

1. Introducción

Tras el agotamiento del hidrógeno en sus núcleos, las estrellas masivas inician la quema de helio, una transición que ocurre de manera gradual a lo largo de miles de años, manteniendo una luminosidad constante. En este contexto, las supergigantes azules (BSGs) pueden encontrarse en esta fase de transición al abandonar la SP y evolucionar hacia la fase de supergigante roja (RSG), o bien pueden haber atravesado ya la fase RSG y encontrarse en lo que se conoce como un bucle azul (Ekström et al., 2012). El límite de masa necesario para que una estrella desarrolle un bucle azul depende críticamente de los procesos de mezcla y de la tasa de pérdida de masa, dos factores fundamentales en la evolución estelar que suelen modelarse con incertidumbre. Esto dificulta, desde un punto de vista observacional, la identificación de si las BSGs se encuentran en una fase pre- o post-RSG, ya que su posición en el diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) no es suficiente para determinarlo. Una solución a esta ambigüedad proviene del análisis de sus modos de pulsación (Saio et al., 2013). Los modos de oscilación típicos en estas estrellas son los modos p y g, excitados por el mecanismo κ (Pamyatnykh, 1999), pero también se pueden encontrar modos excitados por el mecanismo ϵ (Unno et al., 1989), modos extraños de pulsación (Saio et al., 1998; Glatzel, 2009) los cuales han sido asociados con eventos de pérdida de masa variable Kraus et al. (2015); Haucke et al. (2018); Cidale et al. (2023), y excitaciones estocásticas generadas por diversos mecanismos (Aerts & Rogers, 2015). La presencia de una compañera binaria también puede alterar significativamente la evolución de la estrella (Farrell et al., 2019). Recientemente se ha planteado la posibilidad de que una fracción significativa de BSGs sean el resultado de fusiones binarias (Menon et al., 2024). Además, la detección de estrellas pulsantes en sistemas binarios tiene un impacto directo en varios problemas fundamentales, como la discrepancia de masas (Herrero et al., 1992), la teoría de interiores estelares y los modelos de evolución estelar (Murphy, 2018).

✉ *Contacto* / aldialb@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

Tabla 1. Parámetros estelares de la muestra de BSGs tomados de Haucke et al. (2018).

Objeto	$\log(T[\mathrm{K}])$ dex	$R_\star$ $[\mathrm{R}_\odot]$	$\log(L/L_\odot)$ dex	$\log(L/M)$ dex
HD 52382	4.33 ± 0.02	21	4.94 ± 0.32	4.29
HD 74371	4.13 ± 0.01	73	5.23 ± 0.19	4.17
HD 79186	4.19 ± 0.01	61	5.33 ± 0.38	4.21
HD 99953	4.27 ± 0.02	25	4.87 ± 0.37	4.22

El acceso a datos fotométricos de alta precisión provenientes de TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) (Ricker et al., 2014) posibilita el análisis de cuatro BSGs: HD 52382, HD 74371, HD 79186 y HD 99953. Este trabajo tiene como objetivo estimar las masas astrosismológicas de estas estrellas y contrastarlas con las derivadas de modelos evolutivos tomados de Ekström et al. (2012) y técnicas espectroscópicas, a fin de discutir el problema de la discrepancia de masas. Para ello, se examinaron sus curvas de luz con el propósito de determinar periodicidades, las cuales fueron comparadas con los modos teóricos de pulsación obtenidos a partir de un análisis lineal no adiabático respecto a perturbaciones radiales.

2. Observaciones

Los objetos listados en la Tabla 1 fueron seleccionados de Haucke et al. (2018) en base a su alta relación masa-luminosidad, lo que los convierte en candidatos para exhibir modos extraños de pulsación. Obtuvimos curvas de luz de alta cadencia (120 s) de TESS desde el Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). Los datos utilizados corresponden a valores de flujo corregidos por errores sistemáticos y convertidos a magnitud mediante la fórmula $\Delta m = -2.5 \log(F)$, donde F es la columna $PDCSAP_FLUX$ de los datos de TESS.

3. Metodología

3.1. Métodos de análisis de series temporales

Para un estudio detallado de las curvas de luz de estrellas masivas, es esencial emplear herramientas de análisis de señales complementarias que brinden una visión completa (Alberici Adam et al., 2023). En este trabajo utilizamos el periodograma de Lomb-Scargle (LSP, Lomb, 1976; Scargle, 1982), ampliamente conocido para analizar señales estacionarias, y la Transformada Wavelet (WWZ), basada en la función wavelet de Morlet (Foster, 1996). Este último método es especialmente útil para estudiar señales con variaciones cuasi-regulares, permitiendo analizar la evolución temporal de parámetros como frecuencia, amplitud y potencia.

El análisis de Lomb-Scargle se realizó utilizando el paquete TIMESERIES.LOMBSCARGLE del módulo ASTROPY (Astropy Collab. et al., 2013) en PYTHON . Las frecuencias se identificaron mediante un proceso iterativo, seleccionando en cada iteración la frecuencia de mayor amplitud. Este procedimiento se repitió hasta

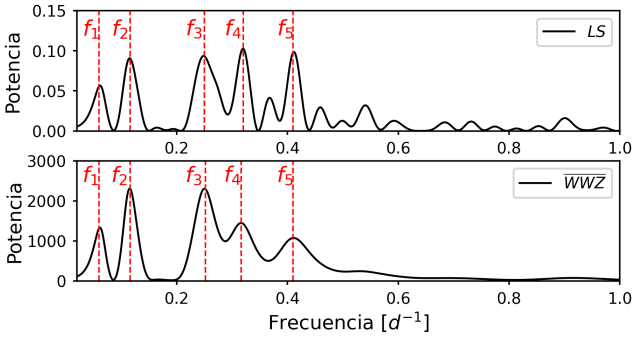


Fig. 1. Análisis de frecuencias para el sector 10 de HD 99953. Las frecuencias independientes están marcadas en rojo.

que las frecuencias identificadas quedaron por debajo del nivel de falsa alarma, fijado en un 95 % de confianza (Baluev, 2008). Para el análisis *wavelet*, se empleó el paquete LIBWWZ de PYTHON, considerando aquellas frecuencias con picos máximos en el diagrama de potencia promedio (ver Fig. 1). Una frecuencia se consideró combinación lineal de otras si la diferencia entre las frecuencias observadas y predichas no superaba la resolución de Rayleigh de los datos (Bognár, Zs. et al., 2015). En ambas técnicas, las incertidumbres se estimaron mediante 1000 simulaciones Monte Carlo, considerando el error intrínseco en magnitud de las mediciones de TESS.

3.2. Modelo lineal no adiabático

A partir de las mediciones de luminosidad y temperatura efectiva tomadas de Haucke et al. (2018) y asumiendo metalicidad solar, se construyeron modelos de envoltura, integrando las ecuaciones de conservación de masa, equilibrio hidrostático y transporte de energía desde la fotosfera hasta alcanzar una temperatura de 10^7 K (Yadav & Glatzel, 2016; Yadav et al., 2018; Parida et al., 2024). Las opacidades se tomaron de las tablas OPAL (Iglesias & Rogers, 1996), y la convección se trató bajo la teoría estándar de longitud de mezcla (ver, e.g., Böhm-Vitense, 1958). Ante la incertidumbre en la masa, se construyeron modelos variando este parámetro dentro de un rango compatible con la masa espectroscópica derivada del trabajo de Haucke et al. (2018). Los modelos fueron sometidos a un análisis de estabilidad lineal no adiabática frente a perturbaciones radiales (Gautschy & Glatzel, 1990), siguiendo las ecuaciones y condiciones de contorno descritas en Baker & Kippenhahn (1962). El análisis de estabilidad proporciona un conjunto de autovalores complejos σ, cuyas partes reales corresponden a frecuencias de oscilación y las imaginarias a tasas de inestabilidad o amortiguamiento de los modos.

Para los diversos objetos los resultados se presentan en términos de los períodos de pulsación en función de la masa (ver Fig. 2). De este modo, la masa puede estimarse comparando los modos inestables con los períodos observados. Este enfoque asume que los períodos determinados linealmente son equivalentes a los períodos observados de pulsación, una suposición válida para inestabilidades moderadas. Las inestabilidades fuertes tienden a inflar las envolturas al evolucionar hacia el régimen no

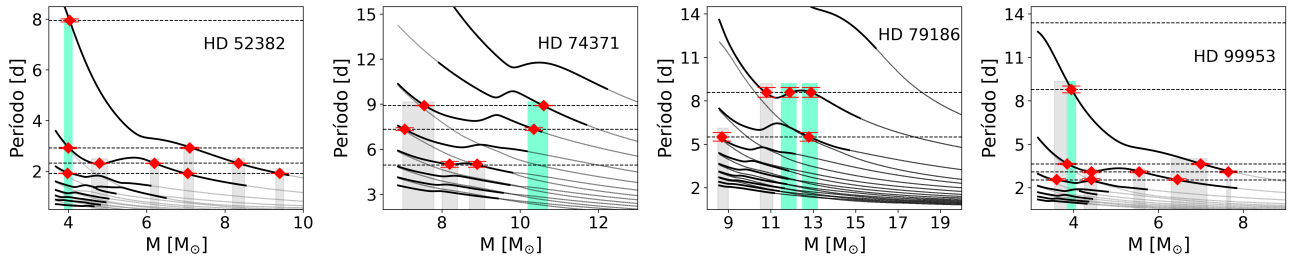


Fig. 2. Diagrama modal para la muestra de estrellas. Las líneas gruesas representan modos excitados y las delgadas, modos amortiguados. Las líneas punteadas indican los períodos independientes observados. Las intersecciones con los modos de pulsación están señaladas con diamantes rojos. Los rangos de masa posibles considerando el error en período se indican en gris, destacándose en verde los más probables de acuerdo al análisis individual de cada objeto.

lineal (Yadav et al., 2021). Como resultado, los períodos finales de pulsación son mayores que sus contrapartes lineales y deben interpretarse con precaución.

Tabla 2. Períodos encontrados para la muestra de BSGs.

Objeto	P [d] Lit.	P [d]
HD 52382	-	1.92; 2.32; 2.91; 7.94
HD 74371	2.9[a]; 5.2[a]; 7.7[a]; 8.3[b,e]	5.01; 7.33; 8.77
HD 79186	78.6[c]	5.49; 8.57
HD 99953	17.7[d]	2.53; 3.08; 3.60 8.77; 13.37

Ref.: [a]van Genderen et al. (1989), [b]Lefèvre et al. (2009), [c]Underhill (1984), [d]Sterken (1977), [e]Koen & Eyer (2002).

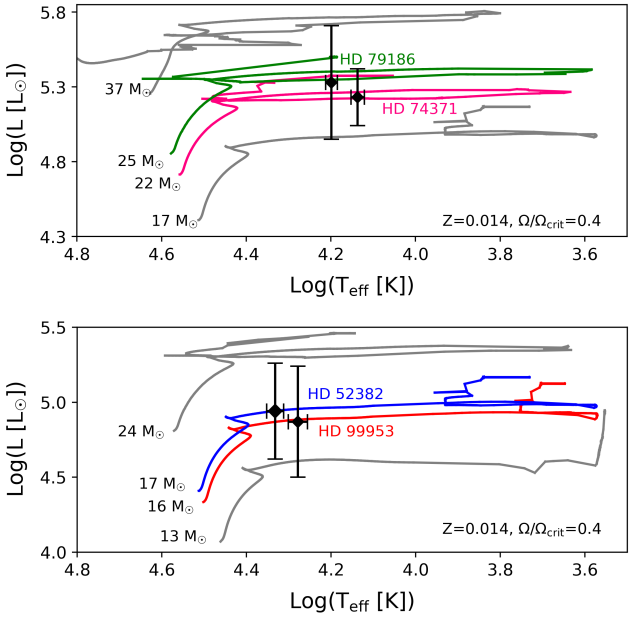


Fig. 3. Diagrama HR con la ubicación de la muestra de BSGs según L y Teff de Haucke et al. (2018). Se superponen las trayectorias evolutivas tomadas de Ekström et al. (2012).

4. Resultados

Los períodos identificados para cada objeto de la muestra se listan en la Tabla 2, junto con aquellos previamente reportados en la literatura.

Para HD 52382 y HD 99953, las trayectorias evolutivas en el diagrama HR sugieren masas iniciales de 17 $M_\odot$ y 16 $M_\odot$, respectivamente (ver Fig. 3). No obstante, los modelos astrosismológicos indican masas significativamente menores. En la Fig. 2, se evidencia que para HD 52382 ninguno de los rangos de masa allí señalados explica todos los períodos observados. Se descartó del análisis el triplete de períodos 1.92, 2.32 y 2.91 días, cuya separación en frecuencia sugiere la presencia de modos p no radiales (Saio, 1993). El período restante de 7.94 días apunta a una masa de 4 $M_\odot$. De manera similar, para HD 99953 se descartó el triplete de períodos 2.53, 3.08 y 3.60 días, cuyo espaciado regular en periodo indica posibles modos g no radiales (Saio, 1993). El período de 13.37 días encontrado no corresponde a ningún modo de pulsación excitado, por lo que fue descartado, y se sugiere un origen rotacional consistente con un ángulo de inclinación $i = 32°$. Finalmente, el período restante de 8.77 días apunta a una masa de 3.95 $M_\odot$ (ver Fig. 2).

Para ambas estrellas, las masas espectroscópicas resultan significativamente menores que las masas evolutivas, pero mayores que las masas astrosismológicas (ver Tabla 3). De acuerdo con estimaciones realizadas por Haucke (2018), estos objetos muestran enriquecimiento de NII, OII y deficiencia de CII, además de indicios de interacción con el medio interestelar. Esto sugiere etapas evolutivas avanzadas y posibles eventos previos de pérdida de masa. Un escenario de fusión entre dos estrellas menos masivas podría potencialmente explicar la gran diferencia entre la masa evolutiva y las masas espectroscópicas y astrosismológicas. Este proceso podría causar un aumento de luminosidad debido al aporte energético de la fusión, como se ha observado en la supergigante B[e] R4 (Wu et al., 2020) y propuesto recientemente para otra BSG, HD 52089 (Sánchez Arias et al., 2023).

Para HD 74371 y HD 79186, las trayectorias evolutivas sugieren masas iniciales de aproximadamente 22 $M_\odot$ y 25 $M_\odot$, respectivamente, ubicándolas en una región intermedia del diagrama HR (ver Fig. 3). En el caso de HD 74371, una masa de 10.45 $M_\odot$ explica dos de los períodos detectados, 7.33 y 8.77 días, siendo consisten-

Tabla 3. Masas obtenidas para la muestra de BSGs. Si la estrella se encuentra en el "bucle azul", se presentan dos valores de masa evolutiva. Para las masas astrosismológica y evolutiva, se indica el valor medio y la dispersión asociada, derivadas de los errores en período y $T_{\rm eff}$, respectivamente.

Objeto	M. Ast. $\pm$ σ [$M_\odot$]	M. Evo. $\pm$ σ [$M_\odot$]	M. Espec. [$M_\odot$]
HD 52382	4.00 ± 0.10	16.62 ± 0.01	6.85 ± 1.76
HD 74371	10.45 ± 0.25	21.11 ± 0.01 9.51 ± 0.03	16.45 ± 3.05
HD 79186	11.85 ± 0.35 12.85 ± 0.35	23.58 ± 0.05 11.31 ± 0.05	19.11 ± 5.15
HD 99953	3.95 ± 0.10	15.66 ± 0.01	6.57 ± 1.74

te con la masa evolutiva si la estrella está regresando de la fase RSG (ver Tabla 3). El período restante de 5 días podría deberse a pulsaciones no radiales, dado que el análisis *wavelet* reveló un comportamiento no sinusoidal. Haucke (2018) estimó una deficiencia de NII y OII, características de una BSG joven. Por otro lado, para HD 79186, el valor de masa consistente con todos los períodos detectados es de $12.85\,M_\odot$, en concordancia con la masa evolutiva al volver de la etapa de RSG ($11.31\,M_\odot$). Alternativamente, una masa de $11.85\,M_\odot$ brinda un mejor ajuste, explicando solo el período de 8.57 días. Crowther et al. (2006) reportó material moderadamente procesado para esta estrella, lo que va en concordancia con la estimación realizada por Haucke (2018). Finalmente para HD 74371 y HD 79186, la masa espectroscópica discrepa con las otras estimaciones, alineandose mejor con un estado pre-RSG, evidenciando el problema de la discrepancia de masas (Herrero et al., 1992).

5. Conclusiones

Analizamos curvas de luz TESS de cuatro BSGs para identificar períodos asociados a pulsaciones. Usando modelos, evaluamos la estabilidad de sus envolturas frente a perturbaciones radiales y comparamos las pulsaciones teóricas con los datos observados, estimando masas mediante astrosismología por primera vez para estos objetos. Contrastamos los resultados obtenidos con valores espectroscópicos (Haucke et al., 2018) y con trayectorias evolutivas tomadas de (Ekström et al., 2012).

Concluimos que, en el caso de HD 52382 y HD 99953, las discrepancias encontradas en las masas y en las estimaciones sobre sus abundancias químicas, no permiten dilucidar su estado evolutivo. Un escenario de fusión binaria podría explicar su exceso de luminosidad, derivando en trayectorias evolutivas asociadas a objetos más masivos. Para HD 74371, los modelos astrosismológicos y evolutivos sugieren una fase post-RSG; sin embargo, la masa espectroscópica respalda un estado pre-RSG. Finalmente, para HD 79186 se encontró una mayor concordancia con un estado evolutivo avanzado de post-RSG, aunque persisten discrepancias con la masa espectroscópica.

A futuro, se propone realizar un estudio detallado de la variabilidad espectroscópica de la muestra, realizar mediciones propias de sus abundancias químicas y refinar los modelos de pulsación en el régimen no lineal. Por último, considerar trayectorias evolutivas de sistemas binarios podría permitir identificar su pertenencia a un sistema múltiple y/o descartar un escenario de fusión binaria.

Agradecimientos: Los autores agradecen el financiamiento otorgado en el marco del Programa de Investigación e Innovación de la Unión Europea, Horizonte 2020 (2014-2020), a través del acuerdo de subvención Marie Sklodowska-Curie Nº 823734. Asimismo, agradecemos el apoyo financiero del CONICET (PIP 1337) y de la Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos 11G/160), Argentina.

Referencias

Aerts C., Rogers T.M., 2015, ApJL, 806, L33
Alberici Adam A., et al., 2023, Galaxies, 11, 69
Astropy Collab., et al., 2013, A&A, 558, A33
Baker N., Kippenhahn R., 1962, ZA, 54, 114
Baluev R.V., 2008, MNRAS, 385, 1279
Bognár, Zs., et al., 2015, A&A, 581, A77
Böhm-Vitense E., 1958, ZA, 46, 108
Cidale L.S., et al., 2023, A&A, 677, A176
Crowther, Lennon, Walborn, 2006, A&A, 446, 279
Ekström S., et al., 2012, A&A, 537, A146
Farrell E.J., et al., 2019, A&A, 621, A22
Foster G., 1996, AJ, 112, 1709
Gautschy A., Glatzel W., 1990, MNRAS, 245, 154
Glatzel W., 2009, Communications in Asteroseismology, 158, 252
Haucke, et al., 2018, A&A, 614, A91
Haucke M., 2018, *Propiedades de los vientos de las estrellas supergigantes B y estado evolutivo*
Herrero A., et al., 1992, A&A, 261, 209
Iglesias C.A., Rogers F.J., 1996, ApJ, 464, 943
Koen C., Eyer L., 2002, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 331, 45
Kraus M., et al., 2015, A&A, 581, A75
Lefèvre L., et al., 2009, http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912304, 507
Lomb N.R., 1976, Ap&SS, 39, 447
Menon A., et al., 2024, ApJL, 963, L42
Murphy S., 2018, *Pulsating stars in binary systems: a review*
Pamyatnykh A.A., 1999, AcA, 49, 119
Parida S., et al., 2024, MNRAS, 527, 7414
Ricker G.R., et al., 2014, J. Oschmann Jacobus M., M. Clampin, G.G. Fazio, H.A. MacEwen (Eds.), *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)*, vol. 9143, 914320
Saio H., 1993, Ap&SS, 210, 61
Saio H., Baker N.H., Gautschy A., 1998, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 294, 622
Saio H., Georgy C., Meynet G., 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 433, 1246–1257
Sánchez Arias J.P., et al., 2023, Galaxies, 11, 93
Scargle J.D., 1982, ApJ, 263, 835
Sterken C., 1977, A&A, 57, 361
Underhill A.B., 1984, ApJ, 285, 668
Unno W., et al., 1989, *Nonradial oscillations of stars*
van Genderen A.M., et al., 1989, A&AS, 79, 263
Wu S., et al., 2020, The Astrophysical Journal, 901, 44
Yadav A.P., Glatzel W., 2016, MNRAS, 457, 4330
Yadav A.P., Joshi S., Glatzel W., 2021, MNRAS, 500, 5515
Yadav A.P., Kühnrich Biavatti S.H., Glatzel W., 2018, MNRAS, 475, 4881

Estudio preliminar sobre ciclos de actividad en estrellas del tipo solar con rotación rápida

P.D. Colombo[1,2], A.P. Buccino[1,2], C.G. Oviedo[1], R. Ibañez Bustos[3], C.F. Martinez[4] & P. Mauas[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Observatoire de la Côte d'Azur, Francia*
[4] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 17 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los estudios observacionales sistemáticos realizados hasta el momento dedicados principalmente a estrellas de tipo solar, en el rango F a K tempranas, han detectado ciclos de actividad magnética similares al ciclo solar. Al analizar la longitud de los ciclos de actividad en estas estrellas en función de parámetros estelares como la tasa de rotación de la estrella, se ha detectado que esta relación no es unívoca sino que los períodos de actividad se distribuyen de manera discreta en dos ramas (inactiva y activa). Incluso se encontró que algunas estrellas de tipo solar, con períodos de rotación menores al solar, presentan dos ciclos de actividad co-existentes distribuidos en las dos ramas simultáneamente. En este trabajo, analizamos los registros de actividad de un conjunto de 29 estrellas, con períodos de rotación entre 3 y 20 días, con el objetivo final de detectar ciclos de actividad simples o dobles. Del conjunto de estrellas analizadas, se detectaron ciclos de actividad en 14 estrellas, de las cuales 5 presentaban ciclos dobles de actividad.

Abstract / Systematic observational studies carried out so far, mainly dedicated to solar-type stars in the F to early K range, have detected magnetic activity cycles similar to the solar cycle. By analysing the length of the activity cycles in these stars as a function of stellar parameters such as the star's rotation rate, it has been detected that this relationship is not univocal but that the activity periods are distributed discretely in two branches (inactive and active). Even been discovered that some solar-type stars, with rotation periods shorter than the solar one, present two coexisting activity cycles distributed in the two branches simultaneously. In this work, we analyse the activity records of a set of 29 stars, with rotation periods between 3 and 20 days, with the ultimate goal of detecting single or double activity cycles. Of the set of stars analyzed, we detected activity cycles in 14 stars, of which 5 presented double activity cycles.

Keywords / stars: activity — stars: rotation — stars: solar-type

1. Introducción

Los campos magnéticos que causan la "actividad estelar" son creados por la interacción entre la convección y la rotación estelar (dínamo estelar). Por lo tanto, la tasa de rotación es un parámetro determinante en la caracterización de la actividad cromosférica de una estrella.

Más aún, de relaciones empíricas se encontró que la tasa de rotación de las estrellas de tipo solar se correlaciona directamente con la longitud del ciclo de actividad (Böhm-Vitense 2007; Metcalfe et al. 2016). En particular, esta relación no parece ser unívoca sino que los períodos de actividad se distribuyen de manera discreta en dos ramas (inactiva y activa), incluso que algunas estrellas de tipo solar presentan dos ciclos de actividad co-existentes distribuidos en dos ramas simultáneamente. Se propone que este doble ciclo es el resultado de la acción local de la turbulencia del plasma (efecto α) operando simultáneamente en la superficie y en la tacoclina de la estrella (Böhm-Vitense, 2007; Buccino et al., 2020).

Con el fin de aportar una evidencia observacional a esta discusión, en este trabajo presentamos un estudio preliminar de la actividad de largo plazo de un conjunto de 29 estrellas de tipo solar, con períodos de rotación menores al del Sol. Para ello utilizamos espectros obtenidos con el espectrógrafo REOSC en CASLEO en el marco del Proyecto HKα (Buccino et al., 2024) y otras bases de datos públicas. El programa observacional Proyecto HKα nos brinda la posibilidad de detectar ciclos decadales. Este proyecto, que se desarrolla en CASLEO desde 1999, ha observado cerca de 100 estrellas FGK sostenidamente durante 24 años. En los trabajos, de Metcalfe et al. (2013) y Flores et al. (2017), se han empleado observaciones de este proyecto en conjunto con otras bases de datos y hemos detectado ciclos de actividad en las ramas activa e inactiva del diagrama de Böhm-Vitense, para las estrellas HD 22049 y HD 17051, respectivamente. En el presente trabajo, se plantea un estudio similar y sistemático para la muestra seleccionada.

2. Selección de la muestra

Con el objetivo de detectar ciclos largos (rama activa) y cortos (rama inactiva) simultáneos en estrellas de tipo

✉ *Contacto* / priscilacolombo99@gmail.com

Research article

solar con período de rotación menores al del Sol, entre 3 y 20 días, en este trabajo estudiamos una muestra de estrellas con períodos de rotación en este rango y que hubiesen sido observadas repetidamente a lo largo del Proyecto HKα. Por lo tanto, tomando como criterio los parámetros estelares, la cadencia y lapso de observación, acotamos la muestra a 29 estrellas. En la Tabla 1, se lista la muestra de estrellas estudiadas, sus parámetros principales, los datos observacionales de CASLEO y los resultados obtenidos a lo largo del trabajo. Los períodos de rotación de las estrellas de esta lista se toman únicamente de la literatura (Cincunegui et al., 2007; Metcalfe et al., 2010, 2013; Egeland et al., 2015).

3. Índice de Mount Wilson, series temporales y análisis de largo plazo

Para construir un registro de actividad de largo plazo para la muestra de estrellas de la Tabla 1, en primer lugar seleccionamos espectros propios de CASLEO, públicos de la base de datos de ESO, tomados con los espectrógrafos HARPS y FEROS y datos de la literatura (Baum et al., 2022). Sobre los espectros calculamos el *índice de Mount Wilson* (S) (Vaughan et al., 1978) siguiendo la metodología descrita en Ibañez Bustos et al. (2020).

Luego, calibramos los índices de HARPS y FEROS al S con la calibración disponible en Lovis et al. (2011) y Jenkins et al. (2008) respectivamente. Finalmente, intercalibramos los índices de CASLEO con mediciones cuasisimultáneas de índice S obtenido de espectros HARPS preferentemente, y FEROS en segundo lugar. En los escasos casos donde contábamos con índices extraídos de Baum et al. (2022), realizamos la intercalibración con estos índices, ya que corresponden directamente al *índice de Mount Wilson*.

Para detectar ciclos de actividad de largo plazo, calculamos el periodograma *Generalized Lomb-Scargle* (GLS) (Zechmeister & Kürster, 2009) utilizado previamente por el grupo en Ibañez Bustos et al. (2019a,b, 2020).

Una vez obtenidos los periodogramas GLS, se puede clasificar a las estrellas en cíclicas o no cíclicas. Se entiende por estrellas cíclicas aquellas que poseen una variabilidad significativa con una periodicidad pronunciada, que se observa en los periodogramas como un pico con un FAP menor al 10 %; mientras que las estrellas no cíclicas se pueden clasificar en: irregulares, que corresponde a una variabilidad significativa sin periodicidad pronunciada, con $< \sigma_S/S >\geq 7.3\,\%$ y constantes, para estrellas que no tienen variabilidad significativa donde $< \sigma_S/S >< 7.3\,\%$. El detalle de esta clasificación se encuentra en Colombo et al. (2024).

3.1. Estrellas cíclicas con doble ciclo

A modo de ejemplo de las estrellas cíclicas con doble ciclo se presenta HD 152391, clasificada como una estrella G8 V con una magnitud visual de $V = 6.64$, cuyo período de rotación es $P_{rot} = 11.43$ días (Cincunegui et al., 2007), de edad 4.6 Ga (Baum et al., 2022).

En la Fig. 1 se muestra la serie temporal del S calculado mediante las 31 observaciones de CASLEO obtenidas entre 2000 y 2018 y las 116 observaciones de HARPS entre 2003 y 2008, promediadas mensualmente. Además incluimos los 205 índices extraídos del paper de Baum et al. (2022), que también promediamos mensualmente, entre 2000 y 2020.

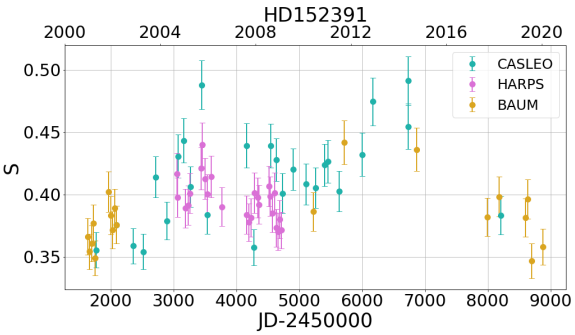


Fig. 1. Índices S de HD 152391, entre 2000-2020.

A partir de la Fig. 1 construimos el periodograma GLS que se presenta en la Fig. 2, donde se observa un pico significativo P=(3150.0 $\pm$ 214.5) días $\sim$ (8.6 $\pm$ 0.6) años, con un FAP = 0.002, en concordancia con el ciclo de (9.1 $\pm$ 0.1) años detectado en Baum et al. (2022).

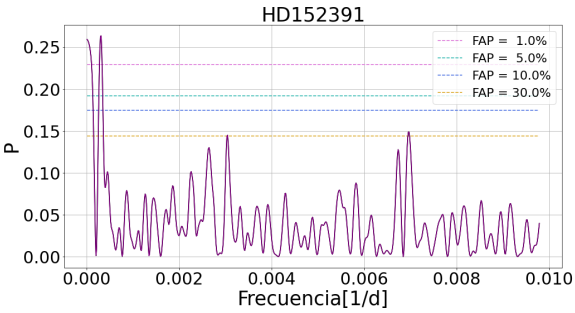


Fig. 2. Periodograma GLS correspondiente a HD 152391, que indica un ciclo de actividad de (3150.0 $\pm$ 214.5) días.

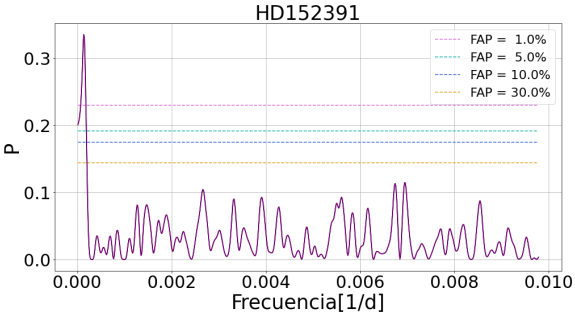


Fig. 3. Periodograma GLS correspondiente a HD 152391, que indica un ciclo de actividad de (7245.0 $\pm$ 910.0) días.

Además, al restarle la contribución de este período, se observa en la Fig. 3 que sigue presentando un ciclo

de P=(7245.0 ± 910.0) días ∼ (19.8 ± 2.5) años, con un FAP = 6.8×10^{-5}.

Detectamos dobles ciclos de actividad en 5 estrellas: HD 30495, HD 197076, HD 152391, HD 147513, HD 17925.

3.2. Estrellas cíclicas con un ciclo

En representación de las estrellas cíclicas con un solo ciclo detectado observamos HD 59967, una estrella de tipo espectral y clase de luminosidad G4 V, con un período de rotación de 10.26 días (Cincunegui et al., 2007) y una temperatura efectiva de 5847 K (Ramírez et al., 2014).

En la Fig. 4 se muestra la serie temporal del S obtenido de las 21 observaciones realizadas entre los años 2002 y 2019 en CASLEO y las 194 observaciones pertenecientes al espectrógrafo HARPS y FEROS efectuadas entre 2012 y 2023, promediadas mensualmente.

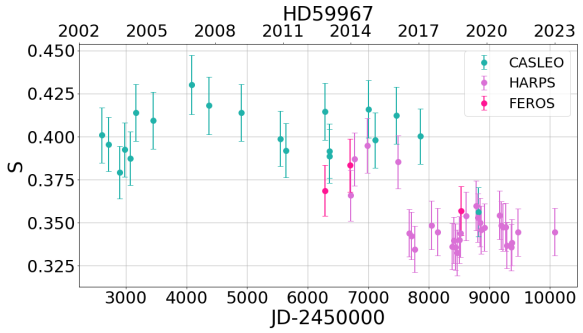


Fig. 4. Índices S de HD 59967, entre 2002-2023.

A partir de la serie temporal anterior, construimos el periodograma GLS correspondiente. Sin embargo, en una primera instancia parecía no presentar ciclo alguno, ya que prevalecía una tendencia de largo plazo, mayor al tiempo de observación. Al restar dicha tendencia, obtenemos la Fig. 5, donde se distingue un pico significativo de P=(427.2 ± 5.6) días ∼ (1.17 ± 0.02) años, con un FAP = 0.0032.

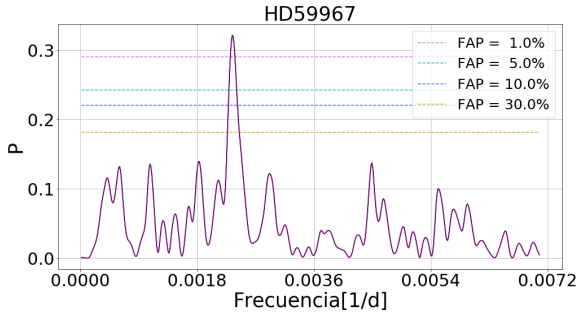


Fig. 5. Periodograma GLS correspondiente a HD 59967, que indica un ciclo de actividad de (427.2 ± 5.6) días.

Detectamos ciclos simples de actividad en 9 estrellas: HD 59967, HD 38392, HD 30495, HD 216803, HD 187923, HD 1835, HD 17051, HD 16673, HD 160691.

4. Períodos de actividad en función del período de rotación.

A modo de resumen en la Tabla 1 se sintetizan los resultados obtenidos en este trabajo para las estrellas de la muestra estudiada junto a sus principales características.

Una vez determinados los períodos de rotación y actividad confiables del conjunto de estrellas de interés, realizamos una gráfica donde se relaciona la longitud del ciclo de actividad con la tasa de rotación de la estrella, incluyendo datos de otros trabajos (Saar & Brandenburg, 1999; Metcalfe et al., 2010, 2013; Hall et al., 2007; Böhm-Vitense, 2007; Egeland et al., 2015).

Particularmente, Böhm-Vitense (2007) encontró que la relación entre ambas cantidades no es unívoca, sino que se distribuye en 2 ramas diferentes. En la Fig. 6 se muestra en rosa las estrellas pertenecientes a la rama activa (A) y en verde las de la rama inactiva (I). Las rectas rosa y verde punteadas son las obtenidas en Böhm-Vitense (2007), mientras que el Sol está indicado con el símbolo típico. Los valores unidos por lineas punteadas corresponden a períodos de la misma estrella, mientras que en amarillo son los resultados obtenidos durante este trabajo, para las estrellas que presentan un ciclo de actividad.

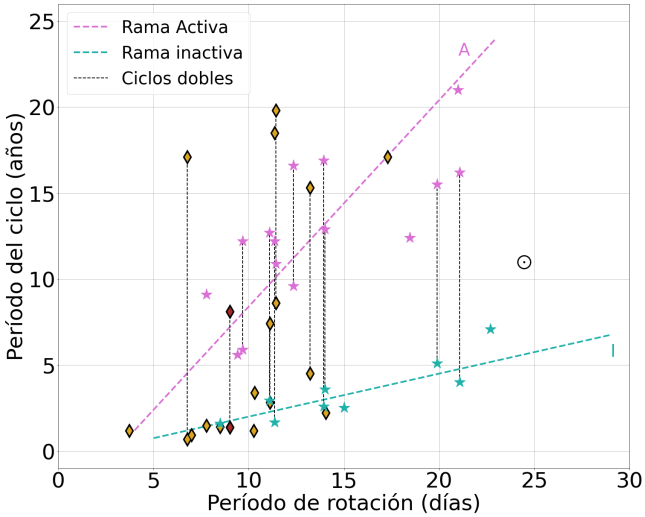


Fig. 6. Gráfico del período de actividad en función del período de rotación. Se muestra en rosa las estrellas pertenecientes a la rama activa (A) y en verde las de la rama inactiva (I). Los valores unidos por lineas punteadas corresponden a períodos de la misma estrella, mientras que en amarillo son los resultados obtenidos durante este trabajo. Particularmente, HD 147513 (en color marrón) se desplaza 0.5 días con respecto a su período de rotación, por solapamiento con HD 17051. Los ciclos de actividad y los períodos de rotación se obtuvieron de Saar & Brandenburg (1999); Metcalfe et al. (2010, 2013); Hall et al. (2007); Böhm-Vitense (2007); Egeland et al. (2015).

Del conjunto de 29 estrellas analizadas, se detectaron ciclos de actividad en 14 estrellas: HD 59967, HD 38392, HD 30495, HD 216803, HD 187923, HD 1835, HD 17051, HD 16673, HD 160691, HD 30495, HD 197076,

Tabla 1. Ciclos de actividad en estrellas de tipo solar. Selección de estrellas del tipo solar del Proyecto HKα (con 3 días $< P_{rot} <$ 20 días), sus parámetros principales, los años de observación en CASLEO, la cantidad de observaciones utilizadas de CASLEO y los resultados de este trabajo. Los períodos de rotación fueron tomados únicamente de la literatura (a-Cincunegui et al. 2007, b-Metcalfe et al. 2010), c-Metcalfe et al. 2013, d-Egeland et al. 2015).

ID	Tipo espectral	Time proc	#Obs	P_{rot}(d)	P^1_{act}(d)	P^2_{act}(d)	$< S >$	σ_S	Clase de Actividad
HD 11131	G0	2000-2022	33	5.21^a	-	-	0.3360	0.0316	Irregular
HD 120136	F6 IV	2002-2022	27	4.00^a	-	-	0.2016	0.0103	Constante
HD 130948	G1 V	2000-2014	16	6.40^a	-	-	0.3091	0.0298	Irregular
HD 147513	G5 V	2000-2022	34	8.50^a	2963.3 ± 254.2	500.1 ± 4.3	0.3016	0.0179	Ciclo doble
HD 152391	G8 V	2000-2018	31	11.43^a	3150.0 ± 214.5	7245.0 ± 910.0	0.3989	0.0311	Ciclo doble
HD 156026	K5 V	2002-2023	30	18.50^a	-	-	0.6898	0.04766	Constante
HD 157881	K5	2000-2022	26	7.29	-	-	1.6400	0.1380	Irregular
HD 160691	G3 IV-V	2000-2022	31	14.04^a	-	815.2 ± 12.6	0.1431	0.0126	Ciclo simple
HD 165185	G5 V	2000-2022	43	5.90^a	-	-	0.3356	0.0222	Constante
HD 16673	F6 V	2000-2021	40	7.00^a	-	340.1 ± 4.2	0.2096	0.0154	Ciclo simple
HD 17051	G0 V	2002-2022	62	8.50^b	514.6 ± 5.8	-	0.2340	0.0179	Ciclo simple
HD 17925	K1 V	2000-2022	38	6.76^a	6244.6 ± 851.6	252.9 ± 1.3	0.6459	0.0403	Ciclo doble
HD 1835	G3 V	2000-2021	37	7.78^a	-	536.1 ± 7.9	0.3353	0.0228	Ciclo simple
HD 187923	G0 V	2000-2014	16	$3{,}72^a$	425.5 ± 7.6	-	0.1525	0.0162	Ciclo simple
HD 188088	K3/4 V	2002-2022	23	16.50^a	-	-	0.5036	0.0813	Irregular
HD 197076	G5 V	2000-2021	12	13.21^a	1642.9 ± 90.9	5586.0 ± 826.7	0.1786	0.0153	Ciclo doble
HD 19994	F8 V	2001-2022	32	8.59^a	-	-	0.1638	0.0078	Constante
HD 20766	G2.5 V	2000-2022	35	12.10^a	-	-	0.2204	0.0238	Irregular
HD 216803	K4 V	2003-2022	21	10.30^a	1239.8 ± 39.4	-	1.1129	0.1428	Ciclo simple
HD 22049	K2 V	2000-2022	36	11.11^c	1027.7 ± 19.4	2706.3 ± 184.8	0.4192	0.0435	Ciclo doble
HD 30495	G3 V	2000-2022	34	11.36^d	6765.8 ± 1319.6	-	0.3036	0.0268	Ciclo simple
HD 35850	F7 V	2003-2023	27	0.91^a	-	-	0.4495	0.0283	Constante
HD 36435	G6/8 V	2002-2023	28	11.20^a	-	-	0.4127	0.0354	Irregular
HD 38392	K2 V	2000-2022	35	17.30^a	6243.1 ± 665.2	-	0.4568	0.0510	Ciclo simple
HD 38393	F7 V	2000-2015	36	13.22^a	-	-	0.1525	0.0073	Constante
HD 39917	G8 V	2000-2019	29	4.48^a	-	-	0.6260	0.0974	Irregular
HD 45067	F8 V	2000-2022	34	8.00^a	-	-	0.1209	0.0109	Irregular
HD 52265	G0 III-IV	2003-2022	23	9.42^a	-	-	0.1477	0.0171	Irregular
HD 59967	G4 V	2002-2019	20	10.26^a	-	427.2 ± 5.6	0.3683	0.0271	Ciclo simple

HD 152391, HD 147513, HD 17925. En la mayoría de los casos los períodos de actividad detectados pertenecen a la rama inactiva del diagrama P_{cyc}-P_{rot}, mientras que algunas estrellas cíclicas presentaron dobles ciclos de actividad. Cuatro de las estrellas estudiadas se encontraban tanto en nuestra muestra como en la muestra de referencia utilizada. El ciclo de HD 17051 y el ciclo corto de HD 22049 parecerían coincidir en ambas muestras, mientras que para el ciclo largo de HD 22049 se encuentra un valor diferente al reportado en Metcalfe et al. (2013). Por otro lado, se encuentra un ciclo corto para HD 1835, no reportado hasta el momento, pero el ciclo largo correspondiente a esta estrella, reportado en Saar & Brandenburg (1999), no se logró encontrar. Por último, encontramos un ciclo largo simple para HD 30495, que se encuentra por fuera del rango de períodos reportados en Egeland et al. (2015). Un análisis más exhaustivo será necesario para ser concluyente.

En resumen, en este trabajo preliminar se reportan 5 estrellas con dos ciclos de actividad co-existentes, las cuales dentro del margen de error pertenecen a la rama activa e inactiva del diagrama de Böhm-Vitense. Por otro lado, en la Fig. 6 podemos distinguir que hay 3 estrellas que presentan ciclos largos que superan los valores esperados de la rama activa. En caso de confirmarse estos resultados, se puede conjeturar que podrían pertenecer a la rama super-activa considerada en Saar & Brandenburg (1999).

Referencias

Baum A.C., et al., 2022, AJ, 163, 183
Böhm-Vitense E., 2007, ApJL, 657, 486
Buccino A.P., et al., 2020, MNRAS, 497, 3968
Buccino A.P., et al., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 87
Cincunegui C., Díaz R.F., Mauas P.J.D., 2007, A&A, 461
Colombo P.D., et al., 2024, BAAA, 65, 71
Egeland R., et al., 2015, ApJL, 812, 12
Flores M.G., et al., 2017, MNRAS, 464, 4299
Hall J.C., Lockwood G.W., Skiff B.A., 2007, AJ, 133, 862
Ibañez Bustos R.V., et al., 2019a, MNRAS, 483, 1159
Ibañez Bustos R.V., et al., 2019b, A&A, 628
Ibañez Bustos R.V., et al., 2020, A&A, 644
Jenkins J., et al., 2008, A&A, 458, 571
Lovis C., et al., 2011, ArXiv e-prints
Metcalfe T.S., Egeland R., van Saders J., 2016, ApJL, 826
Metcalfe T.S., et al., 2010, ApJL, 723, L213
Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
Ramírez I., et al., 2014, A&A, 572, A48
Saar S.H., Brandenburg A., 1999, ApJ, 524, 295
Vaughan A., Preston G., Wilson O., 1978, PASP, 90, 267
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

Explorando el impacto de los gradientes químicos en los procesos de mezcla del interior estelar

M.M. Ocampo[1,2], M.M. Miller Bertolami[1,2], L.G. Althaus[1,2] & F.C. Wachlin[2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 14 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Durante las diferentes etapas de evolución estelar se forman diversas zonas convectivas que alteran la estratificación química de las estrellas. Usualmente, en astrofísica se utiliza la denominada teoría de la longitud de mezcla (MLT, según sus siglas en inglés) para tratar el transporte de calor y, normalmente, se utiliza en conjunto con el criterio de inestabilidad de Schwarzschild, el cual desprecia el impacto de los gradientes de composición química en el desarrollo de la convección. Sin embargo, hacia el final de la quema del helio en el núcleo y durante los pulsos térmicos en la Rama Asintótica de las Gigantes, se producen procesos de estratificación en los cuales ocurren inversiones del gradiente químico, que producirían inestabilidades adicionales a las predichas por el criterio de Schwarzschild. Estas inestabilidades alterarían el perfil químico resultante en las estrellas enanas blancas y pre-enanas blancas respecto del predicho por la MLT, teniendo consecuencias observables en los modos de pulsación de dichos objetos. En el presente trabajo exploraremos una extensión de la MLT en la cual consideraremos las inestabilidades químicas como generadoras de inestabilidades convectivas y no convectivas. Esta teoría será aplicada en modelos de evolución estelar, en conjunto con la MLT estándar y con una tercera teoría de longitud de mezcla doblemente difusiva, y compararemos los resultados obtenidos, discutiendo los beneficios y dificultades de cada una.

Abstract / During the various steps of stellar evolution are formed convectives zones that alter the chemical stratification in stars. Usually, in astrophysics is used the Mixing Length Theory (MLT) for modeling the convective movement and, in general, it is used with the Schwarzschild instability criterion, which neglects the impact of chemical composition gradients in the development of convection. However, towards the end of central helium burning and during the thermal pulses in the Asymptotic Giant Branch (AGB) are produced stratification processes with inversions in the chemical gradient that would produce instabilities beyond the ones predicted by the Schwarzschild criterion. These instabilities would alter the chemical profile in the white dwarfs, with respect to the one predicted by MLT, having observable consequences in the pulsational modes of such objects. In the present work we will explore an extension of MLT in which we will consider the chemical instabilities as generators of convectives and non-convectives instabilities. This theory will be applied in stellar evolution models in comparison with standard MLT and a double diffusive mixing theory, discussing the benefits and shortcomings of each one.

Keywords / hydrodynamics — stars: AGB and post-AGB — stars: interiors

1. Introducción

Las enanas blancas, objetos longevos y extremadamente densos ($\bar{\rho} \sim 10^6$–$10^7 \mathrm{g/cm^3}$) del tamaño de la Tierra, consituyen el estado evolutivo final para más del 95 % de todas las estrellas. Por ende, juegan un rol de gran importancia en nuestro entendimiento de la formación y evolución estelar, la evolución de sistemas planetarios y la historia de nuestra Galaxia misma. El estudio de las enanas blancas por lo tanto resulta de relevancia central en una amplia variedad de tópicos de la astrofísica moderna (Althaus et al., 2010; Farihi, 2016; Salaris & Cassisi, 2018).

La estructura química de una enana blanca está directamente relacionada al canal evolutivo que llevó a su formación (Córsico et al., 2019). Por esto, mejoras en el modelado de estrellas enanas blancas requieren de secuencias evolutivas basadas en una descripción actualizada de los procesos invoclucrados en la formación y evolución de la estructura química tanto antes y durante la etapa de enana blanca. El estudio de estos procesos responsables de cambios químicos internos y su impacto en la evolución de las enanas blancas son de fundamental importancia a la hora de obtener determinaciones de edades de poblaciones estelares en base a sus enanas blancas, tasas de acreción de planetesimales, propiedades pulsaciones y magnéticas de las enanas blancas y propiedades de partículas elementales.

La mezcla de elementos en el interior estelar es, usualmente, tratada mediante la teoría de longitud de mezcla (MLT, por sus siglas en inglés). Sin embargo, esta teoría no tiene en cuenta la convección inducida por los gradientes químicos negativos* ni los procesos

*Un gradiente químico negativo implica un crecimiento del peso molecular hacia el exterior de la estrella.

✉ *Contacto* / mocampo@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

doblemente difusivos, como la mezcla termohalina y la semiconvección (Kippenhahn et al., 2013). Esta descripción puede resultar insuficiente durante la evolución en la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB, por sus siglas en inglés) y, en particular, durante los pulsos térmicos en los cuales se producen inversiones en el gradiente químico. Una teoría que tiene en cuenta tanto las inestabilidades Rayleigh-Taylor (a partir de ahora RT) como los procesos doblemente difusivos es, por ejemplo, la desarrollada en Grossman et al. (1993); Grossman & Taam (1996) (GNA en adelante). Sin embargo, esta teoría no considera el efecto de la degeneración electrónica en el medio, que se vuelve considerable en el interior profundo de las estrellas AGB y enanas blancas. A su vez, las ecuaciones que describen esta teoría son significativamente más complejas y numéricamente más inestables que aquellas correspondientes a MLT, lo que genera problemas adicionales al incluirlas en un código de evolución estelar en etapas ya de por sí inestables. Recientemente, Castro-Tapia et al. (2024) desarrollaron una versión doblemente difusiva de la MLT que sí contempla el escenario de degeneración electrónica. Sin embargo, esta teoría ha sido desarrollada en el marco de una mezcla de dos componentes y para casos en los cuales el flujo químico es impuesto por un agente externo a los movimientos convectivos. Por lo tanto, no es directamente aplicable a la evolución estelar en general.

El objetivo del presente trabajo es introducir una extensión simple, desde el punto de vista matemático, de MLT que contemple las inestabilidades RT y la mezcla termohalina, con vistas a ser generalizada posteriormente a casos que contemplen materia degenerada.

2. Teoría de mezcla y estrellas AGB

Como se mencionó en la Sección 1, en astrofísica se suele usar la MLT junto con el llamado criterio de inestabilidad de Schwarzschild para el tratamiento de la convección en los interiores estelares. A continuación repasaremos ambos conceptos y cómo se extienden a un caso más general, siguiendo Kippenhahn et al. (2013). Luego exploraremos las ecuaciones que regirán la dinámica de las inestabilidades RT en dicho enfoque.

En este trabajo nos concentraremos en estudiar el impacto de estos procesos en la estructura química de las estrellas en la AGB.

2.1. Criterio de Ledoux, MLT y un poco más

Consideremos un elemento de materia que se desplaza de su posición original. Si el entorno es dinámicamente estable, el elemento de materia será forzado a volver a su posición original. En cambio, si es inestable, la teoría de longitud de mezcla nos dice que el elemento se desplazará una longitud típica, denominada longitud de mezcla (*mixing length*), y se disolverá, mezclándose con el nuevo entorno.

Un análisis de estabilidad de los elementos de material en el interior de la estrella nos dice que los desplazamientos radiales son estables frente a la estratificación

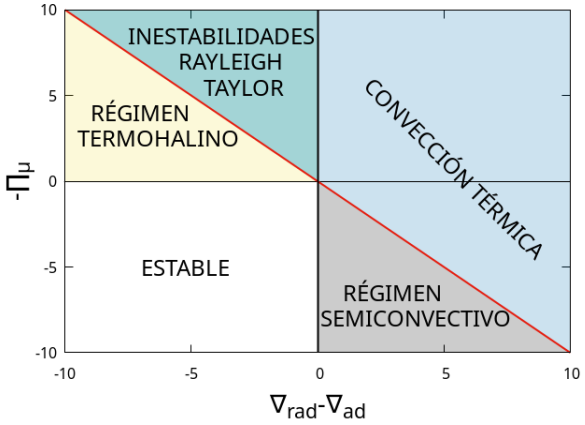


Fig. 1. Criterio de Ledoux (en rojo, el límite) y las diferentes regiones de inestabilidad, donde $\Pi_\mu \equiv \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$. A su vez, la línea vertical $\nabla_{\rm rad} = \nabla_{\rm ad}$ corresponde al límite del criterio de Schwarzschild. La región convectiva se puede separar en dos subregiones: cuando $\nabla_{\rm rad} > \nabla_{\rm ad}$ la región además de ser inestable según Ledoux es inestable según Schwarzschild, y se denomina convección térmica. Sin embargo, cuando $\nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad}$ aparece una nueva región convectiva, dominada por los gradientes químicos. Señalizamos también las dos regiones de inestabilidad doblemente difusivas, correspondientes a la semiconvección y al régimen termohalino.

de temperatura si se cumple

$$\nabla < \nabla_{\rm e} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu, \tag{1}$$

donde

$$\nabla \equiv \left(\frac{{\rm d}\ln {\rm T}}{{\rm d}\ln {\rm P}}\right)_{\rm s}, \nabla_{\rm e} \equiv \left(\frac{{\rm d}\ln {\rm T}}{{\rm d}\ln {\rm P}}\right)_{\rm e}, \nabla_\mu \equiv \left(\frac{{\rm d}\ln \mu}{{\rm d}\ln {\rm P}}\right)_{\rm s} \tag{2}$$

los subíndices e y s indican elemento o entorno *(surrounding)*, respectivamente, y

$$\varphi \equiv \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu}\right)\Big|_{T,P}, \quad \delta \equiv -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)\Big|_{P,\mu}, \tag{3}$$

siendo T la temperatura, P la presión, ρ la densidad y μ el peso molecular.

Podemos establecer dos límites al criterio de estabilidad. Primero, podemos suponer que el elemento se desplaza de forma adiabática, es decir, $\nabla_{\rm e} = \nabla_{\rm ad}$. A su vez, en el caso límite en el que toda la energía es transportada por la radiación $\nabla = \nabla_{\rm rad}$. La combinación de ambas suposiciones resulta en la siguiente expresión

$$\nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu, \tag{4}$$

la cual se conoce como el *criterio de Ledoux*. Despreciando el efecto de los gradientes químicos se obtiene el *criterio de Schwarzschild*, normalmente usado en conjunto con la MLT,

$$\nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad}. \tag{5}$$

Al usar el criterio de Ledoux, en cambio, aparece una nueva región de inestabilidad convectiva, debida al impacto de los gradientes químicos (ver Fig. 1). Esta nueva región convectiva corresponde a un tipo de inestabilidad de RT (Garaud, 2020). Al mismo tiempo desaparece una región convectiva que, al tener en cuenta la doble difusión, es reemplazada por la semiconvección (Kippenhahn et al., 2013). En este trabajo la semiconvección no será considerada en nuestra extensión de MLT,

tomando dichas regiones como convectivas usando MLT estándar y el criterio de Schwarzschild.

Adicionalmente, debemos considerar la mezcla doblemente difusiva conocida como termohalina (Kippenhahn et al., 2013). La combinación de las inestabilidades RT junto con la mezcla termohalina, tiene como consecuencia que, si $\nabla_\mu < 0$ la región será inestable y deberá producirse algún tipo de mezcla, dinámica o doble difusiva según corresponda, como puede observarse en la Fig. 1.

Nosotros exploraremos una extensión simple de MLT, difiriendo únicamente del desarrollo estándar en que consideraremos $\nabla_\mu \neq 0$ y el criterio de Ledoux para las regiones RT, además de incluir una parametrización para la mezcla termohalina, y la denominaremos como MLT#. Haciendo un análisis similar al presentado por Kippenhahn et al. (2013) para MLT estándar, es posible obtener la siguiente expresión para la velocidad de mezcla:

$$v^2 = g\delta(\nabla - \nabla_{\rm e} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu)\frac{l_m^2}{8H_P}, \tag{6}$$

siendo g la aceleración gravitatoria, l_m la longitud de mezcla de la teoría. Por su parte $H_P \equiv -dr/d\ln P$ se denomina altura de escala de la presión. Notar que la única diferencia entre esta expresión y la velocidad de mezcla en MLT está dada por el término $\frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$. Luego, pueden obtenerse las siguientes ecuaciones para determinar ∇ y $\nabla_{\rm e}$:

$$\nabla_{\rm e} - \nabla_{\rm ad} = 2U\frac{\nabla - \nabla_{\rm e}}{\sqrt{\nabla - \nabla_{\rm e} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu}}, \tag{7}$$

y

$$\nabla - \nabla_{\rm e} = \frac{8}{9}U\frac{\nabla_{\rm rad} - \nabla}{\sqrt{\nabla - \nabla_{\rm e} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu}}, \tag{8}$$

donde

$$U \equiv \frac{3acT^3}{c_P\rho^2\kappa l_m^2}\sqrt{\frac{8H_P}{g\delta}}, \tag{9}$$

siendo a la constante de radiación, c la velocidad de la luz, c_P el calor específico a presión constante y κ la opacidad. Notar nuevamente que, si eliminamos el gradiente químico de estas expresiones, retomamos las ecuaciones usadas en MLT estándar.

Como ingrediente final para nuestro modelo es importante considerar la difusión térmica que da lugar a la mezcla termohalina. Al ser un proceso no dinámico, es una mezcla mucho más lenta que la inestabilidad convectiva. A pesar de eso, las escalas de tiempo de la mezcla son suficientemente rápidas para ser de importancia en la estrucura estelar, como veremos más adelante. Este proceso se puede parametrizar de manera simple con la siguiente velocidad de mezcla (Kippenhahn et al., 1980)

$$v_T = \frac{4acT^3}{c_P\rho^2\kappa}\frac{\frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu}{(\nabla - \nabla_{\rm ad})}. \tag{10}$$

2.2. Estrellas AGB y pulsos térmicos

Durante la evolución estelar, al final de la quema de helio en el núcleo, las estrellas con masas iniciales ($M_{\rm in} < 8 - 10$ M$_\odot$) se ubican en la AGB en el diagrama de Hertzsprung-Russell. Estas estrellas poseen un

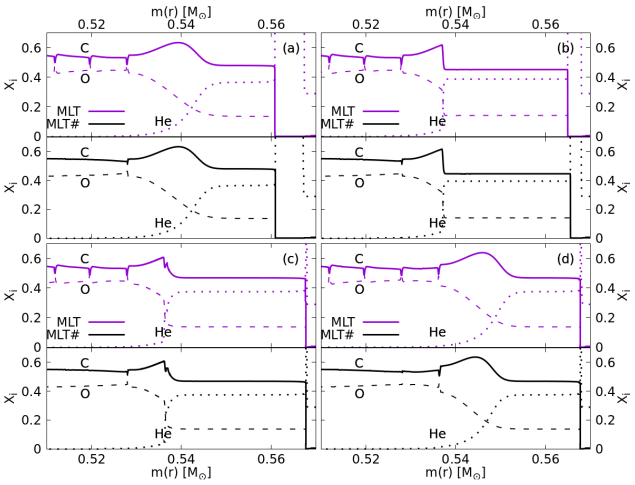


Fig. 2. Perfiles químicos inmediatamente antes (a), durante (b), y luego del noveno pulso térmico (c y d) de la secuencia con $M_{\rm in} = 1.5$ M$_\odot$, usando MLT y MLT#. Observar la formación del nuevo pico en el panel c y el suavizado en el panel d del pico producido en el pulso anterior.

núcleo inerte de carbono y oxígeno rodeado por dos capas concéntricas donde se van quemando el helio y el hidrógeno. A medida que estas capas van avanzando hacia el exterior de la estrella, la capa que quema helio se volverá inestable, dando lugar a los denominados pulsos térmicos. Para una descripción detallada de los procesos involucrados durante un pulso térmico remitimos a la sección 34.3 de Kippenhahn et al. (2013).

Cada pulso térmico deja como remanente estratificaciones químicas muy marcadas, con forma de "picos" en los perfiles de carbono-oxígeno. Esto se traduce en inversiones del gradiente químico que, considerando el criterio de Ledoux y la doble difusión, deberían ser inestables. Sin embargo, en esta región, $\nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad}$, por lo que las mismas son estables según el criterio de Schwarzschild y, por ende, cuando los cálculos se realizan con la MLT estándar, las mismas no se mezclan. En la Sección 3 describiremos las simulaciones realizadas para comparar los perfiles químicos resultantes considerando MLT, MLT# y GNA.

3. Simulaciones

Los cálculos de las secuencias fueron efectuados usando `LPCODE` (Miller Bertolami, 2016; Althaus et al., 2020). Presentamos en este artículo los resultados obtenidos para estrellas de 1 M$_\odot$, 1.5 M$_\odot$ y 3 M$_\odot$. Con el objetivo de eliminar incertezas numéricas, y sabiendo que el interés del presente trabajo se enfoca en comparar los efectos de las diferentes teorías de mezcla en la AGB, toda la secuencia principal y quema central del helio es calculada de la misma manera, usando MLT junto al criterio de Schwarzschild. Durante la AGB, al usar MLT# se considera el criterio de Ledoux y al usar GNA los criterios de estabilidad propios de dicha teoría.

En todas las secuencias se consideró una metalicidad inicial de Z=0.015 y longitud de mezcla $l_m = 1.822$, mientras que el resto de la física considerada coincide con la descrita en la Sección 2 de Miller Bertolami

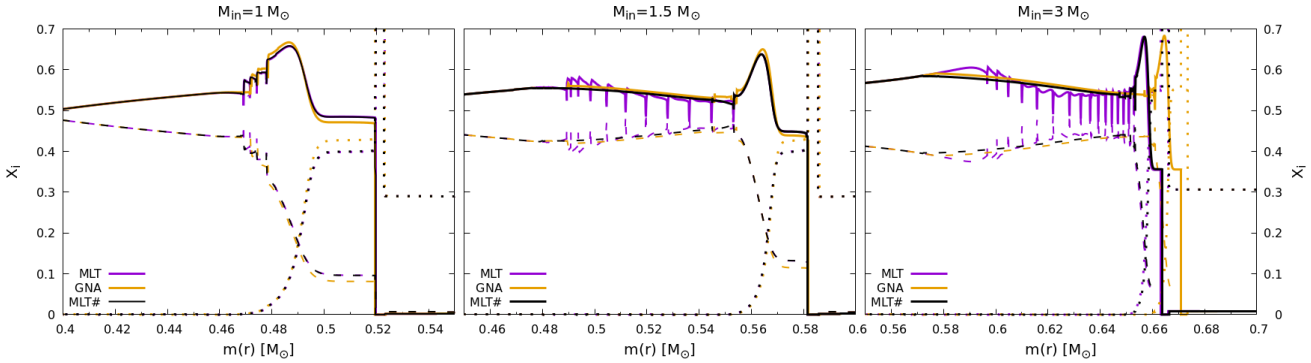


Fig. 3. Abundancias químicas X_i de estrellas de 1 $M_\odot$ *(panel izquierdo)*, 1.5 $M_\odot$ *(panel medio)* y 3 $M_\odot$ *(panel derecho)* en la etapa final de la AGB, usando MLT, MLT# y GNA, donde las líneas sólidas representan la abundancia de carbono, las líneas a trazos la abundancia de oxígeno y las punteadas indican helio. Observamos que MLT# y GNA producen el mismo efecto de mezcla y suavizado en los perfiles químicos. En el caso de 1 $M_\odot$ la mezcla es menor. Notar la diferencia de escala en los ejes correspondientes a la coordenada $m(r)$, debida a las distintas masas de los modelos.

(2016). Esta elección permite replicar varios observables de la secuencia principal hasta la fase de enana blanca.

Durante cada pulso térmico se forma una discontinuidad en el perfil químico de la estrella, que se puede observar en forma de "picos" en la Fig. 3. Sin embargo, puede permaneceer un remanente de helio que estabilice la región. Una vez que este remanente de helio se queme, el gradiente químico se invertirá. Al usar MLT# y GNA esa región se mezclará y los picos se suavizan en los siguientes pulsos, como se puede observar en la Fig. 2. MLT, por su parte, no mezcla estas regiones ya que las mismas no son inestables según el criterio de Schwarzschild. A su vez, el efecto de MLT# y GNA se ve suprimido en la secuencia de 1 $M_\odot$, al no quemarse el remanente de helio luego de los cuatro pulsos que tuvo la simulación, resultando en una zona más estable. En el caso de la secuencia de 3 $M_\odot$ puede notarse una diferencia adicional en el caso del modelo calculado con la GNA. El mismo muestra un núcleo un poco más grande, que se manifiesta en un corrimiento hacia la derecha de los perfiles químicos mostrados en la Fig. 3. Esto se debe a que la GNA incluye el tratamiento de las regiones semiconvectivas, lo que atenúa el efecto del tercer *dredge-up*, dando lugar a un mayor crecimiento del núcleo.

4. Conclusiones

En el presente trabajo se analizaron las inestabilidades producidas por el impacto de los gradientes químicos en los interiores estelares. Para el caso de gradiente químico negativo siempre se tiene algún tipo de inestabilidad, ya sea dinámica o doble difusiva (Fig. 1). Exploramos una forma simple de extender MLT para que la misma contemple el escenario de las inestabilidades de RT. Esto, en combinación con la mezcla termohalina fue introducido en el código de evolución estelar `LPCODE` bajo el nombre de MLT# para analizar la evolución de los perfiles químicos en los interiores de las estrellas en la AGB. Paralelamente, se corrieron simulaciones usando el equema estándar de MLT y la teoría doble difusiva denominada GNA. Observamos (Fig. 3) que, al introducir las inestabilidades químicas, el perfil resultante es diferente al predicho por MLT, encontrándose suavizado al haberse mezclado los picos formados en cada pulso térmico. A futuro se analizará el impacto de estas diferencias en los modos normales de oscilación de las estrellas GW Vir (Córsico et al., 2019).

Agradecimientos: Este trabajo fue parcialmente financiado por CONICET y Agencia I+D+i a través de los subsidios PIP-2971 y PICT 2020-03316.

Referencias

Althaus L.G., et al., 2010, A&A Rv, 18, 471
Althaus L.G., et al., 2020, A&A, 633, A20
Castro-Tapia M., Cumming A., Fuentes J.R., 2024, ApJ, 969, 10
Córsico A.H., et al., 2019, A&A Rv, 27, 7
Farihi J., 2016, NewAR, 71, 9
Garaud P., 2020, M. Rieutord, I. Baraffe, Y. Lebreton (Eds.), *Multi-Dimensional Processes In Stellar Physics*, 13
Grossman S.A., Narayan R., Arnett D., 1993, ApJ, 407, 284
Grossman S.A., Taam R.E., 1996, MNRAS, 283, 1165
Kippenhahn R., Ruschenplatt G., Thomas H.C., 1980, A&A, 91, 175
Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2013, *Stellar Structure and Evolution*
Miller Bertolami M.M., 2016, A&A, 588, A25
Salaris M., Cassisi S., 2018, PhyS, 93, 044002

Observaciones muy tempranas de supernovas Tipo II

A. Mendez Llorca[1,2] & G. Folatelli[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 16 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / En los primeros días luego de la explosión de una supernova Tipo II (SN II), la información que se obtiene es de vital importancia para poder determinar propiedades de la estrella que explotó y el material circumestelar (CSM). En los últimos tiempos, con la posibilidad de tener datos cada vez más tempranos, los estudios se han enfocado en comprender los procesos de pérdida de masa de la estrella progenitora y la potencial interacción con el CSM. La presencia de líneas en emisión de elementos altamente ionizados, conocidas como *flash features*, es una de las evidencias de la interacción con el CSM. Estas líneas no se detectan en todas las SNs II y tienen una duración que varía en cada caso, típicamente $\lesssim 7$ días. Esta variedad puede estar indicando una diversidad en las propiedades del CSM. En este trabajo, analizamos la fotometría multi-banda de alta precisión y espectroscopía óptica de 27 SNs II observadas a pocos días luego de su explosión por la colaboración POISE (*Precision Observations of Infant Supernova Explosions*). La finalidad es identificar diferencias fotométricas entre las SNs que presentan *flash features* con las que no. Para ello, estudiamos los tiempos de subida al máximo y la magnitud absoluta en el pico de las curvas de luz. Hallamos que las SNs que sí presentan *flash features* son más luminosas en todas las bandas respecto a las que no.

Abstract / In the first days after the explosion of a Type II supernova (SN II), the information that can be obtained is fundamental to determine properties of the exploded star and of the circumstellar matter (CSM). In recent times, with the possibility to obtain increasingly early data, studies have focused on understanding the mass loss processes of the progenitor star and the potential interaction with the CSM. The presence of high ionization emission lines, known as *flash features*, is an evidence of the interaction with the CSM. These lines are not detected in all SNe II and their duration variates in each case, typically $\lesssim 7$ days. This variety could indicate a diversity of the CSM properties. In this work, we analyze the high-precision multi-band photometry and optic spectroscopy of 27 SNe observed a few days after their explosion by the POISE *Precision Observations of Infant Supernova Explosions* collaboration. The main objective is to identify photometric differences between the SNe that show *flash features* and those that do not. To this end, we study the rise times and absolute magnitudes at the peak from the light curves. Our findings indicates that the SNe that show *flash features* are more luminous in all bands than those that do not.

Keywords / supernovae: general — techniques: photometric — circumstellar matter

1. Introducción

Los eventos de supernovas de Tipo II (SNs II) son el producto de la explosión de estrellas masivas ($\geq 8M_{\odot}$) que sucede en los últimos estadios evolutivos, etapa de super gigante roja, debido al colapso de su núcleo (Smartt, 2015). En toda su vida, y se supone que en particular en las últimas etapas de su evolución, la estrella progenitora cede material de sus capas más externas al medio formando el medio circmumestelar (CSM). Estos procesos pueden deberse a los vientos propios de la estrella, transferencia de materia en un sistema binario o eventos eruptivos (Smith, 2014).

El estudio de los primerso días de las SNs II es crucial para poder comprender cómo fueron los mecanismos de pérdida de masa de las progenitoras. De esta forma, se revela información determinante para los estudios de la evolución estelar. En especial, las curvas de luz y los espectros tempranos han sido clave para obtener evidencias e información sobre la existencia del CSM. Las altas luminosidades y excesos en el ultravioleta son algunas de las evidencias (Dessart et al., 2017), aunque la más relevante se debe a la presencia de líneas angostas de elementos altamente ionizados (*flash features*, Niemela et al., 1985; Garnavich & Ann, 1994; Quimby et al., 2007). Estas líneas se supone que están presentes en todas las SNs II y perduran poco tiempo ($\lesssim 7$ días post-explosión), dependiendo fuertemente de las propiedades del CSM. Se estima que para los CSM menos densos su duración es $\lesssim$ un día (Dessart et al., 2017). Principalmente son: He II λ 4686, N III λ 4641 y C IV $\lambda\lambda$ 5801, 5812 (ver Fig. 1).

Además de las *flash features*, en los espectros de las SNs II también se presentan las *ledge-like features* (Soumagnac et al., 2020), una emisión ancha y asimétrica que se encuentra en regiones más azules de las líneas de He II y N III (ver Fig. 1), que no debe confundirse con la emisión simétrica de He II fotosférico (Dessart & Jacobson-Galán, 2023). Éstas pueden aparecer en las mismas escalas de tiempo que las *flash features* pero no necesariamente están presentes desde el inicio de la SN,

✉ *Contacto* / mendez.ll.axel@gmail.com

Research article

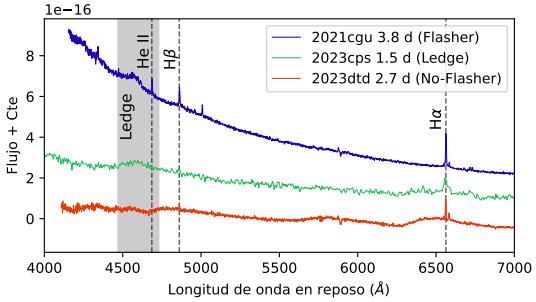


Fig. 1. Ejemplo de tres espectros tempranos (< 4 días luego de la primera luz) de SNs II, obtenidos por POISE y públicos a través de TNS. Según la clasificación adoptada en la Sección 2.4: "Flasher" (SN 2021cgu, azul), "Ledge" (SN 2023cps, verde) y "No-Flasher" (SN 2023dtd, naranja).

aunque también duran pocos días. El origen de estas emisiones se encuentra en discusión y se considera que están relacionadas con la interacción con el CSM (Andrews et al., 2019; Soumagnac et al., 2020; Bruch et al., 2021; Hosseinzadeh et al., 2022).

En este trabajo presentamos un análisis de los parámetros fotométricos de las SNs II en búsqueda de propiedades que nos den indicios para poder diferenciar a las SNs que han presentado señales de interacción en sus espectros tempranos (*flash features* y *ledge*) con las que no.

2. Observaciones y muestra de SNs II

Nuestro trabajo se centra en el estudio de 27 SNs II con fotometría multi-banda de alta precisión y espectros ópticos observados por la colaboración POISE (*Precision Observations of Infant Supernova Explosions*[⋆]) en las campañas de 2021 (A y B), 2022 (A y B) y 2023A. Las observaciones fotométricas de 21 SNs comenzaron dentro de los 4 días posteriores a la primera luz, esto último definido como la época media entre la última no detección y la primera detección reportada para la SN. Nuestra muestra dispone de una cadencia de datos aproximadamente diaria, lo que nos provee una gran densidad de datos. La cobertura fotométrica va entre 20 y 70 días luego de la primera luz.

2.1. Fotometría

Todas las imágenes fueron obtenidas con el telescopio de 1 m Swope en el Observatorio Las Campanas, Chile, en las bandas *uBgVri*. El preprocesamiento de la imágenes fue realizado mediante rutinas estándar de calibración por parte de la colaboración POISE. A las imágenes reducidas se les aplicó la resta de galaxia y, posteriormente, fotometría PSF para la estimación de las magnitudes aparentes, todo esto utilizando un *pipeline* propio de POISE.

[⋆]https://csp2.lco.cl/

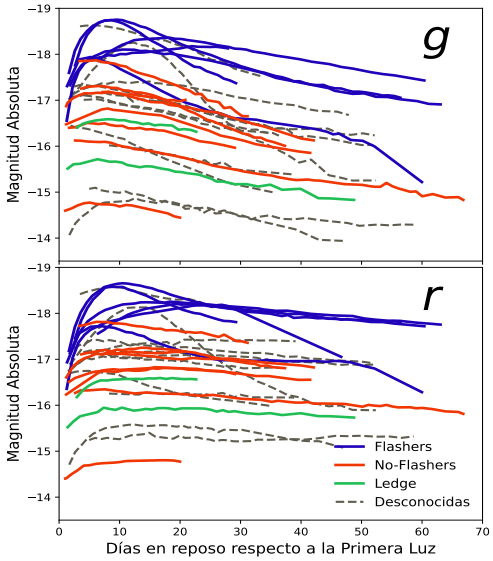


Fig. 2. Curvas de luz absolutas de las SNs II de POISE en las bandas *g* (*arriba*) y *r* (*abajo*), corregidas solamente por la extinción de la Vía Láctea. El código de color se corresponde a la clasificación de la Sección 2.4: "Flashers" (azul), "Ledge" (verde), "No-Flashers" (naranja) y "Desconocidas" (grises).

2.2. Espectroscopía

En total disponemos de 112 espectros ópticos observados por POISE (79 espectros) u obtenidos del *Transient Name Server*[⋆⋆] (TNS) (33 espectros), y todas las SNs cuentan con al menos un espectro. 25 espectros fueron observados dentro de los primeros 4 días luego de la primera luz. Los espectros de POISE fueron tomados con los telescopios: 6.5 m Baade en el Observatorio de Las Campanas, Chile; 2.56 m *Nordic Optical Telescope* (NOT); 2.54 m *Isaac Newton Telescope* (INT) en el Observatorio Roque de los Muchachos, España; y 2.2 m *University of Hawaii* (UH88) en Mauna Kea, Hawaii.

2.3. Extinción y distancias

Los valores de la extinción debido a la Vía Lactea fueron adquiridos de *NASA/IPAC Extragalactic Database*[⋆⋆⋆] (NED) provistos por Schlafly & Finkbeiner (2011).

La extinción debida a la galaxia huésped no fue considerada, dado que los métodos disponibles para su estimación presentan limitaciones. El uso del ancho equivalente de las líneas de absorción de Na I no es fiable en casos de saturación (Anderson et al., 2014), y su medición se ve afectada por el uso de espectros de baja resolución (Poznanski et al., 2011; Phillips et al., 2013). Asimismo, el método basado en el exceso de color (V–I) (Olivares E. et al., 2010) asume una homogeneidad en los colores intrínsecos de las SNs II que ha sido cuestionada por de Jaeger et al. (2018), quienes hallan diferencias en los colores intrínsecos que no se corresponden a la extinción.

Calculamos las distancias a las SNs en base a las me-

[⋆⋆]https://www.wis-tns.org/
[⋆⋆⋆]https://ned.ipac.caltech.edu/

didas de corrimiento al rojo (z) de las galaxias huéspedes obtenidas de NED, suponiendo un modelo cosmológico plano con $H_0 = 71.76$ km s^{-1}Mpc^{-1}, $\Omega_\Lambda = 0.27$ y $\Omega_M = 0.73$ (Uddin et al., 2023), según la ecuación 5 de Folatelli et al. (2010). Los valores de z en nuestra muestra se encuentran entre 0.0049 y 0.059. Este método se utilizó para las SNs con velocidad de recesión respecto al fondo cósmico de radiación (CMB) ≥ 2000 km s^{-1} (24 de 27 SNs). Se asumió un error en las velocidades de 300 km s^{-1}, lo que asegura un error inferior al 15 %. Las distancias inferidas están en acuerdo con las disponibles en NED. Para las SNs con velocidades de recesión < 2000 km s^{-1} (3 de 27 SNs) se obtuvieron datos de las distancias medidas por diversos métodos y disponibles en NED.

2.4. Clasificación de la muestra

Para identificar las SNs que tuvieron espectroscopía flash, realizamos una clasificación visual de la muestra en base a los espectros tempranos. Si la SN no cuenta con un espectro previo a los 4 días posteriores a la primera luz, la clasificamos como "Desconocidas" (SNs-D), con 11 SNs en esta submuestra. Para las SNs que sí cuentan con espectros dentro del rango temporal, buscamos la presencia de *flash features*, principalmente He II λ 4686, y fueron clasificadas como: "Flashers" (SNs-F) si muestran *flash features*, con 6 SNs; "Ledge" (SNs-L) si sólo presentan *ledge-like features*, con 2 SNs; y "No-Flashers" (SNs-NF) si no exhiben ninguna característica de las anteriores, con 8 SNs. En la Figura 1 se muestran ejemplos de las diferencias espectrales que se usaron para dicha clasificación.

3. Tiempo de subida al máximo y magnitud absoluta en el pico

Puesto que la cobertura de nuestra muestra es muy temprana y cubren la subida hasta el máximo de las curvas de luz (ver Fig. 2), nos centramos en la estimación del tiempo de subida al máximo y la magnitud absoluta alcanzada en dicho pico. Para ello, ajustamos polinomios de Legendre a todas las curvas de luz de las SNs utilizando el módulo `Legendre` de la librería `numpy` en PYTHON. Para la determinación de las incertezas del ajuste, utilizamos simulaciones Monte Carlo con 10 000 realizaciones. Para el ajuste del polinomio adoptamos como valor inicial al dato fotométrico con la menor magnitud y lo realizamos alrededor del mismo en un rango no simétrico con datos previos y posteriores. En cada realización se varió de forma aleatoria el orden del polinomio entre 2-4 y la cantidad de días previos y posteriores al valor inicial entre 2-4 y 4-8 días, respectivamente. El valor característico de cada parámetro fue obtenido como el valor medio de los valores de todas las realizaciones. En las incertezas de cada parámetro característico se estableció como 1σ a la suma en cuadratura de la desviación estandar de los resultados de las realizaciones con el error en la distancia (día de la primera luz) para la magnitud en el pico (tiempo al máximo).

Dado que la cantidad de SNs-F y SNs-NF no son suficientes para poder efectuar un análisis estadístico robusto, decidimos agregar SNs de la literatura y del relevamiento *Zwicky Transient Facility* (ZTF, Bellm et al., 2019; Graham et al., 2019) que se conoce que han mostrado o no *flash features* en sus espectros. Así, incorporamos 14 SNs-F, 6 SNs-L y 7 SNs-NF, obteniendo en total 20 SNs-F, 8 SNs-L y 15 SNs-NF. Sin embargo, el uso de los datos de ZTF nos impone una restricción, ya que sólo cuenta con las bandas g y r. Por lo tanto, el análisis más completo se realizó solamente para dichas bandas.

Tabla 1. Valores medios de los parámetros fotométricos.

Banda	Muestra	$\langle M_{\max} \rangle$ [mag]	$\langle t_{\max} \rangle$ [días]
g	Completa	-17.32 ± 1.01	8.14 ± 3.36
	F	-18.10 ± 0.52	9.45 ± 4.29
	NF	-16.88 ± 0.87	7.81 ± 2.18
	L	-16.81 ± 0.85	9.37 ± 2.18
r	Completa	-17.35 ± 0.88	11.79 ± 4.72
	F	-17.98 ± 0.48	12.0 ± 4.25
	NF	-16.97 ± 0.80	12.95 ± 4.06
	L	-16.83 ± 0.74	11.69 ± 3.92

En la Figura 3 se encuentran gráficados el tiempo de llegada al máximo vs. las magnitudes absolutas en el pico obtenidos mediante el método mencionado anteriormente. En la Tabla 1 están los valores medios de cada parámetro para la muestra completa y las sub-muestras. En ambas bandas, g y r, notamos que las SNs-F presentan luminosidades más altas que el resto y con valores acotados entre -17 a -19 mag (ver también Fig.2). En cambio, las SNs-NF y SNs-L abarcan un rango más amplio de magnitudes máximas, pero no más luminosas que -18 mag.

Respecto a los tiempos que tardan las SNs en llegar al pico de su curva de luz, no se halla una diferencia considerable entre todas las SNs en ambas bandas. Aunque, en la banda g nos encontramos con dos SNs-F que exponen tiempos mayores a 15 días.

Para ambos parámetros fotométricos efectuamos tests K-S en cada banda tomando un umbral de $p_{\rm value} = 0.05$, a fin de determinar si las muestras provienen de las mismas distribuciones. Se consideraron dos casos a comparar: (a) SNs-F vs. SNs-NF y (b) SNs-F vs. SNs-L+NF. Por un lado, para el tiempo de subida obtuvimos $p^g_{(a)} = 0.51$, $p^g_{(b)} = 0.66$, $p^r_{(a)} = 0.08$ y $p^r_{(b)} = 0.09$, por lo que no podemos rechazar nuestra hipótesis nula en ninguno de los casos y para este parámetro las SNs son compatibles con una misma distribución. Por otro lado, en la magnitud absoluta en el pico resultaron $p^g_{(a)} = 1.96\times10^{-5}$, $p^g_{(b)} = 3.16\times10^{-6}$, $p^r_{(a)} = 1.02\times10^{-3}$ y $p^r_{(b)} = 2.94\times10^{-4}$, indicanco que las SNs-F provienen de distintas distribuciones que las SNs-L y SNs-NF.

4. Discusión

El tiempo de subida al máximo y las magnitudes máximas que alcanzan las SNs II han sido estudiados por Bruch et al. (2023) y Jacobson-Galán et al. (2024), donde también buscan diferencias entre las SNs que presentaron *flash features* con las que no. Sobre los tiempos

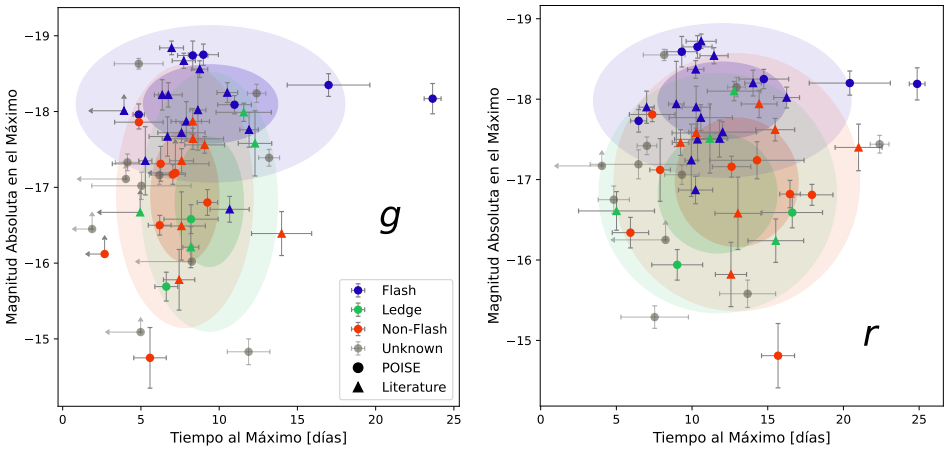


Fig. 3. Tiempo al máximo vs. magnitud absoluta en el máximo para las bandas g (*izquierda*) y r (*derecha*) de las SNs de POISE (circulos), literatura y ZTF (triángulos). Las SNs-F (azules) exhiben luminosidades más altas en el pico que las SNs-NF (naranjas) y SNs-L (verdes) en ambas bandas. Las regiones sombreadas están centradas en los valores medios de cada parámetro y representan 1σ (más oscuro) y 2σ (más claro). Por completitud también se encuentran graficadas las SNs-D (grises).

de subida, nuestros resultados son similares a los mencionados, ya que no se encuentran diferencias significativas entre ellas, y los tests indican que pertenecen a las mismas distribuciones. Aunque, en nuestra muestra nos encontramos con dos SNs-F con tiempos de subida > 15 días, lo que podría estar señalando propiedades del CSM diferentes al resto de las SNs-F. Tal como menciona Förster et al. (2018), esto podría deberse a un CSM con dimensiones y/o densidades mayores a las típicas, generando una interacción aún más larga y, por lo tanto, mayor tiempo para que la SN alcance su máximo de luminosidad. Además, los valores medios de la muestra completa en ambas bandas se encuentran en acuerdo con los valores estimados por González-Gaitán et al. (2015), donde no distinguen entre SNs con o sin *flash features*. Más aún, ellos mencionan que los tiempos de subida se vuelven más largos a mayores longitudes de onda, siendo esto mismo lo que podemos ver de nuestros resultados.

Según lo propuesto por Hosseinzadeh et al. (2018) y Jacobson-Galán et al. (2024), las SNs II que presentan *flash features* alcanzan una mayor luminosidad en el pico de su curva de luz. Esto mismo lo podemos apreciar en nuestro análisis, y de acuerdo a los tests empleados para la magnitud absoluta en el máximo hallamos que las SNs-F y las SNs-L+NF surgen de distribuciones diferentes, equivalente a lo determinado por Jacobson-Galán et al. (2024). De igual manera que ellos, esto nos lleva a plantear que la interacción con el CSM sería una fuente adicional de energía para las SNs II. Por el contrario, los análisis de Bruch et al. (2023) muestran que las SNs-F y SNs-NF derivan de la misma ditribución, siendo lo opuesto a nuestros resultados, aunque esto podría deberse a que su muestra de SNs no es lo suficientemente grande para realizar un estudio estadístico robusto.

5. Trabajo a futuro

Los resultados presentados son los primeros obtenidos para la muestra de SNs II de POISE, y dado el gran potencial debido a la alta calidad y cadencia de los datos, continuaremos con diversos estudios. Algunos seguirán un hilo similar y se centrarán, nuevamente, sobre las curvas de luz, para determinar sus tasas de decaimiento (Anderson et al., 2014), y las curvas de color. Asimismo, se buscará construir las curvas de luz bolométricas para realizar comparaciones con modelos hidrodinámicos (Bersten et al., 2011; Dessart et al., 2017; Moriya et al., 2023) y así determinar características del progenitor y el CSM.

Referencias

Anderson J.P., et al., 2014, ApJ, 786, 67
Andrews J.E., et al., 2019, ApJ, 885, 43
Bellm E.C., et al., 2019, PASP, 131, 018002
Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bruch R.J., et al., 2021, ApJ, 912, 46
Bruch R.J., et al., 2023, ApJ, 952, 119
de Jaeger T., et al., 2018, MNRAS, 476, 4592
Dessart L., Hillier D.J., Audit E., 2017, A&A, 605, A83
Dessart L., Jacobson-Galán W.V., 2023, A&A, 677, A105
Folatelli G., et al., 2010, AJ, 139, 120
Förster F., et al., 2018, Nature Astronomy, 2, 808
Garnavich P.M., Ann H.B., 1994, AJ, 108, 1002
González-Gaitán S., et al., 2015, MNRAS, 451, 2212
Graham M.J., et al., 2019, PASP, 131, 078001
Hosseinzadeh G., et al., 2018, ApJ, 861, 63
Hosseinzadeh G., et al., 2022, ApJ, 935, 31
Jacobson-Galán W.V., et al., 2024, ApJ, 970, 189
Moriya T.J., et al., 2023, PASJ, 75, 634
Niemela V.S., Ruiz M.T., Phillips M.M., 1985, ApJ, 289, 52
Olivares E. F., et al., 2010, The Astrophysical Journal, 715, 833
Phillips M.M., et al., 2013, ApJ, 779, 38
Poznanski D., et al., 2011, MNRAS, 415, L81
Quimby R.M., et al., 2007, ApJ, 666, 1093
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Smartt S.J., 2015, PASA, 32, e016
Smith N., 2014, ARA&A, 52, 487
Soumagnac M.T., et al., 2020, ApJ, 902, 6
Uddin S.A., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2308.01875

Explorando la formación de material circunestelar y precursores en supernovas ricas en hidrógeno: análisis de la SN 2020tlf

T.A. Regna[1,2], M.C. Bersten[2] & K. Ertini[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 09 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / Con el incremento de detecciones tempranas de supernovas se ha evidenciado cada vez más la necesidad de la existencia de un material circunestelar cercano, posiblemente eyectado por la estrella progenitora en sus estadíos finales. Además, los relevamientos modernos han permitido observar excesos de flujo –denominados precursores– en imágenes de archivo preexplosión, cuyo origen físico es incierto. En este trabajo exploramos el posible nexo entre el material circunestelar y los precursores al simular un evento eruptivo en los meses previos a la explosión. Utilizando nuestro código hidrodinámico exploramos la posibilidad de modelar precursones de supernovas. Luego, nos centramos en el análisis de la supernova 2020tlf, la primera supernova normal de tipo II-Plateau con un precursor confirmado. Realizamos el modelado hidrodinámico de su curva de luz, e intentamos modelar su precursor. Si bien pudimos modelar ambas cosas por separado por el momento no encontramos un unico conjunto de parametros que pueda explicar ambos fenómenos en simultáneo.

Abstract / Due to the increasing number of early supernovae detections, there is an ever growing body of evidence indicating the existence of nearby circumstellar material, possibly ejected by the progenitor star during its final evolutionary stages. Moreover, modern surveys have opened the possibility of observing flux excesses –termed precursors– in archival, preexplosion images, whose physical origins remain uncertain. In this work we explore the possible link between circumstellar material and precursors by simulating an eruptive event months prior to the explosion. Using our hydrodynamical code we explore the feasibility of modelling supernovae precursors. Then, we focused on the analysis of the supernova 2020tlf, the first normal type II-Plateau supernovae with a confirmed precursor. We perform the hydrodynamical modelling of its light curve, and attempt to model its precursor. While we were able to model both phases separately, at the moment we did not find a single parameter set that can explain both phenomena simultaneously.

Keywords / supernovae: general — circumstellar matter

1. Introducción

Las supernovas de tipo II (SNs II) son el resultado de la explosión por colapso gravitatorio de estrellas masivas ($M_{ZAMS} \gtrsim 8 - 10\ M_\odot$) ricas en hidrógeno. Las SNs II-Plateau (II-P) son la subclase más común de SNs II (Li et al., 2011), y muestran tres fases características en su curva de luz bolométrica (CL): el enfriamiento de la envoltura, luego el amesetamiento en luminosidad debido a la recombinación del hidrógeno (plateau), y por último el descenso exponencial en luminosidad potenciado por decaimiento de material radiactivo (cola radiactiva) (Zampieri, 2017; Martinez et al., 2022a). Estas SNs tienen como progenitores a estrellas supergigantes rojas (RSGs, Van Dyk et al. 2003; Smartt et al. 2009). Se trata de objetos de gran interés para la comunidad debido a su estrecho vínculo con la evolución de estrellas masivas, su efecto sobre la evolución química de las galaxias, y su uso como estimadores de distancia extragalácticos (Hamuy & Pinto, 2002).

Con el aumento de detecciones tempranas de SNs se encontró que la luminosidad de las SNs II-P durante sus primeros $\sim$ 30 d de evolución es superior a la predicha por los modelos teóricos, y hay varios indicios observacionales que sugieren la presencia de un material circunestelar (CSM, por sus siglas en inglés) como posible explicación (Förster et al. 2018, González-Gaitán et al. 2015 y Yaron et al. 2017). En la actualidad se desconoce el mecanismo que produciría el CSM, y si el mismo sería detectable en las CLs pre-explosión.

En este contexto es de gran interés la SN 2020tlf, la primera SN II-P con detección de un exceso de flujo –denominado precursor– 130 d antes de la explosión (Jacobson-Galán et al., 2022). Los precursores son fenómenos recurrentes en supernovas peculiares de tipo IIn que muestran señales claras de interacción con CSM durante toda su evolución (Strotjohann et al., 2021), no así en las II-P. La detección de un precursor en la SN 2020tlf insinúa un posible nexo entre ambos tipos de SNs.

En este trabajo presentamos un modelado preliminar de la SN 2020tlf y de su precursor.

✉ *Contacto* / tregna@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

2. Caracterización morfológica

En Martinez et al. (2022a) (M22a) se definió un conjunto de parámetros que cuantifican la morfología de la CL bolométrica de SNs II (ver Fig. 8 de M22a), a saber: las magnitudes características del plateau (M_{end}) y de la cola radiactiva (M_{tail}); las pendientes del enfriamiento (s_1), plateau (s_2) y cola radiactiva (s_3); y las duraciones del enfriamiento (Cd), plateau (Pd) y de ambas fases combinadas (OPT_d). Con un código de ajuste de tipo Markov Chain Monte Carlo (MCMC) determinamos dichos parámetros para la SN 2020tlf, los cuales se presentan en la Tabla 1.

Tabla 1. Parámetros morfológicos de la SN 2020tlf comparados con los valores medios de una muestra de 74 SNs del CSP-I. Las desviaciones estándar se muestran entre paréntesis.

Parámetro	SN 2020tlf	CSP-I
M_{end} [mag]	−16.57(0.21)	−16.2(0.6)
M_{tail} [mag]	−13.47(0.02)	−14.8(0.3)
s_1 [mag · 100d^{-1}]	9.72(2.43)	4.59(2.84)
s_2 [mag · 100d^{-1}]	1.75(0.47)	0.81(0.91)
s_3 [mag · 100d^{-1}]	1.29(0.04)	1.38(0.62)
OPTd [d]	132.26(1.50)	104.3(19.3)
Pd [d]	96.68(5.47)	75.0(26.2)
Cd [d]	35.58(6.97)	26.9(4.3)

Comparando los parámetros calculados de la SN 2020tlf con los valores medios de la muestra de 74 SNs II-P analizadas en M22a (ver Tabla 1), notamos que en general, la SN 2020tlf muestra:

- un enfriamiento con mayor duración (Cd) y pendiente (s_1);
- un plateau con mayor luminosidad (M_{end}), duración (Pd) y pendiente (s_2);
- una cola radiactiva de menor luminosidad (M_{tail}).

En particular, destacamos que los parámetros OPTd y M_{tail} se encuentran por fuera de las desviaciones estándar de la muestra de comparación indicando que este objeto posee algunos parámetros átipicos.

3. Modelado hidrodinámico

Realizamos el modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf empleando el código hidrodinámico, Lagrangiano y unidimensional descripto en detalle en Bersten et al. (2011). Dicho código simula la explosión artificialmente mediante la inyección de una cierta cantidad energía térmica en el interior estelar. El código realiza la integración numérica de las ecuaciones hidrodinámicas y de transporte radiativo bajo la aproximación de difusión, para un gas autogravitante con simetría esférica. Para iniciar la explosión, el código requiere modelos pre-SN en equilibrio hidrostático. En este trabajo hemos usado una grilla de modelos pre-SN calculados por Nomoto & Hashimoto (1988), los cuales siguen la evolución completa de la estrellas desde la ZAMS hasta su etapa pre-SN asumiendo metalicidad solar. Específicamente, utilizamos modelos con masas ZAMS de $13, 15, 18, 20$ y 25 $M_\odot$.

Para cada modelo pre-SN realizamos una amplia exploración paramétrica dividida en dos etapas. En primera instancia exploramos los parámetros globales de la explosión: energía de explosión (E_{exp}), masa de níquel ($M_{^{56}Ni}$) y mezcla de níquel ($mix_{^{56}Ni}$). El objetivo fue determinar los parámetros que mejor reproducen las observaciones durante las etapas de plateau y cola radiactiva ($t \gtrsim 30$ d) dado que dichos parámetros casi no se ven modificados por la presencia del CSM (Morozova et al., 2017).

Luego, fue necesario incluir la presencia de CSM en nuestros modelos dado que éstos subestimaban la luminosidad durante la etapa de enfriamiento ($t \lesssim 30$ d). El CSM fue incorporado adosando artificialmente una distribución de tipo viento estacionario ($\rho \propto t^{-2}$) en las zonas mas externas del modelo pre-SN (ver recuadro en la Fig. 1, y Englert Urrutia et al. 2020 para más detalles). Así, en una segunda instancia exploramos los parámetros asociados a la distribución del CSM: la extensión del CSM (R_{CSM}) y la densidad interna (ρ_i) donde se adosa la distribución de CSM al perfil de densidad de la estrella progenitora.

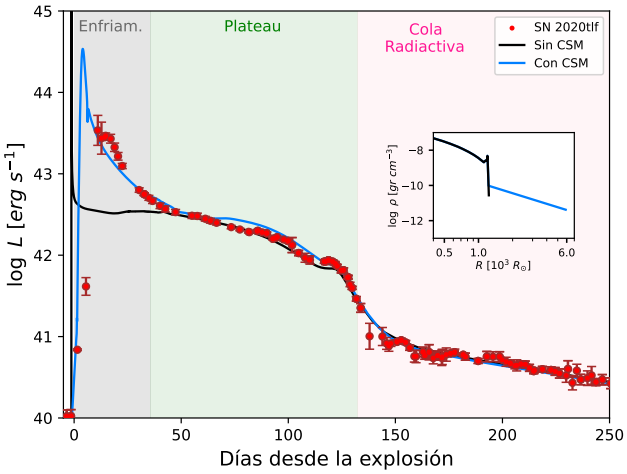


Fig. 1. Modelos hidrodinámicos (líneas) comparados a las observaciones de la SN 2020tlf (puntos, Jacobson-Galán et al. 2022). En línea negra se muestra el mejor modelo sin CSM y en línea azul con CSM. La inclusión del CSM produce un notorio efecto principalmente en épocas tempranas ($t \lesssim 30$ d). Las duraciones de diferentes fases evolutivas, obtenidas del ajuste MCMC (ver sec. 2), se indican en colores: enfriamiento (en gris), plateau (en verde) y cola radiactiva (en rosa). *Recuadro:* parte más externa de los perfiles de densidad inicial de ambos modelos.

De la exploración de parámetros globales hallamos un modelo que reproduce fielmente la CL bolométrica de la SN 2020tlf luego de $t \gtrsim 30$ d (línea negra en la Fig. 1). En la Tabla 2 se presentan los valores de los parámetros encontrados para la SN 2020tlf comparados con las medianas de los mismos encontrados en Martinez et al. (2022b) modelando a un conjunto de 53 SNs IIP.

El modelo encontrado requirió un progenitor con $M_{ZAMS} = 25$ $M_\odot$ y $R_{pre-SN} = 1234$ $R_\odot$, situado en el extremo de las RSGs de mayor masa. Fue necesaria una elevada E_{exp} para este tipo de SNs, y valores re-

lativamente bajos de $M_{^{56}Ni}$ y $mix_{^{56}Ni}$ consistentes con un progenitor masivo afectado por la posible caída de material radiactivo sobre el remanente compacto en formación (Woosley et al., 2002).

Luego, para reproducir las observaciones a $t \lesssim 30$ d, exploramos distintas configuraciones de CSM. Encontramos un modelo cuyos parámetros del CSM se presentan en la Tabla 2, los cuales modifican el perfil de densidad externo del progenitor según se muestra con línea azul en el recuadro de la Fig. 1. Dichos parámetros se corresponden con una masa $M_{CSM} = 1.42\ M_\odot$ y una tasa de pérdida de masa $\dot{M} = 0.14\ M_\odot\ a^{-1}$. Este modelo reproduce considerablemente mejor las observaciones tempranas de la SN 2020tlf, como se muestra con línea azul en la Fig. 1. Notamos que el valor de $\dot{M}$ hallado es mucho mayor a lo esperado para vientos en RSGs, y se encuentra en el rango habitualmente obtenido a partir de este tipo de análisis de las CLs tempranas de SNs II. Dicha discrepancia llevó a postular métodos alternativos a los vientos tradicionales, como por ejemplo modelos que tienen en cuenta la aceleración de la tasa de pérdida de masa en los estadíos evolutivos finales (Moriya et al., 2018).

Concluimos la presente sección destacando que los parámetros físicos obtenidos para la SN 2020tlf son en general extremos para una SN II- P (ver Tabla 2), sugiriendo que se trata de un evento atípico.

Tabla 2. Valores de los parámetros de la explosión y del CSM para la SN 2020tlf. Se incluyen las medianas de la distribución de los mismos parámetros de 53 SNs analizadas en Martinez et al. (2022b)

Parámetro	SN 2020tlf	CSP-I
M_{ZAMS} [$M_\odot$]	25	11.7
R_{pre-SN} [$R_\odot$]	1234	582
E_{exp} [10^{51} erg]	1.8	0.63
$M_{^{56}Ni}$ [$M_\odot$]	0.023	0.036
$mix_{^{56}Ni}$ [%]	10	48
R_{CSM} [$R_\odot$]	6000	–
$\log(\rho_i\ cm^3\ gr^{-1})$	−10	–

4. Modelado de precursores

En este trabajo hemos explorado un escenario de evento eruptivo en los meses previos a la explosión de SN, a fin de producir precursores y generar distribuciones de CSM. En la literatura se han propuesto diversos mecanismos físicos que podrían dar lugar a la formación de un CSM denso cercano a la estrella progenitora (ver Woosley & Heger 2015, Quataert & Shiode 2012 y Chevalier 2012), que requieren la deposición de energía adicional en capas internas de la estrella. Esto podría generar una eyeccción de materia antes la explosión, posiblemente acompañada de un precursor.

Siguiendo la prescripción de Morozova et al. (2020), modificamos nuestro código hidrodinámico para reproducir un evento eruptivo previo a la explosión. Esquemáticamente, el procedimiento es el siguiente:

1. Inyectar una cantidad de energía pequeña (E_{prec}) previa a la explosión, cuyo valor es varios órdenes de magnuitud menor que la energía típica de una explosión de SN ($E_{exp} \sim 10^{51}$ erg). Esta energía E_{prec} tiene un valor similar a la energía de ligadura de la envoltura rica en hidrógeno ($E_{prec} \sim 10^{47-48}$ erg).
2. Depositar dicha energía en la base de la envoltura rica en hidrógeno, que corresponde a la coordenada Lagrangiana $M_{dep} = 7\ M_\odot$ para el progenitor usado aquí en el modelado hidrodinámico.
3. Evolucionar el sistema durante un cierto tiempo $t_{prec} \sim 100 - 1000$ d.
4. Simular la explosión de SN propiamente dicha.

Con el procedimiento mencionado, es posible modificar los perfiles de densidad iniciales produciendo estructuras con características similares a las del CSM incluidas de un modo artificial (ver Fig. 2 de Morozova et al. 2020). Al simular la explosión de SN con este tipo de estructuras, también es posible producir CLs tempranas similares a las de modelos con CSM artificial (ver Fig. 4 de Morozova et al. 2020).

Una vez confirmada la viabilidad del método con nuestro código, realizamos el modelado hidrodinámico del precursor de la SN 2020tlf, explorando una amplia grilla de $E_{prec} \sim 10^{46-49}$ erg y $t_{prec} \sim 50-2000$ d. Luego, simulamos la explosión de SN empleando los parámetros globales de la explosión con los valores presentados en la Sec. 3.

Del modelado hidrodinámico del precursor encontramos un modelo que representa adecuadamente las observaciones, con valores de $E_{prec} = 4 \cdot 10^{48}$ erg y $t_{prec} = 235$ d. El mismo se muestra en la Fig. 2. No obstante, este modelo no reproduce correctamente la CL de la SN 2020tlf ya que sobreestima la luminosidad del objeto durante toda su evolución.

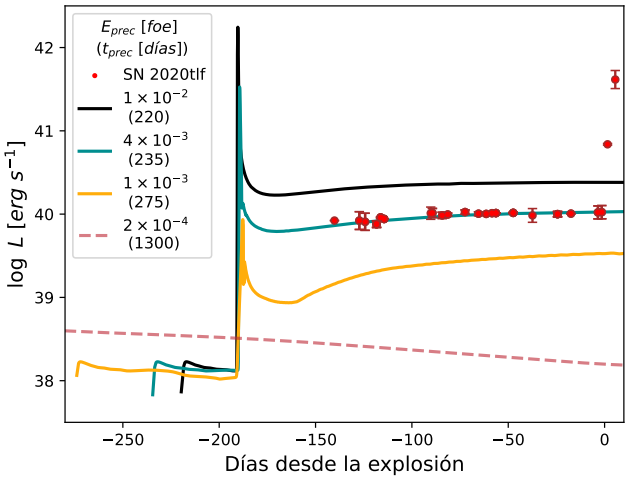


Fig. 2. Resultados del modelado hidrodinámico del precursor de la SN 2020tlf. Se muestra la CL bolométrica del mejor modelo hallado (celeste), junto a modelos subóptimos de 10^{48} erg y 10^{49} erg en línea sólida (amarillo y negro). En línea punteada roja se indica el modelo con perfil de densidad externo más parecido a la distribución de CSM adoptada en la Sec. 3.

Por lo tanto, realizamos una segunda exploración paramétrica independiente de la anterior, para determinar qué valores de E_{prec} y t_{prec} se requieren para reproducir la distribución aproximada del CSM incorporado artificialmente durante el modelado. Encontramos un modelo que reproduce correctamente los datos de la etapa de enfriamiento, que posee valores de $E_{prec} = 2 \cdot 10^{47}$ erg y $t_{prec} = 1300$ d. El modelo se muestra en la Fig. 3. Sin embargo, cabe destacar que en la evolución posterior de la SN, sobreestima levemente la luminosidad del plateau.

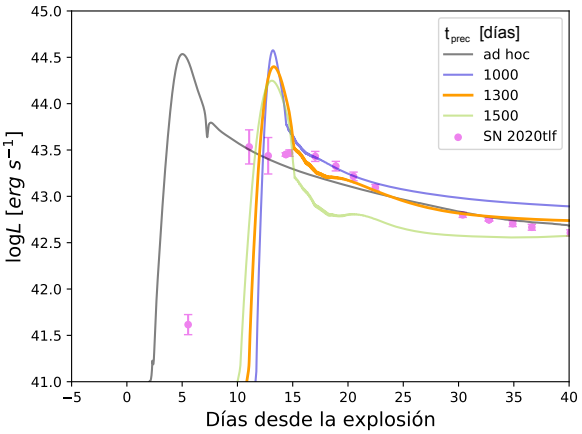


Fig. 3. Resultados del modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf utilizando modelos preexplotados por eventos eruptivos. Se muestra la CL bolométrica del mejor modelo hallado (naranja), junto a modelos subóptimos de 1000 d y 1500 d de evolución t_{prec} (verde y azul). En negro se incluye también el mejor modelo con la distribución de CSM artificial adoptada en la Sec. 3.

5. Conclusiones y trabajo a futuro

Del trabajo realizado hay dos resultados importantes a remarcar. En primer lugar, logramos implementar un método para modelar precursores de SNs con nuestro código hidrodinámico, capaz de simular eventos a diversas escalas temporales y energéticas. Este método resulta muy promisorio para modelar a futuro otros tipos de fenómenos transitorios de similares características, de gran importancia en el área. Por otra parte, encontramos que los eventos eruptivos son candidatos viables para explicar tanto la formación de CSM como la eventual presencia de precursores de SNs.

Cabe destacar que con el método utilizado pudimos modelar por un lado al precursor de la SN 2020tlf, y por otro lado a la formación de CSM y la CL temprana del objeto, aunque con distintos rangos paramétricos. Como trabajo a futuro resta ver si es posible conciliar el modelado global de la SN 2020tlf en un único modelo autoconsistente. Algunas vías posibles para lograrlo incluyen modificar la función de inyección de energía del evento eruptivo, y modificar la región de inyección a otras regiones del interior del progenitor.

El análisis efectuado nos permite concluir que la SN 2020tlf es una SN II-P atípica por múltiples razones. La presencia de un precursor no tiene correlato en otras SNs de su tipo, y en realidad es más propio de SNs de tipo IIn. Además, el ajuste de los parámetros morfológicos de la CL bolométrica indica que es una SN atípica comparada con una muestra de SNs II-P previamente estudiadas en la literatura. Asimismo, el modelado hidrodinámico de este objeto sugiere un progenitor de elevada masa y extensión para una RSG, y también parámetros extremos de explosión y del CSM (ver Morozova et al. 2018 y Martinez et al. 2022b).

El análisis aquí presentado será utilizado como base para un futuro artículo científico destinado a esclarecer la naturaleza de la SN 2020tlf, determinar si puede considerarse un evento transicional entre SNs II-P y IIn, y explorar las implicancias de incorporar eventos eruptivos al modelado hidrodinámico de SNs.

Agradecimientos: Al Dr. Martinez por su inestimable ayuda informática. Al Dr. Jacobson-Galán por la CL bolométrica de la SN 2020tlf.

Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Chevalier R.A., 2012, ApJL, 752, L2
Englert Urrutia B.N., Bersten M.C., Cidale L.S., 2020, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 61B, 51
Förster F., et al., 2018, Nature Astronomy, 2, 808
González-Gaitán S., et al., 2015, MNRAS, 451, 2212
Hamuy M., Pinto P.A., 2002, ApJL, 566, L63
Jacobson-Galán W.V., et al., 2022, ApJ, 924, 15
Li W., et al., 2011, MNRAS, 412, 1441
Martinez L., et al., 2022a, A&A, 660, A40
Martinez L., et al., 2022b, A&A, 660, A41
Moriya T.J., et al., 2018, MNRAS, 476, 2840
Morozova V., Piro A.L., Valenti S., 2017, ApJ, 838, 28
Morozova V., Piro A.L., Valenti S., 2018, ApJ, 858, 15
Morozova V., et al., 2020, ApJL, 891, L32
Nomoto K., Hashimoto M., 1988, PhR, 163, 13
Quataert E., Shiode J., 2012, MNRAS, 423, L92
Smartt S.J., et al., 2009, MNRAS, 395, 1409
Strotjohann N.L., et al., 2021, ApJ, 907, 99
Van Dyk S.D., Li W., Filippenko A.V., 2003, PASP, 115, 1289
Woosley S.E., Heger A., 2015, ApJ, 810, 34
Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 1015
Yaron O., et al., 2017, Nature Physics, 13, 510
Zampieri L., 2017, A.W. Alsabti, P. Murdin (Eds.), *Handbook of Supernovae*, 737

Astrosismología con TESS de la estrella central de tipo GW Vir de la nebulosa planetaria NGC 246

L.M. Calcaferro[1,2], P. Sowicka[3], M. Uzundag[4], A.H. Córsico[1,2], S.O. Kepler[5], K.J. Bell[6], L.G. Althaus[1,2], G. Handler[3], S.D. Kawaler[7], & K. Werner[8]

[1] *Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Polonia*
[4] *Institute of Astronomy, KU Leuven, Bélgica*
[5] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*
[6] *Department of Physics, Queens College, City University of New York, Estados Unidos*
[7] *Department of Physics and Astronomy, Iowa State University, Estados Unidos*
[8] *Institut für Astronomie und Astrophysik, Kepler Center for Astro and Particle Physics, Eberhard Karls Universität, Alemania*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / La astrosismología es una técnica poderosa que nos permite explorar el interior de estrellas pulsantes mediante el estudio de sus períodos de oscilación. Al comparar los períodos observados de estrellas pulsantes con los períodos teóricos derivados de modelos estelares adecuados, este método nos permite inferir parámetros fundamentales como la masa, el radio, la edad y la composición interna. Los recientes avances en observaciones fotométricas de misiones espaciales, notablemente TESS, han mejorado enormemente nuestra capacidad para aplicar la astrosismología, especialmente en el estudio de estrellas enanas blancas y pre-enanas blancas pulsantes. Presentamos un análisis astrosismológico detallado de la estrella central de la nebulosa planetaria NGC 246 que es una estrella pulsante de tipo PG 1159, utilizando datos fotométricos precisos de TESS y modelos evolutivos que consideran la evolución completa de sus progenitores. Nuestro objetivo principal es estimar la masa de esta estrella.

Abstract / Asteroseismology is a powerful technique that allows us to explore the interiors of pulsating stars by studying their oscillation periods. This method enables us to infer fundamental parameters such as mass, radius, age, and internal composition by comparing the observed periods of pulsating stars with theoretical periods derived from appropriate stellar models. Recent advancements in photometric observations from space missions, notably TESS, have greatly enhanced our ability to apply asteroseismology, particularly in studying pulsating white dwarfs and pre-white dwarfs. We present a detailed asteroseismological analysis of the pulsating PG 1159 central star of the planetary nebula NGC 246, using precise photometric data from TESS and fully evolutionary models that account for the complete prior evolution of their progenitors. Our primary goal is to estimate its stellar mass.

Keywords / stars: individual (NGC 246) — asteroseismology — (stars:) white dwarfs — stars: interiors

1. Introducción

Las estrellas GW Vir son estrellas PG 1159 pulsantes, es decir, enanas blancas (EB) y pre-EB calientes deficientes de hidrógeno (H) y con superficies ricas en helio (He), carbono (C) y oxígeno (O) (ver, por ej., Werner & Herwig, 2006; Werner & Rauch, 2015; Miller Bertolami, 2024). Entre ellas, se encuentran las estrellas centrales de nebulosa planetaria pulsantes (ECNPP) y las estrellas DOV, que carecen de nebulosa planetaria. También se incluyen las ECNPP de tipo Wolf-Rayet ([WC]) y las estrellas [WCE] tempranas, que comparten propiedades pulsacionales con las estrellas PG 1159 pulsantes (Quirion et al., 2007). Se cree que las PG 1159 son el eslabón evolutivo entre las estrellas que se encuentran en una etapa posterior a la rama asintótica de las gigantes (*post-AGB*, por su sigla en inglés) y las EB deficientes en H (Althaus et al., 2005, 2010; Werner & Herwig, 2006; Sowicka et al., 2021). Probablemente, su origen sea en un contexto de evolución estelar aislada, tras un episodio de "renacimiento" inducido por un pulso térmico de He, tardío o muy tardío, en la etapa *post-AGB* (ver, por ej., Althaus et al., 2005; Miller Bertolami & Althaus, 2006), o en evolución binaria por fusión de EB (Miller Bertolami et al., 2022; Werner et al., 2022).

Las estrellas GW Vir exhiben variaciones de brillo multiperiódicas con períodos entre 300 y 6000 s, asociadas con pulsaciones no radiales de modos de gravedad (g) de bajo grado armónico ($\ell \leq 2$). Estas pulsaciones son excitadas por el mecanismo κ, resultado de la ionización parcial de C y O en sus capas externas (ver Gautschy et al., 2005; Córsico et al., 2006; Quirion et al., 2007, y referencias allí). La presencia de pulsaciones per-

✉ *Contacto* / lcalcaferro@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

mite el estudio de sus interiores mediante las técnicas de la astrosismología (Córsico et al., 2019; Kurtz, 2022).

En los últimos años, ha habido un aumento en los esfuerzos observacionales en el campo de las EB pulsantes. Notablemente, el satélite *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (*TESS*; Ricker et al., 2015) ha hecho valiosos aportes en el estudio de las EB y pre-EB (Córsico, 2022). En el caso de las estrellas GW Vir, *TESS* ha motivado trabajos particularmente relevantes tales como Córsico et al. (2021); Uzundag et al. (2021, 2022), donde se identificaron nuevos miembros de este tipo de estrellas y se realizaron análisis astrosismológicos detallados para determinar sus parámetros fundamentales. En este artículo, nos concentramos en la ECNPP NGC 246[⋆], que ha sido monitoreada por *TESS* en dos de sus sectores[⋆⋆] (3 y 30), en las cadencias corta (120 s) y ultracorta (20 s), haciendo viable el estudio detallado de las pulsaciones de esta estrella.

NGC 246 es una estrella PG 1159 caracterizada por $T_{\rm eff} = 150\,000 \pm 10\,000$ K and $\log(g) = 5.7 \pm 0.1$ [cgs] (Rauch & Werner, 1997; Löbling, 2018, 2020). Sobre la base de dichos parámetros espectroscópicos, su masa espectroscópica resulta $M_\star = 0.74^{+0.19}_{-0.23}$ M$_\odot$ (Löbling, 2018, 2020). Esta ECNPP destaca por ser parte del único sistema triple confirmado en una nebulosa planetaria, donde NGC 246 es la estrella primaria (Adam & Mugrauer, 2014). Además, su identificación como estrella pulsante por Ciardullo & Bond (1996) ha incentivado el interés en este objeto (González Pérez et al., 2003), debido a la posibilidad de caracterizar sus propiedades a través de herramientas astrosismológicas.

En este trabajo, presentamos los resultados de un análisis astrosismológico detallado aplicado a NGC 246, basado en observaciones fotométricas de *TESS* y modelos evolutivos adecuados para el estudio de estrellas PG 1159 (Althaus et al., 2005; Miller Bertolami & Althaus, 2006, 2007a,b). Las secuencias evolutivas *post-AGB* fueron calculadas empleando el código evolutivo `LPCODE` (Althaus et al., 2005), las cuales han experimentado un último pulso muy tardío y el resultante renacimiento que las lleva a experimentar la etapa *AGB* nuevamente, para luego convertirse en estrellas con una composición superficial típica de las estrellas PG 1159, es decir, deficiente en H y rica en He, C y O. Los remanentes estelares tienen masas entre 0.515 y 0.870 M$_\odot$. Calculamos períodos de pulsación adiabáticos de modos g con $\ell = 1, 2$ entre 80 y 6000 s empleando la versión adiabática del código de pulsaciones `LP-PUL` (Córsico & Althaus, 2006).

2. Astrosismología

2.1. Análisis de datos y frecuencias

Empleando los archivos de píxeles de los sectores 3 y 30 de *TESS*, procedimos a su análisis exhaustivo, evaluando la posible contaminación de objetos cercanos dentro de la apertura de *TESS*, mediante aperturas personalizadas y correcciones sistemáticas (Lightkurve Collaboration et al., 2018). Corregimos los tiempos y flujos, que fueron normalizados y transformados a unidades de amplitud, aplicando un filtro para eliminar valores atípicos. Calculamos las transformadas de Fourier (TF) de las curvas de luz para analizar las periodicidades y determinar las frecuencias, amplitudes y fases de cada modo de pulsación. Establecimos un umbral de probabilidad de falsa alarma del 0.1 % (Kepler, 1993), y realizamos un ajuste no lineal de mínimos cuadrados para identificar las frecuencias. Pre-blanqueamos las curvas de luz utilizando estos parámetros hasta que no quedara señal significativa en la TF. Extrajimos 14 frecuencias por encima de los umbrales de detección establecidos, cuyos períodos asociados se encuentran entre los valores 1460.12 y 1822.46 s.

2.2. Análisis astrosismológico

Las variaciones de brillo observadas en las estrellas GW Vir son causadas por modos g de bajo orden armónico ℓ y alto orden radial k. En el límite asintótico de alto k, la separación entre períodos consecutivos se aproxima a una constante que depende del valor de ℓ, es decir, los modos g con igual ℓ se encuentran equiespaciados para valores de k muy grandes (Tassoul et al., 1990). En este tipo de estrellas, el espaciamiento de períodos depende principalmente de la masa estelar, por lo que su estimación a partir del espectro de períodos observado es una herramienta útil para inferir la masa. Aunque las pulsaciones de la estrella bajo estudio no estén estrictamente en el régimen asintótico, es posible tratar de identificar un espaciamiento de períodos observado en el conjunto de datos. Para determinar dicho valor, empleamos tres métodos independientes: Kolmogorov-Smirnov, varianza inversa y un método basado en la Transformada de Fourier (Kawaler, 1988; O'Donoghue, 1994; Handler et al., 1997, respectivamente). Estos métodos revelaron la existencia de un espaciamiento medio de períodos de $\Delta\Pi_o = 12.90 \pm 0.05$ s. Desafortunadamente, no es posible con la información que disponemos asociar el valor de $\Delta\Pi_o$ a un valor de ℓ. Así, el valor inferido para el espaciamiento de períodos observado podría corresponder a modos con $\ell = 1$ o $\ell = 2$.

Bajo estas dos posibilidades, nos enfocamos en determinar la masa estelar mediante la comparación de $\underline{\Delta\Pi_o}$ con el promedio de los espaciamientos de períodos, $\overline{\Delta\Pi_k}$ calculados para nuestros modelos evolutivos de PG 1159. Este cálculo se realiza mediante la expresión $\overline{\Delta\Pi_k} = (n-1)^{-1} \sum_k \Delta\Pi_k$, donde $\Delta\Pi_k = \Pi_{k+1} - \Pi_k$ y n es el número de períodos teóricos dentro del rango de períodos observados en la estrella (es decir, Π_k está en el rango [1460-1823] s). La Fig. 1 muestra la comparación de $\overline{\Delta\Pi_k}$ vs. $T_{\rm eff}$. Las curvas sólidas y discontinuas representan, respectivamente, los casos en que $\overline{\Delta\Pi_k}$ corresponde a modos g con $\ell = 1$ y $\ell = 2$.

Es claro que, a ℓ fijo, un valor menor de $\overline{\Delta\Pi_k}$ implica mayor $M_\star$. Para el caso con $\ell = 1$, la comparación entre $\overline{\Delta\Pi_k}$ y $\Delta\Pi_o$, a la temperatura efectiva de NGC 246,

[⋆] Aunque NGC 246 es el nombre de la NP, utilizamos esta designación para referirnos a su estrella central, por simplicidad.

[⋆⋆] *TESS* observa el cielo dividiéndolo en sectores de $24^\circ \times 96^\circ$. Cada sector corresponde a la región del cielo que el satélite observa durante aproximadamente 27 días.

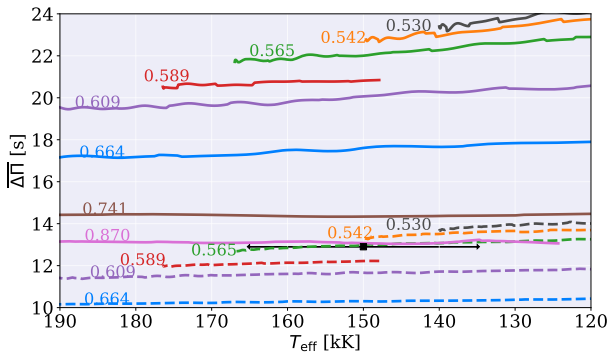


Fig. 1. Promedio de los espaciamientos de períodos calculados evaluado en el rango de períodos observados en NGC 246 para nuestras secuencias evolutivas de PG 1159 (masas estelares expresadas en unidades solares), en función de la temperatura efectiva (Calcaferro et al., 2024). Las curvas sólidas representan el caso en el que el espaciamiento de períodos está asociado a modos con $\ell = 1$ y las curvas discontinuas, al caso con $\ell = 2$. El cuadrado negro indica $\Delta\Pi_o$ y $T_{\rm eff}$ para NGC 246 y la barra de error, la incerteza en $T_{\rm eff}$ (un 10 % del valor).

indica una masa estelar $\gtrsim 0.87$ M$_\odot$. En cambio, si el espaciamiento de períodos estuviese asociado a modos con $\ell = 2$, la masa resultaría 0.568 M$_\odot$.

Otra alternativa para la estimación de la masa estelar, que al mismo tiempo permite conocer información sobre la estructura interna y parámetros fundamentales de la estrella pulsante (luminosidad, radio, gravedad, etc.), consiste en buscar un modelo estelar cuyos períodos de oscilación sean lo más cercanos posibles a los períodos individuales observados de la estrella. Esto se lleva a cabo mediante el cálculo de una función de calidad que mide la desviación estándar entre ambos conjuntos de períodos. Encontrar un mínimo único de dicha función implicaría la existencia de una única solución astrosismológica. Sin embargo, algunas veces sucede que la función posee múltiples mínimos locales, lo cual lleva a la necesidad de emplear restricciones externas al método, como por ejemplo, el rango de incerteza de la $T_{\rm eff}$. Este procedimiento de "ajuste de períodos" ha sido ampliamente utilizado para caracterizar enanas blancas pulsantes, en particular, GW Vir (Córsico et al., 2007b,a, 2008, 2009, 2021; Calcaferro et al., 2016; Uzundag et al., 2021).

Debido a la falta de identificación de los modos observados, calculamos la función de calidad considerando tres escenarios, es decir, que los períodos observados correspondan a modos g con $\ell = 1$, $\ell = 2$, o a una mezcla de ambos. En general, encontramos múltiples soluciones posibles, lo que nos llevó a restringirlas a aquellas cuyos valores de $T_{\rm eff}$ se encuentran dentro del rango dado por la espectroscopía. En la Fig. 2 se presentan los resultados del ajuste de períodos para el caso mixto ($\ell = 1, 2$), donde mostramos la inversa de la función de calidad en términos de $T_{\rm eff}$. A pesar de la existencia de múltiples posibles soluciones, se identifica un máximo principal correspondiente a un modelo con 0.565 M$_\odot$ y $T_{\rm eff} \approx 163\,000$ K, que no solo representa el mejor ajuste, sino que también se encuentra dentro de los límites espectroscópicos de $T_{\rm eff}$. Además, modelos con $T_{\rm eff}$ ligeramente menores ($\approx 157\,000$ y $\approx 150\,000$ K) de la misma secuencia también representan posibles soluciones dentro del rango permitido. Es relevante destacar una solución adicional con menor calidad de ajuste, correspondiente a un modelo de 0.87 M$_\odot$ y $T_{\rm eff} \approx 160\,000$ K, también dentro del rango espectroscópico.

Dada la multiplicidad de soluciones astrosismológicas, evaluamos las "distancias astrosismológicas" a las que se encontrarían estos modelos si tuviesen las propiedades observadas de NGC 246, para compararlas luego con la precisa distancia astrométrica de (es decir, la que proviene de la paralaje medida por *Gaia*; Gaia Collaboration, 2020). Usando la magnitud aparente observada ($m_V = 11.8$ mag) y una absorción interestelar de $A_V = 0.062$ mag, y considerando que la magnitud absoluta es $M_V = M_B - BC$, donde $M_B = M_{B\odot} - 2.5 \times \log(L_\star/L_\odot)$ y $M_{B\odot} = 4.74$, estimamos la distancia $\mathrm{d_{astrosis}}$ mediante la relación $\log(\mathrm{d_{astrosis}}) = [m_V - M_V + 5 - A_V(d)]/5$. Para el modelo de 0.87 M$_\odot$ con $T_{\rm eff} = 160\,000$ K, la distancia estimada es de, aproximadamente, 1 160 pc. En contraste, los modelos de masa intermedia, 0.565 M$_\odot$, con $T_{\rm eff} = 163\,000$, $157\,000$ y $150\,000$ K se encontrarían a distancias de unos 300, 360 y 420 pc, respectivamente. Al comparar estas estimaciones con el valor de la distancia astrométrica $d_{astrom} = 538^{20}_{17}$ pc (Bailer-Jones et al., 2021), la solución astrosismológica de 0.565 M$_\odot$ y 150 000 K es la más consistente. Repitiendo este procedimiento, es decir, calculando la distancia a la que cada uno de los modelos de nuestras secuencias de PG 1159 se encontrarían si estuviesen caracterizados por la magnitud aparente (y afectados por la misma absorción) de NGC 246, notamos que los modelos con masa entre aproximadamente 0.565 y 0.664 M$_\odot$ son los más compatibles con la distancia astrométrica dentro del rango espectroscópico de $T_{\rm eff}$ de NGC 246. Esto se ilustra en la Fig. 3, que muestra las curvas de distancia en función de $T_{\rm eff}$ para todos nuestros modelos, junto con los valores d_{astrom} y $T_{\rm eff}$ de NGC 246.

3. Resumen y discusión

En este trabajo realizamos un estudio astrosismológico de la ECNPP NGC 246, basados en observaciones fotométricas del satélite . El estudio del espectro de pulsaciones reveló la presencia de 14 períodos de pulsación en el rango [1460-1820] s, que analizamos mediante dos enfoques astrosismológicos distintos con el objetivo principal de inferir la masa de NGC 246. Esto fue realizado utilizando nuestro conjunto de modelos evolutivos de PG 1159, característicos del tipo de estrella bajo estudio.

Encontramos que existe más de un modelo astrosismológico posible representativo de las propiedades pulsacionales de esta estrella, de manera tal que NGC 246 podría caracterizarse por una masa intermedia (≈ 0.57 M$_\odot$) o una masa alta (0.87 M$_\odot$). Sin embargo, al comparar las distancias astrosismológicas estimadas para dichos modelos, con la distancia astrométrica proveniente de las precisas mediciones de , las soluciones de masas intermedias resultan más consistentes.

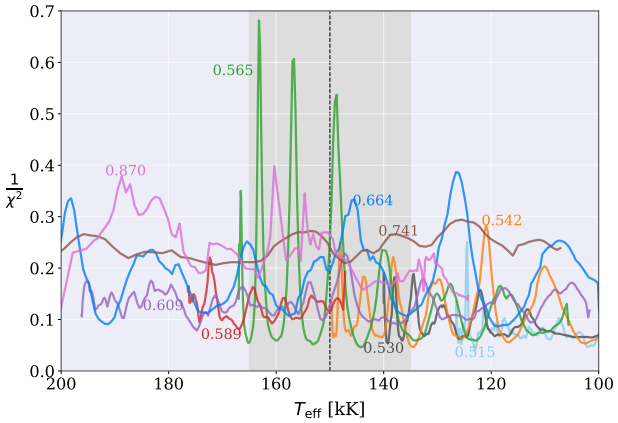


Fig. 2. Inversa de la función de calidad $(1/\chi^2)$ vs. $T_{\rm eff}$ correspondiente al ajuste de períodos para el caso en que los períodos observados corresponden a modos con $\ell = 1, 2$. El valor de $T_{\rm eff}$ para NGC 246 se indica con una línea vertical discontinua y el valor de su incerteza, con una región gris.

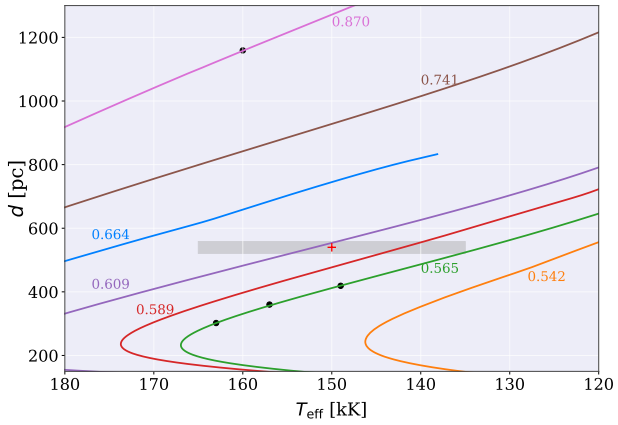


Fig. 3. Distancia a la que se encontrarían nuestros modelos de PG 1159, si estuviesen caracterizados por las propiedades observadas de NGC 246, en términos de $T_{\rm eff}$. El símbolo rojo indica los valores de $d_{\rm astrom}$ y $T_{\rm eff}$ de NGC 246, mientras que el rectángulo sombreado indica el rango permitido para estos valores según sus incertezas. Los valores correspondientes para las soluciones astrosismológicas más relevantes de la Fig. 2 se indican con puntos negros.

Por otro lado, el análisis espectroscópico de Löbling (2020) sugiere una masa de 0.74 $M_\odot$, e infiere una distancia de 970 pc. Esta distancia, significativamente mayor al valor astrométrico (d_{astrom} = 538 pc), presenta una discrepancia notable que no respalda esta solución.

En conclusión, aunque los resultados astrosismológicos muestran una razonable consistencia entre sí y con los datos de , no son concluyentes. Este estudio resalta la necesidad de nuevas observaciones fotométricas para desentrañar la naturaleza de esta fascinante estrella.

Agradecimientos: Agradecemos al COC y COL de la 66ª Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, al editor/a del BAAA y a el/la evaluador/a.

Referencias

Adam C., Mugrauer M., 2014, MNRAS, 444, 3459
Althaus L.G., et al., 2005, A&A, 435, 631
Althaus L.G., et al., 2010, A&A Rv, 18, 471
Bailer-Jones C.A.L., et al., 2021, AJ, 161, 147
Calcaferro L.M., Córsico A.H., Althaus L.G., 2016, A&A, 589, A40
Calcaferro L.M., et al., 2024, A&A, 686, A140
Ciardullo R., Bond H.E., 1996, AJ, 111, 2332
Córsico A.H., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 48
Córsico A.H., Althaus L.G., 2006, A&A, 454, 863
Córsico A.H., Althaus L.G., Miller Bertolami M.M., 2006, A&A, 458, 259
Córsico A.H., et al., 2007a, A&A, 475, 619
Córsico A.H., et al., 2007b, A&A, 461, 1095
Córsico A.H., et al., 2008, A&A, 478, 869
Córsico A.H., et al., 2009, A&A, 499, 257
Córsico A.H., et al., 2019, A&A Rv, 27, 7
Córsico A.H., et al., 2021, A&A, 645, A117
Gaia Collaboration, 2020, VizieR Online Data Catalog, I/350
Gautschy A., Althaus L.G., Saio H., 2005, A&A, 438, 1013
González Pérez J.M., et al., 2003, Baltic Astronomy, 12, 125
Handler G., et al., 1997, MNRAS, 286, 303
Kawaler S.D., 1988, J. Christensen-Dalsgaard, S. Frandsen (Eds.), *Advances in Helio- and Asteroseismology*, *IAU Symposium*, vol. 123, 329
Kepler S.O., 1993, Baltic Astronomy, 2, 515
Kurtz D.W., 2022, ARA&A, 60, 31
Lightkurve Collaboration, et al., 2018, Lightkurve: Kepler and TESS time series analysis in Python, Astrophysics Source Code Library
Löbling L., 2018, Galaxies, 6, 65
Löbling L., 2020, IAU Symposium, 357, 158
Miller Bertolami M.M., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2411.18035
Miller Bertolami M.M., Althaus L.G., 2006, A&A, 454, 845
Miller Bertolami M.M., Althaus L.G., 2007a, A&A, 470, 675
Miller Bertolami M.M., Althaus L.G., 2007b, MNRAS, 380, 763
Miller Bertolami M.M., et al., 2022, MNRAS, 511, L60
O'Donoghue D., 1994, MNRAS, 270, 222
Quirion P.O., Fontaine G., Brassard P., 2007, ApJS, 171, 219
Rauch T., Werner K., 1997, A.G.D. Philip, J. Liebert, R. Saffer, D.S. Hayes (Eds.), *The Third Conference on Faint Blue Stars*, 217
Ricker G.R., et al., 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003
Sowicka P., et al., 2021, ApJL, 918, L1
Tassoul M., Fontaine G., Winget D.E., 1990, ApJS, 72, 335
Uzundag M., et al., 2021, A&A, 655, A27
Uzundag M., et al., 2022, MNRAS, 513, 2285
Werner K., Herwig F., 2006, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 118, 183
Werner K., Rauch T., 2015, A&A, 584, A19
Werner K., et al., 2022, MNRAS, 511, L66

SN 2023ixf: aprendiendo de una supernova cercana

M. Orellana[1,2], M.P. Piccirilli[2,3], M.C. Bersten[3,4], G. Folatelli[3,4], T. Regna[3,4], L.M. Román Aguilar[3,4], K. Ertini[3,4], A. Méndez[3,4] & L. Ferrari[3,4]

[1] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía, UNRN, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las curvas de luz teóricas de las supernovas han demostrado ser sensibles a la física de la estrella que explota, su historial de pérdida de masa tardía, la energía de la explosión y otros factores bien establecidos, aunque restringir los parámetros es a menudo una tarea desafiante. Hemos utilizado simulaciones hidrodinámicas 1D para estudiar un rico conjunto de datos que recopila valores fotométricos de una de las supernovas de tipo II más cercanas descubiertas en las últimas décadas: SN 2023ixf en Messier 101. Debido a su proximidad, ha atraído la atención de toda la comunidad y ha desencadenado extensas observaciones por parte de astrónomos profesionales y aficionados por igual. Recientemente publicamos el cálculo de la luminosidad bolométrica en dos pasos separados. Primero se presentó el modelado de los 19 días iniciales utilizando la curva de luz temprana y datos de las velocidades de expansión. La interacción entre el material eyectado y el material circunestelar es crucial en estas fases tempranas. Luego incorporamos un total de 100 días de observaciones fotométricas públicas y el modelo aún reprodujo la forma general de la curva de luz. La incorporación de la nueva información nos permitió inferir la cantidad de material radiactivo. Aquí resumimos nuestros principales resultados sobre esta supernova y proporcionamos un contexto más general al comparar nuestros resultados con otros estudios.

Abstract / Theoretical supernovae light curves have shown to be sensitive to the physics of the exploding star, its late mass loss history, explotion energetics, and other well established facts, though, constraining parameters is an often challenging endeavor. We have used 1D hydrodynamical simulations to study a rich data set that collects photometric data of one of the nearest Type II supernovae discovered in recent decades: SN 2023ixf in Messier 101. Due to its proximity, it has attracted the attention of the entire community and it triggered extensive observations by professional and amateur astronomers alike. Recently we published the calculation of the bolometric luminosity in two separated steps: a model for the first 19 days was depicted using the early light curve and data of the expansion velocities. The interaction between the ejecta and circumstellar material is crutial at these early phases. We then incorporated a total of 100 days of public photometric observations and the model did still reproduce the overall shape of the light curve. The including of new information allowed us to infer the radioactive yield. Here we summarize our main results on this supernova and provide a more general context by comparing our results with other studies.

Keywords / Supernovae: general — circumstellar matter — supernovae: individual (SN 2023ixf)

1. Introducción

Debido a su proximidad $\sim$ 6.9 Mpc, la supernova SN 2023ixf ha atraído la atención de toda la comunidad. Su alta declinación norte facilitó que muchos interesados ubicados en ese hemisferio, con equipos diversos, la detecten y compartan sus registros. Los datos brindados, como detallamos en la Sección 2 nos permitieron calcular buena parte de la curva de luz (CL) bolométrica que recientemente publicamos. Este estudio incluyó el modelado en dos etapas, una primera cuando disponíamos de menos información, y luego un segundo estudio abarcando los datos disponibles en ese momento, unos 100 días en total.

La cantidad de información que una SN tan cercana provee es enorme, registrándose a la fecha unos $\sim$60 artículos entre los que se detallan datos en distintas longitudes de onda (desde infrarrojo Yamanaka et al. 2023, radio Matsuoka 2024; Iwata et al. 2024, rayos X Nayana et al. 2024, e incluso no detecciones de neutrinos Nakahata & Super-Kamiokande Collaboration 2023; Thwaites et al. 2023 y cotas a la búsqueda de ondas gravitacionales The LIGO Scientific Collaboration et al. 2024). En fechas muy tempranas la SN mostró líneas de emisión angostas debidas a elementos altamente ionizados (rasgos espectrales llamados de tipo *flash*) que se asocian a la recombinación del CSM (*Circum Stellar Matter*) ionizado por el destello de ruptura de choque Khazov et al. (2016). Su detección llevó a la pronta interpretación de que SN 2023ixf fue una supernova con interacción entre el material eyectado y el circunestelar. Sin embargo, distintos estudios apuntan a valores muy disímiles para las propiedades del CSM. Panjkov et al. (2024) recopila valores publicados de la tasa de pérdida de masa entre ($10^{-5} \leqslant \dot{M} \leqslant 1$ M$_\odot$ a^{-1}). Otros estudios

✉ *Contacto* / morellana@unrn.edu.ar

incluyendo imágenes pre-explosión y variabilidad de la estrella supergigante roja (*Red Super Giant*, RSG) progenitora que se han publicado, estiman para la masa inicial de la estrella $M_{\rm ZAMS} \sim 10 - 24$ M$_\odot$ (ver referencias en Martinez et al. 2024). Además, la forma de la distribución espectral en infrarrojo de la RSG indica la presencia de polvo en el CSM (Xiang et al., 2024), el cual, según otro estudio, puede haber tenido una distribución asimétrica Li et al. (2024).

2. Datos públicos y su tratamiento

La Asociación Americana de Observadores de Estrellas Variables (AAVSO, por sus siglas en inglés) es una organización internacional sin fines de lucro que nuclea a observadores de estrellas variables situados en cualquier lugar del mundo (Kloppenborg, 2023). Los colaboradores son capacitados y observan con diversidad de equipos siguiendo ciertos lineamientos y reportando mediciones fotométricas en distintas bandas estandarizadas (Johnson, Cousins, Sloan, etc.). Los datos son sometidos tanto a análisis de autoconsistencia como a una verificación global en el contexto de otros reportes de un mismo objeto, para luego quedar disponibles y accesibles de manera pública.

La observación de SN 2023ixf comenzó muy tempranamente y se sostuvo de manera continua. El conjunto de datos provisto por AAVSO tiene características singulares en su formato dada la heterogeneidad del origen de los mismos: se cuenta con múltiples entradas por observador, por banda y por día. Además, teniendo en cuenta la dinámica constante de los datos, es necesario un procesamiento *ad-hoc* para extraer la información que resulta de utilidad en la estimación de la curva bolométrica.

Como primera medida, identificamos observaciones discordantes, por ejemplo, que muestren una discrepancia evidente, tengan características errantes o se aparten considerablemente (*outliers*). Esta selección es posible debido a un sistema de códigos individuales mediante los cuales AAVSO identifica a cada observador. Asumimos dificultades en la observación o fallas en la calibración del instrumento, procediendo a descartar todas las observaciones de una banda afectada para ese observador. En cuanto a la confiabilidad y calidad de los datos, podemos mencionar que se descartaron $\sim 0.5\,\%$ del total de datos procesados para obtener la Fig. 1; esto es, usamos 13679 datos, siendo 13749 los datos totales en todas las bandas.

Una vez corroborada la congruencia de los datos, seleccionamos las bandas de interés para calcular la magnitud bolométrica de la SN. Obtenemos múltiples entradas (una por cada observador y por cada observación) por día juliano. Las magnitudes reportadas se promedian para cada banda utilizando un grillado de un día juliano de duración.

La Fig. 1 muestra los resultados del procesamiento de estos datos, graficando su promedio y error estadístico a un σ para los filtros B, V, R e I. Una característica de los datos AAVSO es su crecimiento constante. El gráfico muestra datos hasta 400 días después de la explosión y se indica el corte alrededor de los 100 días, momento en el que realizamos el ajuste hidrodinámico con los datos disponibles hasta la fecha (Bersten et al., 2024).

La información de velocidades fotósfericas que utilizamos en nuestros estudios, resulta del análisis de espectros públicos de WISeREP[⋆] Yaron & Gal-Yam (2012). Al respecto, pueden verse detalles en Bersten et al. (2024).

3. Modelado hidrodinámico

La herramienta principal utilizada para los estudios es el código hidrodinámico 1D detallado en Bersten et al. (2011).

En cuanto al análisis de los primeros $\sim$ 20 días de evolución de la curva de luz bolométrica, $L_{\rm bol}(t_{\rm obs})$ se obtuvo a través de la integración del flujo observado que cubre las bandas ultravioleta, óptica e infrarroja cercana, y extrapolaciones de cuerpo negro para el flujo no observado. En Martinez et al. (2024) presentamos un análisis de la evolución de la curva de luz bolométrica con los valores de $L_{\rm bol}(t_{\rm obs})$ que mostramos en la Fig-2, fechas en las que se registró el aumento repentino hasta la luminosidad y temperatura máximas, seguidas por una caída posterior también muy rápida. La forma exacta del máximo discrepa con la presentada por Zimmerman et al. (2024). Esto puede deberse al modo en que se extrapolaron los flujos hacia el rango utravioleta. Los resultados, en Martinez et al. (2024) fueron publicados en forma contemporánea al artículo de Zimmerman et al. (2024), en la Fig. 2 los reunimos para facilitar su comparación. En esta escala, se destaca que nuestros modelos no logran reproducir la subida de la CL durante los primeros 3 días desde la explosión. Las fases tan tempranas son difícilmente captadas con buena cadencia en otras SNs.

El ajuste que favorecimos con los primeros datos incorpora un viento acelerado por la presión de radiación con parámetro $\beta \sim 5$ (Kudritzki et al., 1989). La tasa de pérdida de masa es $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-3} M_\odot$ a^{-1} confinado en una distancia ($\sim 8 \times 10^{14}$ cm). Ese valor de $\dot{M}$ es alto en comparación a lo medido en RSGs. Hiramatsu et al. (2023) es otra referencia en cuanto al ajuste de la CL en las primeras épocas y a diferencia de nuestro trabajo, considera distintas variaciones temporales de $\dot{M}$, las que pueden justificarse como episodios eruptivos de pérdida de masa de la progenitora en sus etapas finales.

Cuando incorporamos un total de 100 días al estudio logramos un compromiso ligeramente diferente de los parámetros para que el modelo reproduzca la forma general de la CL. La incorporación de más datos y restricciones dadas por las velocidades fotosféricas nos permitieron inferir la cantidad y distribución interna del material radiactivo, ^{56}Ni. Cabe además aclarar que en este segundo estudio es más confiable el resultado de la cota a la maya eyectada que en las fases anteriores, en las cuales era más relevante el CSM.

Para el modelo preferido en Bersten et al. (2024) nos enfocamos en fases de la CL, posteriores a$\sim$ 20 d, en las

[⋆]Weizmann Interactive Supernova Data Repository `https://wiserep.weizmann.ac.il`

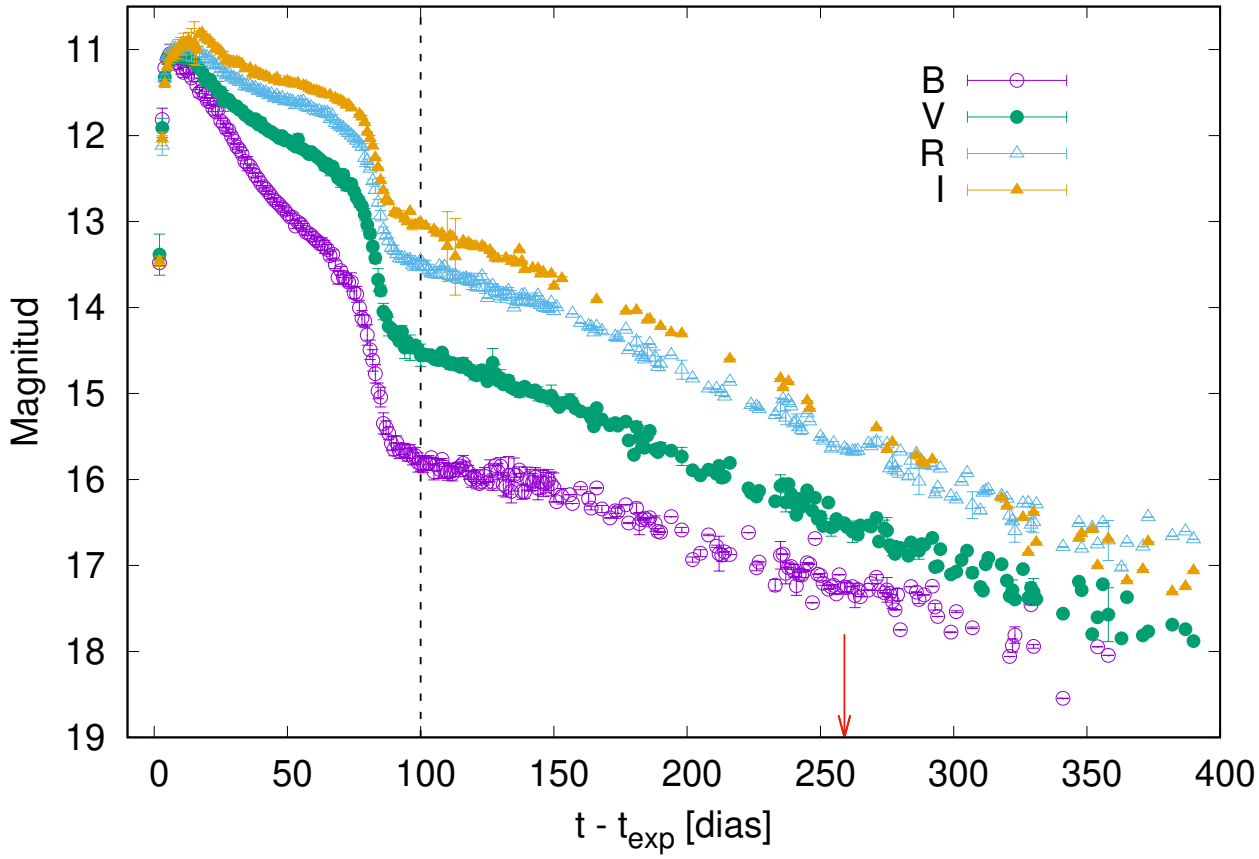


Fig. 1. Valores de magnitudes promedio por día Juliano para las observaciones AAVSO de la SN 2023ixf. Las barras corresponden a errores estadísticos. Se muestran las bandas B,V,R e I de Jonhnson hasta el día 400 luego de la explosión. La línea punteada vertical indica el corte de los datos utilizados para el ajuste hidrodinámico. En rojo, la flecha señala el momento en que fue tomado un espectro, en etapa nebular.

que el efecto del CSM ya no es dominante, y por velocidad de cómputo se consideró un CSM de velocidad constante ($\beta = 0$). Calculamos una grilla variando energías de la explosión, masa de ^{56}Ni y las condiciones iniciales, esto es progenitores de distinta masa ZAMS (*Zero Age Main Sequence*), evolucionados con el código MESA (Paxton et al., 2019). Asumiendo que la mezcla del niquel es casi completa en el material eyectado, encontramos que los modelos que mejor podían reproducir los 100 días de la CL tienen $M \lesssim 15$ M$_\odot$, E$_{\rm exp} = 1.2 \times 10^{51}$ erg, M$_{^{56}\rm Ni} = 0.05$ M$_\odot$. En la Fig. 3 incorporamos el modelo con $M = 12$ M$_\odot$, mientras que en Bersten et al. (2024) se publicó junto con otras para la comparación del efecto que tiene utilizar un valor de masa mayor.

4. Trabajo posterior

A 259 días desde la explosión, se tomó un espectro de SN 2023ixf con el espectrógrafo multiobjeto del Telescopio Gemini Norte (ver detalles en Ferrari et al. 2024), fecha que se indica para referencia en la Fig. 1 con una flecha roja**. En esta época tardía el material eyectado ya no es opticamente grueso, la SN ha entrado en su fase nebular y el tratamiento radiativo que hace el código (Sección 3) ya no es robusto. A partir del espectro mencionado se obtuvo el cociente de flujos de líneas de [Ca II]/[O I], y se comparó con modelos de espectros nebulares, el cual favorece una masa del progenitor de $M_{\rm ZAMS} < 15$ M$_\odot$, en concordancia con Bersten et al. (2024).

5. Discusión

A partir de la enorme cantidad de datos recabados sobre una de las SNs más cercanas de las últimas décadas, que cuenta con seguimiento intensivo desde épocas tempranas, son muchas las investigaciones desarrolladas y por ende, los trabajos publicados. Los mismos proponen valores para las propiedades de la estrella progenitora de SN 2023ixf y el material en su entorno. En nuestro caso, hemos propuesto la primer estimación de la masa de la estrella progenitora en base a modelos hidrodinámicos.

La evolución temporal inicial de la CL proporciona información sobre la propagación del choque, incluida la

**Para más detalle, Ferrari et al. presentaron una charla y artículo separado en esta misma 66 Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía

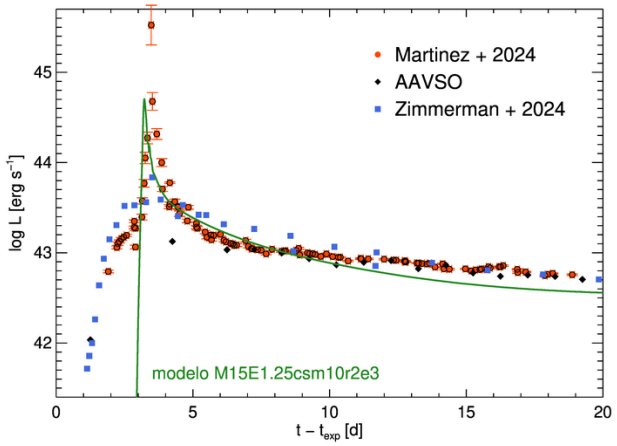


Fig. 2. Valores bolométricos obtenidos por Martinez et al. (2024) junto a los de Zimmerman et al. (2024). Incorporamos también una curva que obtuvimos como parte de la exploración de parámetros para SN 2023ixf. El modelo inicial tiene CSM, que retarda el tiempo del máximo de la CL aunque no acompaña el comportamiento de los datos de los primeros días.

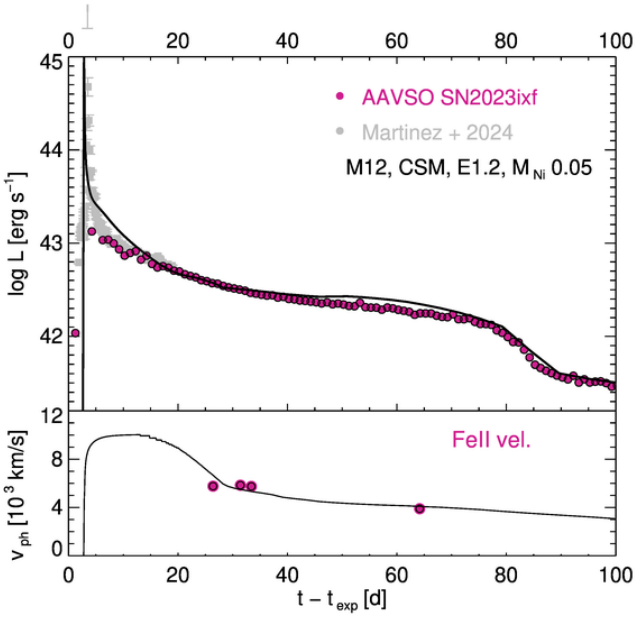


Fig. 3. Curva de luz bolométrica de SN 2023ixf donde se ha incorporado la interacción con CSM de velocidad constante. En este caso el modelo se enfoca en explicar los datos de $L_{\rm bol}$ entre 20 y 100 días desde la explosión, así como ser consistente con las velocidades fotosféricas medidas por espectroscopía, correspondientes a la línea Fe II λ5169.

asimetría de la explosión y el entorno en las inmediaciones (Li et al., 2024). Nuestro código no está preparado para apartarse de la simetría esférica; sin embargo dió rápida respuesta a la estimación de la cantidad de material radiactivo y de la masa del progenitor una vez observada la CL hasta épocas en las cuales influye su efecto (unos 100 días en este caso), y nos permitió dar sustento a la existencia de un posible CSM acelerado, en base a información temprana (Martinez et al., 2024).

La interpretación de la emisión fuera del visual (Nayana et al., 2024) apoya independientemente la presencia de un CSM denso. Cabe esperar que se logre un consenso mayor sobre las propiedades del mismo.

El análisis de distintas propuestas en la literatura sugiere una degeneración en los parámetros de la supernova y de la pérdida de masa que sufrió la progenitora en estapas finales. Hsu et al. (2024) intentan comprender si esa degeneración tiene un origen físico o si, por el contrario, surge de las metodologías adoptadas, que se suman a los aspectos menos conocidos de la evolución estelar.

Sin dudas queda mucho por comprender de esta SN cercana, tanto para aprovechar al máximo la información existente como para definir qué mejoras serían necesarias en los aspectos observacionales y teóricos para responder a las preguntas que queden abiertas.

Agradecimientos: Las investigaciones fueron parcialmente solventadas por el PI UNRN 40B1039.

Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., et al., 2024, A&A, 681, L18
Ferrari L., et al., 2024, A&A, 687, L20
Hiramatsu D., et al., 2023, ApJL, 955, L8
Hsu B., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2408.07874
Iwata Y., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2411.07542
Khazov D., et al., 2016, ApJ, 818, 3
Kloppenborg B., 2023, `https://www.aavso.org`
Kudritzki R.P., et al., 1989, A&A, 219, 205
Li G., et al., 2024, Nature, 627, 754
Martinez L., et al., 2024, A&A, 683, A154
Matsuoka T., 2024, H.W. Lee, S.J. Chang, K.C. Leung (Eds.), *The Twelfth Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 536, 65
Nakahata M., Super-Kamiokande Collaboration, 2023, The Astronomer's Telegram, 16070, 1
Nayana A.J., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2411.02647
Panjkov S., et al., 2024, PASA, 41, e059
Paxton B., et al., 2019, ApJS, 243, 10
The LIGO Scientific Collaboration, et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2410.16565
Thwaites J., et al., 2023, The Astronomer's Telegram, 16043, 1
Xiang D., et al., 2024, Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 67, 219514
Yamanaka M., Fujii M., Nagayama T., 2023, PASJ, 75, L27
Yaron O., Gal-Yam A., 2012, PASP, 124, 668
Zimmerman E.A., et al., 2024, Nature, 627, 759

Relación masa-radio para enanas blancas provenientes de evolución binaria

H.R. Pereiras[1,2], M.A. De Vito[1,2] & O.G. Benvenuto[1,2,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los principales vínculos que existe entre los parámetros fundamentales de las estrellas es la relación entre su masa y su radio. Desde un punto de vista teórico, esta relación se ha establecido para estrellas en distintos momentos de su evolución: en la secuencia principal, en estado de gigantes (entre la masa del núcleo y el radio), y cuando alcanza el estado de enana blanca. Por otra parte, es en los sistemas binarios en los que estos parámetros pueden ser estimados de manera muy confiable. En el caso particular de las enanas blancas, la relación masa-radio depende de una manera muy sensible de la cantidad de hidrógeno que contiene la envoltura de estos objetos. En este artículo compartiremos los resultados que hemos obtenido para la relación masa-radio en estrellas que provienen de la evolución de sistemas binarios con transferencia de masa a través del desborde del lóbulo de Roche.

Abstract / One of the main links between the fundamental parameters of the stars is the relation between their mass and radius. Theoretically, this relationship has been established for stars at different stages of their evolution: in the main sequence, in the giant state (between the mass of the core and the radius), and when it reaches the white dwarf state. On the other hand, it is in binary systems that these parameters can be estimated very reliably. In the particular case of white dwarfs, the mass-radius relation depends in a very sensitive way on the amount of hydrogen contained in the envelope of these objects. In this article, we will share the results we have obtained for the mass-radius relation of stars that come from the evolution of binary systems with mass transfer through Roche lobe overflow.

Keywords / stars: evolution — binaries: close — white dwarfs

1. Introducción

Una de las herramientas más útiles para estimar parámetros fundamentales de enanas blancas (EBs) es la relación que existe entre su masa y su radio. Esta relación, en el caso particular de EBs, fue derivada por primera vez por Chandrasekhar (1935), mostrando que el radio de una EB resultaba menor cuanto más masivo es el objeto. Mostró, además, que existe una masa límite que podía ser alcanzada por estos objetos sin perder el equilibrio hidrostático. Logró realizar este vínculo bajo ciertas hipótesis: que la EB era un objeto no rotante, esféricamente simétrico, en equilibrio hidrostático con una temperatura igual a cero para electrones no interactuantes y en el caso de modelos químicamente homogéneos. Este resultado fue mejorado por Hamada & Salpeter (1961), donde los autores consideraron una ecuación de estado para los electrones degenerados y otras correcciones, además de considerar diferentes composiciones químicas iniciales.

Esta relación masa-radio (RMR) para EBs ha sido profundamente estudiada, tanto desde un punto de vista teórico como observacional. Recientemente, Romero et al. (2019) realizaron un estudio de la dependencia de la RMR con el contenido en la envoltura de hidrógeno para enanas blancas provenientes de evolución estelar aislada. Para ello, diagramaron una grilla de modelos con la que generaron EBs de carbono y oxígeno, con masas entre 0.493 y 1.054 $M_{\odot}$. Motivados por esto, decidimos estudiar la RMR para EBs que provienen de evolución binaria. Esto nos permitirá extender la RMR a EBs de baja masa, cuya existencia solo puede entenderse a través del canal binario teniendo en cuenta la edad actual del Universo.

2. Modelos y código binario

Para poder estudiar la RMR en EBs provenientes del canal binario utilizamos el código de evolución binaria desarrollado por nuestro grupo de trabajo y presentado en Benvenuto & De Vito (2003); De Vito & Benvenuto (2012); Benvenuto et al. (2014). En todos los modelos calculados, la estrella que actuará como donante de material a través del desborde del lóbulo de Roche se encuentra en compañía de un objeto compacto, ya sea una estrella de neutrones (EN) o un agujero negro (AN). El sistema está caracterizado por las masas iniciales de las componentes y el período orbital inicial (ver Tabla 1). La elección de estos valores está limitada por la capacidad del código para modelar ciertas etapas evolutivas,

✉ *Contacto* / rodrigopereiras@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

como es el caso en que se genere una envoltura común. Se calcula la evolución detallada de la estrella donante (desde la secuencia de edad cero hasta su estado final de EB) y del período orbital del sistema, y la evolución de la masa del objeto acretante (un objeto compacto). Se consideraron estrellas de metalicidad solar y se fijó la fracción de material que pierde la estrella donante y es acretada por el objeto compacto en un valor de $\beta = 0.5$ en todos los casos.

3. Resultados

Con las simulaciones realizadas obtuvimos la RMR para EBs presentada en la Fig. 1. En ella, podemos observar que dicha relación se comporta de la manera esperada. Esto es, que las EBs tienen menor radio cuanto mayor es su masa. Como es esperable, a mayor valor de la temperatura efectiva ($T_{\rm ef}$) mayor es el radio que tiene el modelo. Como puede apreciarse en esta figura, aparece un comportamiento complejo en la RMR para EBs de baja masa, que depende significativamente del valor de la $T_{\rm ef}$ del modelo. Para un mismo valor de $T_{\rm ef}$ y radio, no tenemos unívocamente determinada la masa de la EB. Esto hace que se dificulte el uso de la RMR para obtener la masa a partir del radio o viceversa (especialmente en valores altos de $T_{\rm ef}$, ya que se vuelve más monótona a medida que baja la temperatura).

Por otra parte, es notable la dependencia de la RMR con los distintos valores del contenido de hidrógeno ($M_{\rm H}$) en la envoltura de los remanentes. Esto puede apreciarse en la Fig. 2, donde mostramos el contenido de hidrógeno para distintos valores de $T_{\rm ef}$, denotando con diferentes colores el tipo de sistema del que proviene. Como hemos destacado en la figura previa, para un mismo valor de $T_{\rm ef}$ y radio, no tenemos unívocamente determinada la masa de la EB, ya que la misma depende del contenido de hidrógeno que los objetos tienen al entrar al recorrido de enfriamiento final de las EBs. En el caso de estrellas aisladas (con un mismo valor de metalicidad) el valor de $M_{\rm H}$ depende de la masa de la estrella progenitora. Sin embargo, para el caso de EBs provenientes de la evolución binaria, esto dependerá, además, de las condiciones iniciales del sistema. Es decir, qué compañera binaria tenía el progenitor y qué valor del período orbital tuvo el sistema. Esta memoria de la evolución previa se va borrando a medida que la EB se enfría. El parámetro que domina la posición en la RMR es el contenido de hidrógeno con el que el objeto llegó al recorrido de enfriamiento. Esto puede notarse especialmente en el panel correspondiente a la temperatura más baja considerada en la Fig. 2, de 10.000 K.

En la Fig. 3 mostramos la RMR denotando con colores el valor de período orbital final al que alcanza el sistema. Observando los paneles superiores notamos que, para un mismo valor del radio tenemos varias posibilidades de masas y de períodos orbitales finales, cubriendo un amplio rango. Este comportamiento se va diluyendo a medida que la EB se va enfriando. Notar que a la temperatura más baja considerada, los sistemas con períodos orbitales más cortos se ubican en la región de masas más bajas y radios más altos, mientras que el comportamiento es inverso para objetos en sistemas más abiertos.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

A partir de cálculos detallados de evolución binaria, hemos obtenido modelos que nos han permitido extender la relación masa-radio que obedecen las EBs a valores pequeños de masas, llegando a EBs con apenas $0.16 M_{\odot}$. Estos objetos provienen de evolución binaria con transferencia de masa por desborde del lóbulo de Roche. Por otra parte, nuestros modelos correspondientes a EBs de masas más altas proveen de una RMR que se superpone con los resultados obtenidos en la literatura, como por ejemplo en Romero et al. (2019) para EBs aisladas de carbono y oxígeno. Además, nuestros modelos poseen radios mayores a los obtenidos por modelos fríos y químicamente homogéneos de Hamada & Salpeter (1961), ya que la fracción del radio estelar ocupado por la envoltura externa de hidrógeno está muy afectada por efectos térmicos. Este contenido de hidrógeno en la envoltura de la EB al entrar al recorrido final de enfriamiento, fuertemente ligado a su evolución previa (tanto del progenitor como de la binaria en la que se encuentra) juega un papel fundamental en la posición que ocupará en la RMR. Por otra parte, hemos encontrado que la RMR se comporta de forma monótona para masas intermedias o altas, independientemente del sistema del que provinieron; mientras que a bajas masas, la RMR no se encuentra unívocamente determinada y es mucho más dependiente de la evolución previa de cada sistema individual. Además, esta influencia de su evolución previa va desapareciendo a medida que la EB se va enfriando, encontrando una relación más monótona incluso a valores bajos de masa para temperaturas efectivas bajas.

Como trabajo a futuro se buscará mejorar el modelo teórico, incluyendo efectos relevantes como la difusión para obtener resultados más realistas. Se estudiarán más en detalle las causas de la multi-valuación de la RMR a baja masa y se considerará alguna prescripción de envoltura común para poder ampliar la grilla de modelos. Adicionalmente, se buscarán observaciones de EBs para contrastar los resultados obtenidos a partir de nuestros cálculos.

Referencias

Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
Chandrasekhar S., 1935, MNRAS, 95, 207
De Vito M.A., Benvenuto O.G., 2012, MNRAS, 421, 2206
Hamada T., Salpeter E.E., 1961, ApJ, 134, 683
Romero A.D., et al., 2019, MNRAS, 484, 2711

Tabla 1. Rango de masas y períodos orbitales iniciales abarcados por nuestros modelos, de acuerdo al tipo de objeto compacto que se utilice como compañero.

Compañero	Masa estrella donante	Período orbital del sistema
EN de $M = 1.40\ M_\odot$	0.50 - 4.00 $M_\odot$	0.50 - 10.00 días
AN de $M = 4.00\ M_\odot$	1.00 - 7.00 $M_\odot$	0.50 - 10.00 días
AN de $M = 6.00\ M_\odot$	1.00 - 7.00 $M_\odot$	0.50 - 10.00 días
AN de $M = 8.00\ M_\odot$	1.00 - 7.00 $M_\odot$	0.50 - 10.00 días
AN de $M = 10.00\ M_\odot$	1.00 - 7.00 $M_\odot$	0.50 - 10.00 días

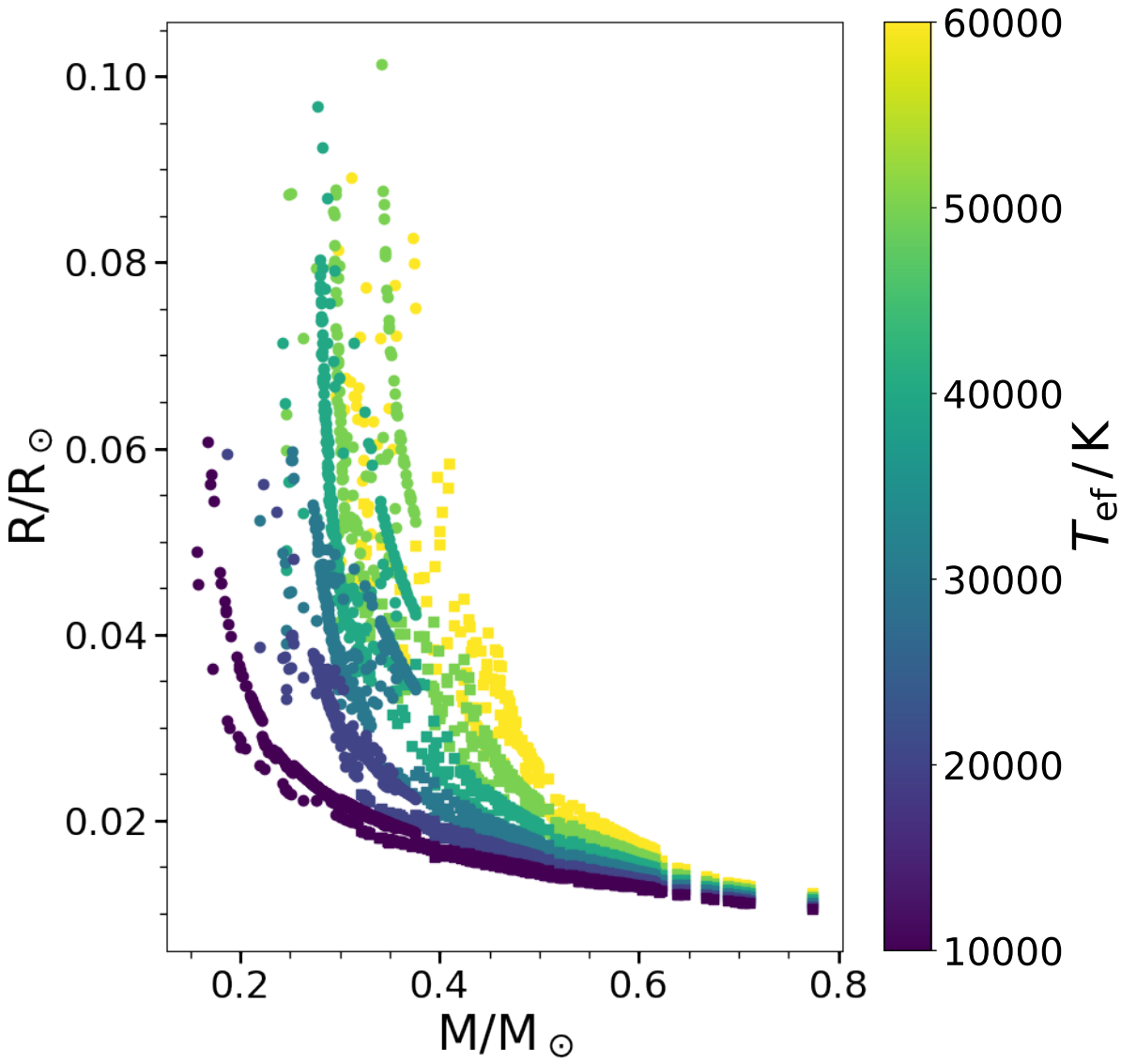


Fig. 1. Relación masa-radio para todos los modelos calculados a distintos valores de $T_{\rm ef}$. Los círculos corresponden a EBs de helio, mientras que los cuadrados corresponden a EBs de carbono-oxígeno.

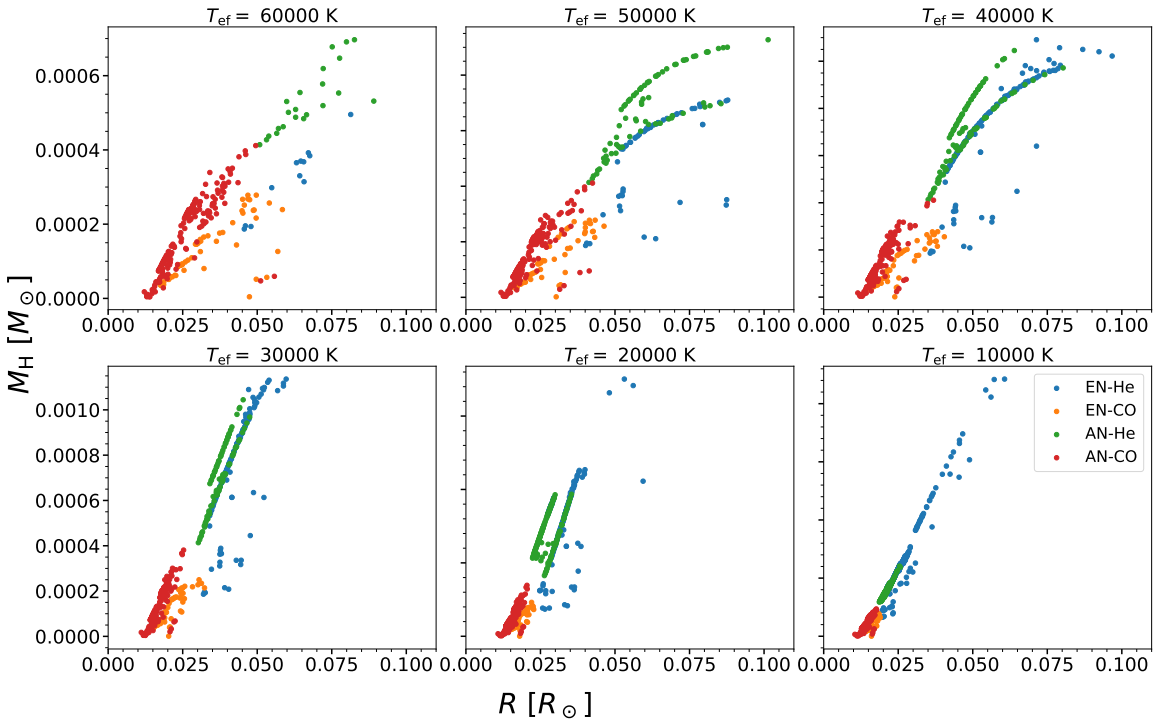


Fig. 2. Relación entre la masa de hidrógeno de la envoltura y el radio de la EB para todos los modelos calculados, separadas de acuerdo a los diferentes valores de T_{ef}, con colores de acuerdo al tipo de sistema del que proviene: EN-He (EN-CO) es una EB de He (CO) que tiene como compañera a una estrella de neutrones, mientras que AN-He (AN-CO) es una EB de He (CO) que tiene como compañero a un agujero negro.

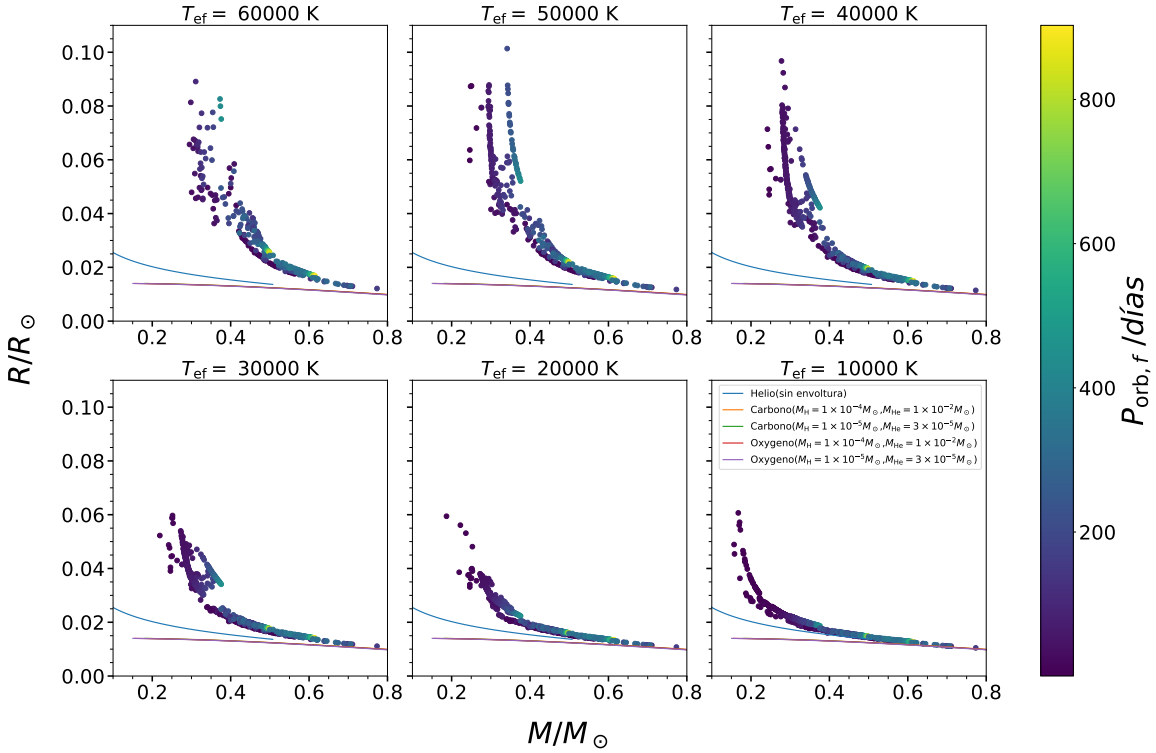


Fig. 3. Mapa de color de la RMR para todas las simulaciones en base a su periodo orbital final a distintos valores de T_{ef}. Los círculos corresponden a EBs de helio, mientras que los cuadrados corresponden a EBs de carbono y oxígeno. Se superponen las curvas teóricas de Hamada & Salpeter (1961) para distintas composiciones químicas como comparación.

Comparative analysis of mass determination methods for pulsating white dwarfs

A.H. Córsico[1,2], L.M. Calcaferro[1,2], M. Uzundag[3], L.G. Althaus[1,2], S.O. Kepler[4] & K. Werner[5]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Institute of Astronomy, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium*
[4] *Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 91501-970 Porto Alegre, Brazil*
[5] *Institut für Astronomie und Astrophysik, Kepler Center for Astro and Particle Physics, Eberhard Karls Universität, Sand 1, 72076 Tübingen, Germany*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 27 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / La determinación de la masa de las estrellas plantea un desafío central en la astrofísica estelar. Este estudio profundiza en la evaluación de la masa de estrellas enanas blancas pulsantes aisladas mediante espectroscopía, astrosismología, astrometría y fotometría. Centrándonos en una muestra de estrellas enanas blancas pulsantes con atmósferas ricas en H, estrellas enanas blancas pulsantes con atmósferas ricas en He, y variables GW Vir, que son estrellas enanas blancas y pre-enanas blancas pulsantes con atmósferas ricas en C, O y He, comparamos cuidadosamente los valores de masa derivados empleando estos diversos métodos.

Abstract / Stellar mass determination poses a central challenge in stellar astrophysics. This study delves into the mass assessment of isolated pulsating white dwarf stars through spectroscopy, asteroseismology, astrometry, and photometry. Focusing on a sample of pulsating H-rich atmosphere white dwarfs, pulsating He-rich atmosphere white dwars, and GW Vir variables —pulsating hot C-, O-, and He-rich atmosphere white dwarfs and pre-white dwarfs— we carefully compare the mass values derived from these diverse methods.

Keywords / asteroseismology — surveys — stars: evolution — stars: interiors — stars: oscillations — white dwarfs

1. Introducción

A key challenge in stellar astrophysics is the precise measurement of star masses, especially for isolated stars. However, for pulsating white dwarf (WD) stars, this task is more manageable due to various methods available, including spectroscopy, asteroseismology, astrometry, and photometry, each offering important insights into the mass of WDs. Numerous studies in asteroseismology have been conducted on WDs, concentrating on the determination of stellar mass through pulsational spectra and comparing these results with spectroscopic mass, which is based on surface temperature and gravity. This study aims to conduct a detailed comparison of these mass estimations and to further relate them to mass values obtained through astrometric parallaxes or distances, as well as photometric data from *Gaia* (DR3) (Gaia Collaboration et al., 2023), utilizing both astrometric and photometric techniques. Our analysis focuses on a selection of pulsating WDs with varying surface chemical compositions that represent the main categories of variable WDs. We computed their spectroscopic masses, gathered seismological mass data, and assessed astrometric masses. Whenever feasible, we also derived photometric masses. Following this, we compared all sets of stellar masses derived from these different methods. To maintain consistency and reliability in our comparisons, we employed the same WD models and evolutionary tracks across all four techniques.

2. Methods

In certain circumstances, the mass of a WD can be directly measured using methods that do not rely on models. This is particularly evident in astrometric WD binaries with accurate orbital parameters, which enable a dynamic calculation of their mass (e.g. Bond et al., 2017). It is also observed in detached eclipsing binaries (e.g. Parsons et al., 2017) and through the gravitational redshift of spectral lines (e.g. Pasquini et al., 2019). However, in most cases, WDs are found isolated, which requires the estimation of their stellar masses using model-dependent approaches. The primary methods we explore in this study include the spectroscopic mass determination, seismological mass, astrometric mass, and photometric mass. In Table 1 we summarize the characteristics of the different methods.

2.1. Spectroscopic mass determination

The spectroscopic mass of WDs is determined using their effective temperature and surface gravity, which are obtained by fitting atmospheric models (via χ^2 minimization) to stellar spectra with line profiles. This

✉ *Contact* / alejandrocorsico@gmail.com

Table 1. Characteristics of the different methods considered in this work to assess the stellar mass of pulsating WDs.

Method of derivation	Observable	Modeling
Spectroscopy ($M_{\rm Spec}$)	Electromagnetic spectra	Atmosphere models (spectroscopic $T_{\rm eff}$ and $\log g$)
		Evolutionary tracks ($T_{\rm eff} - \log g$ diagrams)
Asteroseismology ($M_{\rm Seis}$)	g-mode periods (Π)	Evolution/pulsation models
	g-mode constant period spacing ($\Delta\Pi$)	$T_{\rm eff}$ and $\log g$ to select seismological models
Astrometry ($M_{\rm Astr}$)	*Gaia*'s parallax/distance ($d_{\rm BJ}$)	Evolutionary tracks ($\log(L_\star/L_\odot)$)
	Gaia's apparent magnitudes ($G, G_{\rm BP}, G_{\rm RP}$)	Atmosphere models (bolometric correction, BC)
		Spectroscopic $T_{\rm eff}$
Photometry ($M_{\rm Phot}$)	*Gaia*'s parallax/distance ($d_{\rm BJ}$)	Atmosphere models (synthetic fluxes, H_ν)
	Gaia's apparent magnitudes ($G, G_{\rm BP}, G_{\rm RP}$)	Mass-radius relationships ($M_\star - R_\star$)

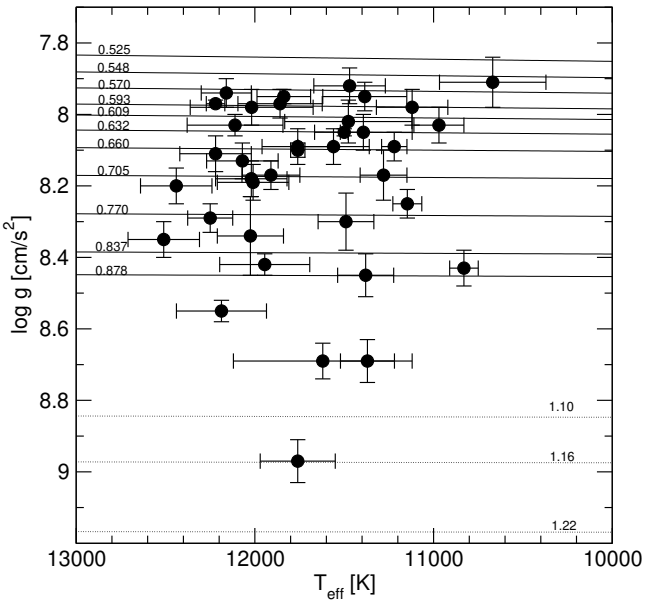


Fig. 1. Location of the sample of DAV stars considered in this work on the $T_{\rm eff} - \log g$ plane, depicted with black circles. Solid curves depict the CO-core DA WD evolutionary tracks from Renedo et al. (2010), and dotted curves display the ultra-massive ONe-core DA WD evolutionary tracks from Camisassa et al. (2019), for different stellar masses.

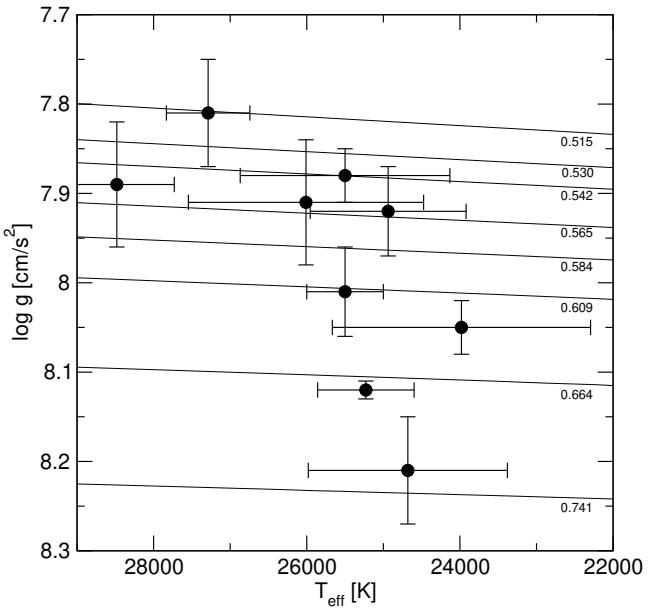


Fig. 2. Location of the sample of DBV stars considered in this work on the $T_{\rm eff} - \log g$ diagram, marked with black circles. Thin solid curves show the CO-core DB WD evolutionary tracks from Althaus et al. (2009) for different stellar masses.

approach, known as the spectroscopic technique, has historically been the most reliable method for deriving the atmospheric parameters $T_{\rm eff}$ and $\log g$ of WDs (Tremblay & Bergeron, 2009). Determining the stellar mass from $T_{\rm eff}$ and $\log g$ involves employing evolutionary tracks of WDs plotted in the gravity versus effective temperature plane. In this work, the values for the effective temperature and surface gravity of the stars considered were extracted from the tabulations of Córsico et al. (2019).

2.2. Asteroseismic mass determination

The seismic masses of the WDs are derived by asteroseismology, a technique that involves comparing the g (gravity) mode pulsation spectra observed in variable WDs with theoretical spectra calculated on appropriate grids of WD models (Córsico et al., 2019). Continuous observations from space, exemplified by missions such as *CoRoT* (Baglin et al., 2009), *Kepler* (Borucki et al., 2010; Howell et al., 2014), and *TESS* (Ricker et al., 2015), have significantly advanced the field of WD asteroseismology (Romero et al., 2023). Asteroseismology has been shown to be effective in obtaining stellar masses of isolated pulsating WDs (Romero et al., 2012; Giammichele et al., 2018). Seismological models can be constructed by fitting individual periods for each pulsating star, allowing the derivation of the seismological mass. In instances where a constant period spacing is discernible in the observed pulsation spectrum, the seismological mass can also be determined by comparing this period spacing with the uniform period spacings calculated for theoretical models (see, for instance, Córsico et al., 2021). This particular method relies on the effective temperature of the star and its associated uncertainties.

2.3. Astrometric mass determination

Astrometric masses of WDs can be determined by calculating the theoretical distances of WD models associated

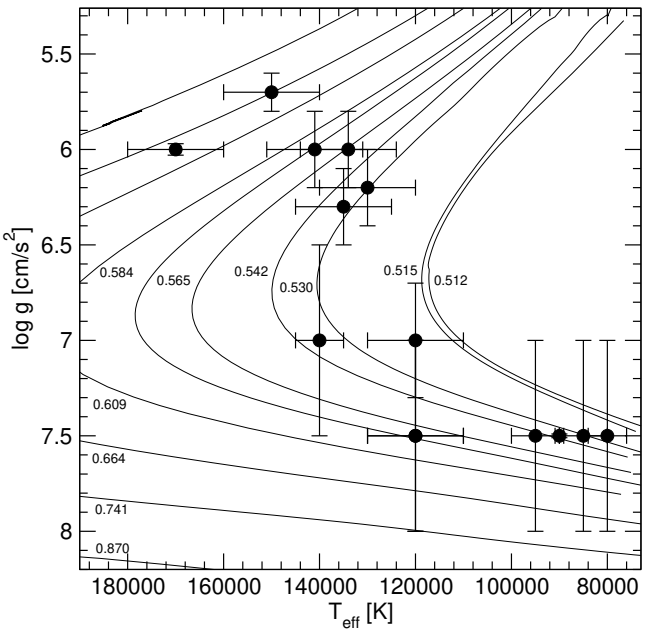


Fig. 3. Location of the sample of GW Vir variable stars considered in this work in the $T_{\rm eff} - \log g$ plane depicted with black circles. Thin solid curves show the CO-core PG 1159 evolutionary tracks from Miller Bertolami & Althaus (2006) for different stellar masses.

with evolutionary tracks of varying masses. This process involves utilizing the apparent magnitude of a WD and the absolute magnitude of the models. The calculated theoretical distance for different stellar masses is then compared with the astrometric distance of the WD, derived from its parallax, thus allowing for a mass estimate. It is important to note that the determination of stellar masses for WDs through this method is also dependent on the effective temperature of the star.

2.4. Photometric mass determination

Finally, the photometric masses of WDs can be assessed by fitting photometry and astrometric parallaxes or distances, employing synthetic fluxes from model atmospheres, to constrain the WD $T_{\rm eff}$ and radius (Gentile Fusillo et al., 2019). The subsequent use of the mass-radius relationships yields the stellar mass. The accurate trigonometric *Gaia* parallax or distance measurements, coupled with large photometric surveys such as the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al., 2000) and the Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan-STARRS; Chambers et al., 2016), have turned the photometric method into a very accurate technique to measure the mass of isolated WDs (see, e.g., Tremblay et al., 2019).

3. Sample of stars

We have selected samples of three types of pulsating WD stars: DAV (spectra type DA, with hydrogen-rich atmospheres), DBV (spectra type DB, with helium-rich atmospheres), and GW Vir (spectral types PG 1159 and [WC], with oxygen-, carbon- and helium-rich atmospheres) stars, respectively. Within the category of GW Vir stars, we include DOV-type stars (GW Vir stars that lack a nebula.) and PNNV-type stars (GW Vir stars that are still surrounded by a nebula.). The stars discussed in this study have been seismologically analysed using evolutionary models generated with the `LPCODE` evolutionary code (Althaus & Córsico, 2022) and pulsation periods of g modes calculated with the `LP-PUL` pulsation code (Córsico & Althaus, 2006). Figures 1, 2, and 3 display these evolutionary tracks in the $T_{\rm eff} - \log g$ diagram for each kind of pulsating WD, including the objects analysed in this work.

4. Analysis and results

We assess the consistency of spectroscopic, seismological, astrometric, and photometric (although only for DAVs and DBVs) masses through detailed comparisons. We also examine seismological masses derived from period spacing for DBVs and GW Vir stars whenever feasible. To gauge the linear correlation between two sets of masses, we employ the Pearson coefficient r (see, for instance, Benesty et al., 2009). This coefficient ranges from -1 to $+1$, with 0 indicating that there is no linear association, and a strong correlation as r approaches 1 in absolute value. A high correlation does not necessarily imply a good agreement between masses, as r measures the strength of the relationship, not the agreement itself. For a more suitable assessment of the agreement, we turn to the Bland-Altman analysis (Altman & Bland, 1983; Giavarina, 2015). This involves plotting mass differences against their average values, helping to identify biases and outliers. The agreement limits are defined as $\pm 1.96\sigma$, where σ represents the standard deviation of the differences. In our analysis, we adopt a stricter criterion, using $\pm 1\sigma$ to define agreement limits, enabling the identification of outlier WD stars with significantly different masses derived from various methods.

Due to the limited space of these proceedings, we focus on a single illustrative case to show an example of our analysis. In Fig. 4 we compare spectroscopic masses with astrometric masses of DAV stars. A very strong correlation is observed ($r = 0.92$, upper panel). In particular, we can see a very dense crowding of points close to the 1:1 correspondence line for objects with masses less than $\sim 0.75 M_{\odot}$, while there are several more massive objects that deviate from the line of identity, reflecting considerable discrepancies in the value of the stellar mass depending on the method used to derive it. Notably, all outlier stars in this case are dim. This could be explained by the fact that the faintest stars are the ones with the largest errors in their observational data. In the corresponding Bland-Altman diagram (lower panel), a slight bias towards larger astrometric masses than spectroscopic ones is observed, with a positive mean difference of $\langle \Delta M_{\star} \rangle = \langle M_{\rm Astr} - M_{\rm Spec} \rangle = +0.017 M_{\odot}$. The limits of agreement, $\langle \Delta M_{\star} \rangle \pm 0.057 M_{\odot}$, suggest that the mass differences are not much scattered. Notably, all outlier stars in this case are dim.

We have repeated this analysis comparing the masses derived with the different methods for the three classes

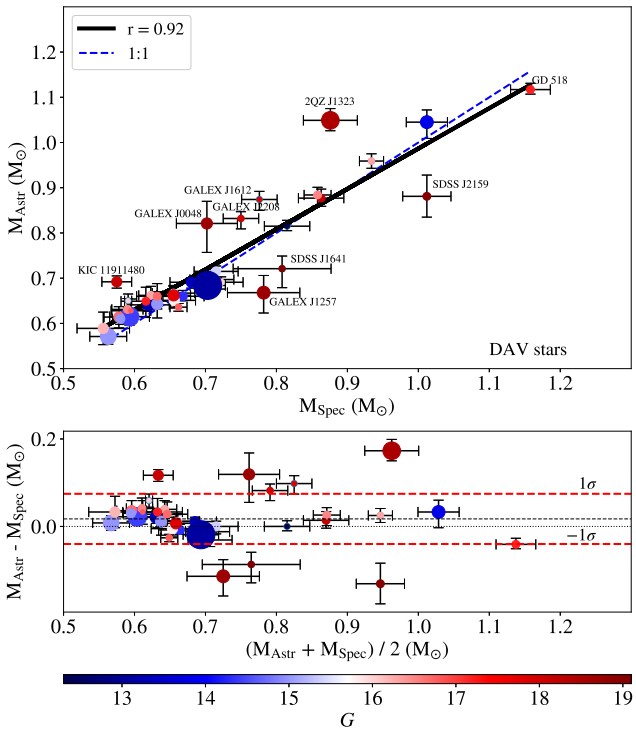


Fig. 4. Upper panel: dispersion diagram showing the comparison between the stellar masses of DAVs obtained from spectroscopy and astrometry. The blue dashed line indicates the 1:1 correspondence between the two sets of stellar mass values. Stars whose mass estimates exhibit substantial discrepancies (i.e., deviate noticeably from the 1:1 line of correspondence) are labeled with their respective names. The Pearson coefficient, which measures the correlation between $M_{\rm Spec}$ and $M_{\rm Seis}$, is $r = +0.92$, revealing a strong correlation (the thick black line corresponds to the Pearson correlation fit). Lower panel: Bland-Altman diagram showing the mass difference in terms of the average mass for each object. The black short-dashed line corresponds to the mean difference, $\langle \Delta M_\star \rangle = +0.017 M_\odot$, whereas the two red dashed lines represent the limits of agreement, $\langle \Delta M_\star \rangle \pm 0.057 M_\odot$, considering the deviation of $\pm 1\sigma$. In both panels, the size of each symbol is proportional to the number of g-mode pulsation periods used to derive the seismological model, and the colour palette indicates the apparent magnitude *Gaia* G of each star.

of pulsating WDs studied. The results are summarized in the next section.

5. Conclusions

The results of our analysis suggest a general consensus among the four methods regarding the masses of DAV stars, particularly for objects with masses below approximately $0.75 M_\odot$, although notable disparities emerge for certain massive stars. For DBV stars, we find that astrometric masses generally exceed seismological, spectroscopic, and photometric masses. Finally, while there is agreement among the sets of stellar masses for GW Vir stars, outliers exist where mass determinations by various methods show significant discrepancies.

We conclude that, although a general agreement exists among different methodologies for estimating the mass of pulsating WDs, significant discrepancies are prevalent in many instances. This shows the need to redo the determination of spectroscopic parameters, the parallax, and/or improve asteroseismological models for many stars.

Acknowledgements: Part of this work was supported by AGENCIA through the Programa de Modernización Tecnológica BID 1728/OC-AR, and by the PIP 112-200801-00940 grant from CONICET. M. U. gratefully acknowledges funding from the Research Foundation Flanders (FWO) through a junior postdoctoral fellowship (grant agreement No. 1247624N). This research has used NASA Astrophysics Data System Bibliographic Services and the SIMBAD and VizieR databases, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

Althaus L.G., Córsico A.H., 2022, A&A, 663, A167
Althaus L.G., et al., 2009, ApJ, 704, 1605
Altman D.G., Bland J.M., 1983, The Statistician, 32, 307
Baglin A., et al., 2009, F. Pont, D. Sasselov, M.J. Holman (Eds.), *Transiting Planets*, *IAU Symposium*, vol. 253, 71–81
Benesty J., et al., 2009, *Noise reduction in speech processing*, 37–40, Springer
Bond H.E., Bergeron P., Bédard A., 2017, ApJ, 848, 16
Borucki W.J., et al., 2010, Science, 327, 977
Camisassa M.E., et al., 2019, A&A, 625, A87
Chambers K.C., et al., 2016, arXiv e-prints, arXiv:1612.05560
Córsico A.H., Althaus L.G., 2006, A&A, 454, 863
Córsico A.H., et al., 2019, A&A Rv, 27, 7
Córsico A.H., et al., 2021, A&A, 645, A117
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Gentile Fusillo N.P., et al., 2019, MNRAS, 482, 4570
Giammichele N., et al., 2018, Nature, 554, 73
Giavarina D., 2015, Biochem Med, 25, 141
Howell S.B., et al., 2014, PASP, 126, 398
Miller Bertolami M.M., Althaus L.G., 2006, A&A, 454, 845
Parsons S.G., et al., 2017, MNRAS, 470, 4473
Pasquini L., et al., 2019, A&A, 627, L8
Renedo I., et al., 2010, ApJ, 717, 183
Ricker G.R., et al., 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003
Romero A.D., et al., 2012, MNRAS, 420, 1462
Romero A.D., et al., 2023, MNRAS, 518, 1448
Tremblay P.E., Bergeron P., 2009, ApJ, 696, 1755
Tremblay P.E., et al., 2019, MNRAS, 482, 5222
York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

¡Ahora con más líneas! Modelado del espectro IR de las estrellas Be MX Pup y π Aqr

Y.R. Cochetti[1,2], A. Granada[3], M.L. Arias[1,2] & A.F. Torres[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*
[3] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía, UNRN, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 19 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las estrellas Be presentan en sus espectros numerosas líneas de recombinación de hidrógeno que revelan valiosa información sobre las propiedades físicas y cinemáticas de sus envolturas circunestelares en forma de disco. Una manera de obtener los parámetros de esas envolturas es comparando los espectros observados con espectros sintéticos obtenidos con distintos códigos actualmente disponibles. Históricamente, esto se ha hecho utilizando la línea Hα en la región espectral óptica, y recién en los últimos años empezó a tomar importancia la región espectral infrarroja. En este trabajo presentamos el análisis realizado sobre los espectros IR obtenidos con el espectrógrafo FIRE del Observatorio Las Campanas (bandas J, H y K) de las estrellas Be MX Pup y π Aqr, utilizando el código HDUST. En el mismo se incluye el modelado de líneas de las series de Brackett y Pfund, además de la línea Paβ. Estos resultados nos permiten establecer cotas para parámetros tales como la densidad central, el exponente de la ley de densidad, el tamaño de la región emisora y la inclinación de los discos, además de brindarnos herramientas para discutir sobre la presencia de regiones con distintas propiedades a lo largo de las envolturas.

Abstract / Be stars exhibit numerous hydrogen recombination lines in their spectra, revealing valuable information about the physical and kinematic properties of their circumstellar discs. One way to obtain the parameters of these discs is by comparing observed spectra with synthetic spectra generated using different available codes. Historically, this has been done using the Hα line in the optical spectral region, and only in recent years has the infrared spectral region gained importance. In this work, we present the analysis of the IR spectra obtained with the FIRE spectrometer at Las Campanas Observatory (J, H and K bands) of the Be stars MX Pup and π Aqr, using the HDUST code. This includes the modeling of lines from the Brackett and Pfund series, in addition to the Paβ line. These results allow us to establish bounds for parameters such as the central density, the exponent of the density law, the size of the emitting region, and the inclination of the disks, as well as providing tools to discuss the presence of regions with different properties along the envelopes.

Keywords / stars: emission-line, Be — circumstellar matter — techniques: spectroscopic — stars: individual (MX Pup, π Aqr)

1. Introducción

Las estrellas Be son estrellas B no supergigantes que presentan (o han presentado) emisión en la línea Hα, debido a la presencia de un disco en rotación cuasi-Kepleriana, cuyo material se aleja lentamente de la estrella por procesos viscosos (Lee et al., 1991; Okazaki et al., 2002). Históricamente, la caracterización de los discos se ha hecho a partir de observaciones en la línea Hα en la región espectral óptica (Rivinius et al., 2013; Arcos et al., 2017), y recién en las últimas décadas han ganado importancia la región espectral infrarroja (IR) y las líneas que allí se observan. Debido a que las líneas IR se forman en las regiones más internas de los discos, sumado a que presentan contribuciones fotosféricas pequeñas, su análisis nos permite obtener información sobre las propiedades físicas y cinemáticas de la región del disco más cercana a la estrella (Hony et al., 2000; Lenorzer et al., 2002; Mennickent et al., 2009; Granada et al., 2010; Sabogal et al., 2017). Sin embargo, el modelado de las líneas de esta región del espectro no ha sido aún explorado en profundidad.

Con el objetivo de avanzar en esa dirección, hace unos años empezamos a utilizar el código HDUST (Carciofi & Bjorkman, 2006, 2008) para modelar las líneas de hidrógeno (H) en la región espectral del IR cercano. Este código resuelve las ecuaciones de transporte radiativo, equilibrio radiativo y equilibrio estadístico en una geometría 3D para diferentes distribuciones de velocidad y densidad en el disco.

En un primer trabajo analizamos la dependencia de las intensidades y los perfiles de las primeras líneas de la serie de Brackett (desde Brα a Br12) con los parámetros que describen la estructura del disco, manteniendo el radio constante (Cochetti et al., 2023). Allí encontramos que el incremento en la intensidad de las líneas a lo largo de la serie depende tanto de la densidad central

✉ *Contacto* / cochetti@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

Tabla 1. Radios máximos utilizados para cada combinación de n y ρ_0. En todos los casos el radio mínimo y el paso fueron de 10 $R_\star$. Los modelos indicados en negrita son los incorporados en el presente trabajo.

ρ_0	n				
($\mathrm{g\,cm^{-3}}$)	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
1×10^{-12}	**60**	40	30	30	30
5×10^{-12}	**70**	50	30	30	30
1×10^{-11}	–	**50**	40	30	30
5×10^{-11}	–	–	60	40	30
1×10^{-10}	–	–	–	40	30

como del exponente de la ley de potencia que describe la densidad a lo largo del disco. Posteriormente, en Cochetti et al. (2024) incluimos al análisis la dependencia con el tamaño del disco, a fin de estudiar el efecto del truncamiento del mismo. Para los discos estables o en disipación, este efecto es más relevante. Para los discos en formación, el efecto de truncamiento del disco solo se hace evidente si la densidad central es lo suficientemente alta. Además, el efecto es más fácilmente perceptible en los primeros miembros de cada serie, debido a que los mismos se forman en una región más extendida, desde la región interna de la envoltura hasta zonas más alejadas de la estrella central.

En esta nueva etapa del modelado, incluímos más líneas para la serie de Brackett, además de líneas de la serie de Pfund y Paβ, ya que cada una de ellas brindará información sobre distintas regiones de las envolturas. Con esto buscamos no solo caracterizar a las envolturas de una manera más integral, si no además discutir sobre la presencia de regiones con distintas propiedades a lo largo de las mismas.

2. Metodología

Para obtener los espectros sintéticos utilizamos el código HDUST. La densidad a lo largo del disco se modela con una ley de potencias en la dirección radial y una distribución Gaussiana en la vertical según,

$$\rho(r,z) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_\star}\right)^{-n} exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \qquad (1)$$

donde la altura de escala H es la correspondiente a un disco verticalmente isotermo.

Para modelar discos con distintas características variamos el exponente n, la densidad base ρ_0 y la extensión del disco R. Los modelos utilizados se muestran en la Tabla 1. Los mismos incluyen, además de las combinaciones de parámetros n - ρ_0 - R de Cochetti et al. (2024), modelos con un exponente menor ($n = 2.0$) y una mayor densidad para $n = 2.5$ ($\rho_0 = 1 \times 10^{-11} \mathrm{g\,cm^{-3}}$).

La estrella central considerada tiene una masa $M = 10\ M_\odot$, un radio polar $R_{polar} = 5.5\ R_\odot$, una luminosidad $L = 7500\ L_\odot$, y una tasa de rotación $W = V_{rot}/V_{orb} = 0.7$ (siendo V_{rot} la velocidad de rotación en el ecuador y V_{orb} la velocidad orbital Kepleriana). Estos parámetros corresponden a una estrella B temprana con $T_{eff} \approx 24250$ K y $V_{rot} \approx 370\ \mathrm{km\,s^{-1}}$. Para cada modelo, los espectros fueron simulados considerando inclinaciones en el rango 0–90° con un paso de 15°.

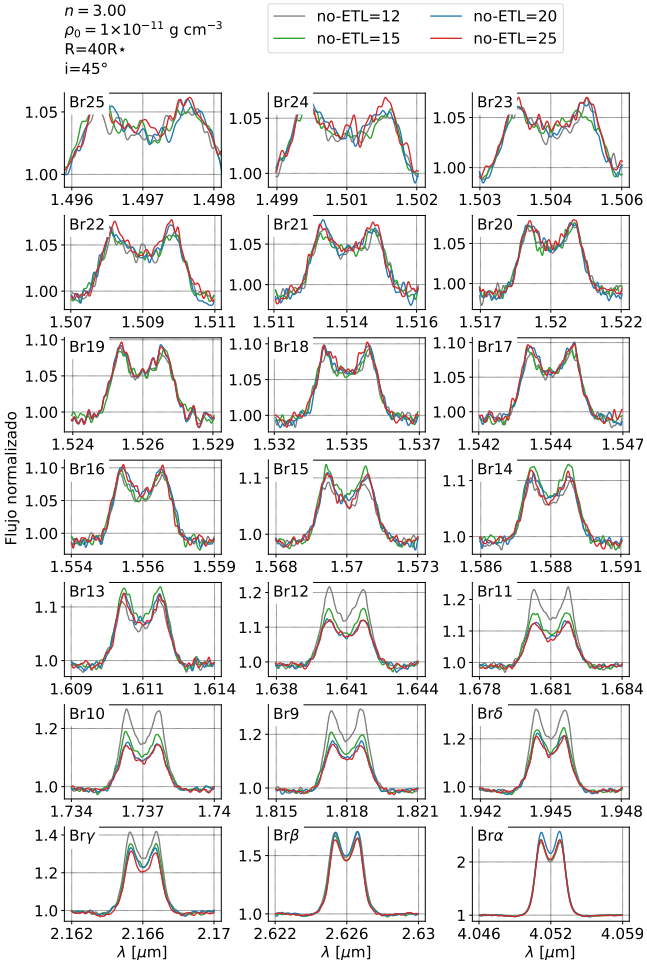


Fig. 1. Perfiles de línea para la serie de Brackett, obtenidos con distinta cantidad de niveles en no-ETL.

El modelo utilizado para el átomo de H en los trabajos anteriores consideraba 12 niveles fuera de equilibrio termodinámico local (ETL) y 13 más en ETL. Esto hacía que el modelado de algunas de las líneas fuera poco preciso, sobre todo aquellas con transiciones desde niveles cercanos al 12. Por eso, para poder incluir más líneas tuvimos que modelar el átomo de H incluyendo más niveles en no-ETL.

3. Resultados

En la Figura. 1 se muestra, a modo de ejemplo, los perfiles para las líneas Brα a Br25 obtenidos con distinta cantidad de niveles en no-ETL. La diferencia más notoria se da entre las líneas Brγ a Br12, y es menos significativa a partir de los 20 niveles en no-LTE. Considerando que nos interesa modelar líneas de la serie de Brackett desde Brγ hasta miembros altos ópticamente delgados (como por ejemplo Hu19 a Hu25, Granada et al., 2010), además de Paβ y miembros altos de la serie de Pfund, para este trabajo consideramos suficiente modelar al átomo de H considerando 25 niveles en no-ETL.

Los espectros que se muestran en este trabajo fueron obtenidos con el espectrógrafo FIRE (Observatorio Las Campanas) en junio de 2017. Los mismos ya fueron mo-

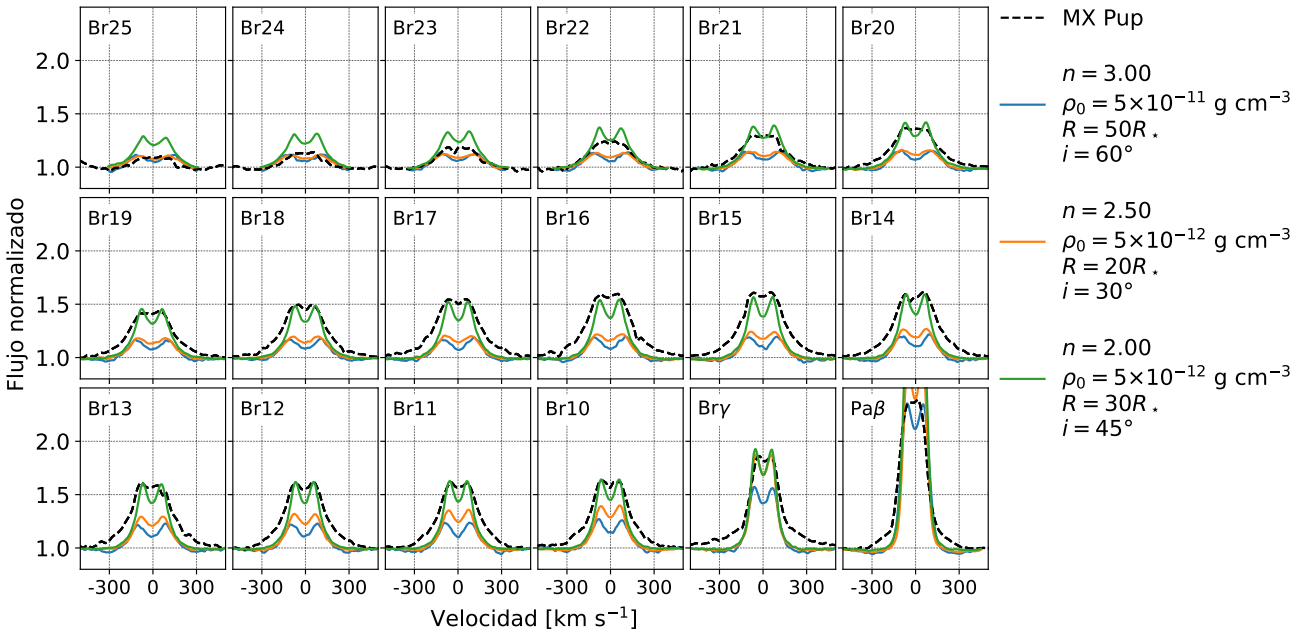


Fig. 2. El modelo azul corresponde a los parámetros determinados a partir de Brγ a Br12 en Cochetti et al. (2023), y es el que mejor ajusta la línea Paβ. Las líneas de la serie de Brackett ajustan mejor con valores menores del exponente n ($n = 2.50$ modelo naranja, $n = 2.00$ modelo verde).

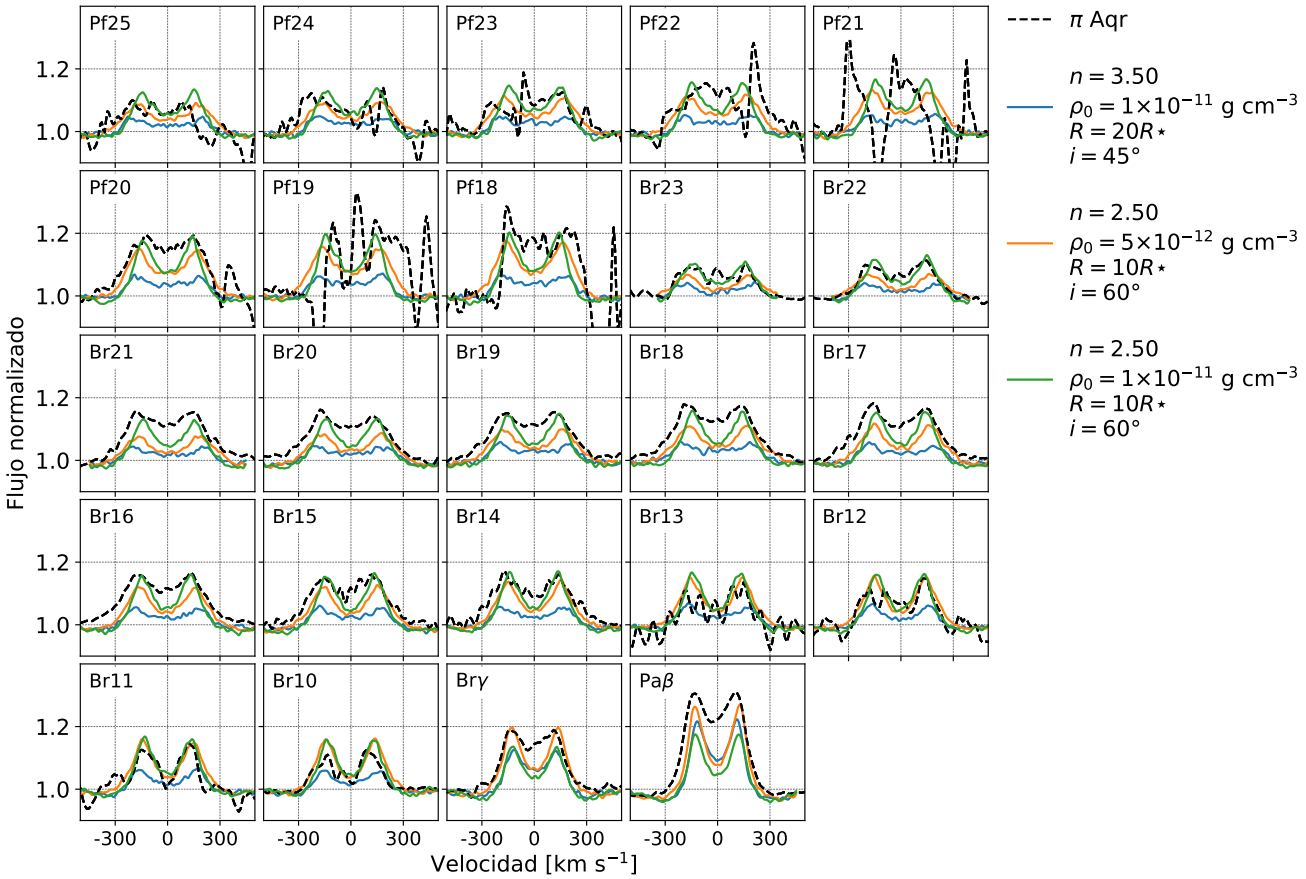


Fig. 3. El modelo azul corresponde a los parámetros determinados a partir de Brγ a Br12 en Cochetti et al. (2023), donde la intensidad de las líneas queda por debajo de las de las líneas observadas. Se obtiene un mejor ajuste con $n = 2.50$ y dos densidades distintas (5×10^{-12}g cm^{-3} modelo naranja, 1×10^{-11}g cm^{-3} modelo verde.).

delados en Cochetti et al. (2023) y forman parte de la muestra publicada en Cochetti et al. (2022). Debido a la dependencia de la forma de los perfiles con la cantidad de niveles en no-ETL considerados, los parámetros que habíamos determinado previamente para los discos de MX Pup y π Aqr en Cochetti et al. (2023) ya no representan un buen ajuste a las observaciones al considerar el nuevo modelo para el átomo de H. Buscamos entonces, para estos nuevos modelos, cuáles son los parámetros del disco que nos permiten describir las líneas de hidrógeno observadas en estas estrellas.

Cabe remarcar que para el presente trabajo, los ajustes para las dos estrellas mencionadas se realizaron de manera cualitativa, basándonos en una comparación visual de los perfiles observados y los modelos, sin haber realizado un análisis cuantitativo de la calidad de los ajustes.

3.1. MX Pup

La Figura 2 muestra los perfiles observados en MX Pup para las líneas Paβ, Brγ, y Br10 a Br25, junto con los perfiles de tres de los modelos obtenidos. Para el modelo utilizado en Cochetti et al. (2023)($n = 3.0, \rho_0 = 5 \times 10^{-11}\mathrm{g\,cm^{-3}}, R = 50\ R_\star, i = 60°$), la línea Pa$\beta$ es la que mejor ajusta. Para las líneas de la serie de Brackett, modelos con valores de n más bajos ajustan mejor. Para una densidad $\rho_0 = 5 \times 10^{-12}\mathrm{g\,cm^{-3}}$, los modelos con $n = 2.0, R = 30\ R_\star$ e $i = 45°$ y con $n = 2.5, R = 20\ R_\star$ $i = 30°$, ajustan bien la línea Brγ. Sin embargo, el primer modelo da un mejor ajuste para las líneas Br10-21, mientras que el segundo ajusta mejor las líneas Br23-25. A partir del modelado de Hα, Silaj et al. (2010) y Arcos et al. (2017) obtuvieron valores para la inclinación de $i = 20°$ e $i = 50°$, respectivamente.

3.2. π Aqr

Los perfiles observados, junto con los obtenidos a partir de tres modelos, pueden verse en la Fig. 3. La intensidad de las líneas obtenidas con el modelo de Cochetti et al. (2023)($n = 3.5, \rho_0 = 1 \times 10^{-11}\mathrm{g\,cm^{-3}}, R = 20\ R_\star, i = 45°$) es menor que la de los perfiles observados. Con un modelo que considera $n = 2.50, R = 10\ R_\star$ e $i = 60°$ se obtienen mejores ajustes con dos valores distintos de ρ_0: 5×10^{-12} y $1 \times 10^{-11}\mathrm{g\,cm^{-3}}$. Con la densidad más baja se obtiene un buen ajuste global en las líneas de la serie de Pfund y Br10-15, mientras que el modelo con la densidad más alta ajusta los perfiles de los miembros altos de las series de Brackett (desde Br10) y Pfund, pero no es tan bueno para ajustar Paβ y Brγ. Silaj et al. (2010) y Arcos et al. (2017) determinaron, a partir del modelado de la línea Hα, valores de para la inclinación de 45° y 60°, respectivamente.

4. Discusión y trabajo a futuro

En este trabajo, modelamos las líneas en emisión de H del IR cercano observadas en los espectros de dos estrellas Be (MX Pup y π Aqr) utilizando el código HDUST, incorporando 25 niveles en no-ETL en el átomo de H. Encontramos que al incluir más líneas, es difícil encontrar un único conjunto de parámetros que sea capaz de ajustar a todas las líneas de manera simultánea. Dado que las primeras líneas de cada serie se forman en regiones más extendidas, mientras que los miembros más altos se forman en regiones más cercanas a la estrella central, cada línea contiene información de una región diferente de la envoltura. Estas regiones pueden tener distintas características, producto de diversos eventos de formación/disipación de las envolturas.

Sería interesante entonces tratar de realizar ajustes similares a los de este trabajo, pero para estrellas cuyas envolturas se hayan mantenido estables a lo largo de varios años. Esto permitiría investigar si efectivamente puede representarse al disco con un único conjunto de parámetros, o si existe un apartamiento del modelo de disco relativamente simple que utilizamos. Estrellas Be de tipo espectral tardío serían adecuadas para esto, ya que presentan menor variabilidad que las de tipos espectrales tempranos (Hubert & Floquet, 1998; Jones et al., 2011; Barnsley & Steele, 2013).

A futuro planeamos también incorporar herramientas estadísticas que nos permitan obtener no solo el modelo que mejor ajuste a las observaciones, sino además la función de densidad de probabilidades de los parámetros. Este ajuste puede hacerse para todas las líneas simultáneamente, o agrupando a las líneas con regiones de formación similares para obtener parámetros de distintas regiones de las envolturas. Esto nos permitirá además obtener información de los distintos eventos de formación/disipación que la envoltura pueda haber atravesado.

Agradecimientos: MLA y AFT agradecen financiamiento del Proyecto PIP 1337 (CONICET) y del Programa de Incentivos 11/G162 (UNLP). AG agradece el financiamiento del subsidio de CONICET PIBAA 28720210100879CO.

Referencias

Arcos C., et al., 2017, ApJ, 842, 48
Barnsley R.M., Steele I.A., 2013, A&A, 556, A81
Carciofi A.C., Bjorkman J.E., 2006, ApJ, 639, 1081
Carciofi A.C., Bjorkman J.E., 2008, ApJ, 684, 1374
Cochetti Y.R., et al., 2022, A&A, 665, A115
Cochetti Y.R., et al., 2023, Galaxies, 11, 90
Cochetti Y.R., et al., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 67
Granada A., Arias M.L., Cidale L.S., 2010, AJ, 139, 1983
Hony S., et al., 2000, A&A, 355, 187
Hubert A.M., Floquet M., 1998, A&A, 335, 565
Jones C.E., Tycner C., Smith A.D., 2011, AJ, 141, 150
Lee U., Osaki Y., Saio H., 1991, MNRAS, 250, 432
Lenorzer A., de Koter A., Waters L.B.F.M., 2002, A&A, 386, L5
Mennickent R.E., et al., 2009, PASP, 121, 125
Okazaki A.T., et al., 2002, MNRAS, 337, 967
Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
Sabogal B.E., et al., 2017, PASP, 129, 014203
Silaj J., et al., 2010, ApJS, 187, 228

Propiedades astrofísicas de cúmulos estelares ubicados en la periferia de la Nube Menor de Magallanes

D.M.F. Illesca[1,2] & A.E. Piatti[1,2]

[1] *Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas, CONICET–UNCuyo, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo presentamos resultados obtenidos del análisis de 40 cúmulos estelares en la Nube Menor de Magallanes a partir de datos del relevamiento SMASH DR2. Los cúmulos fueron seleccionados en función de su posición proyectada en dirección a regiones de la galaxia conocidas por encontrarse perturbadas gravitacionalmente. Determinamos sus edades, metalicidades y distancias heliocéntricas empleando sus diagramas color-magnitud, previamente descontaminados de estrellas del campo, y su comparación con diagramas color-magnitud sintéticos. Los cúmulos estudiados resultaron ser objetos que cubren un amplio rango de edades ($\sim 30\,\mathrm{Ma} - 5.7\,\mathrm{Ga}$), un gran rango de metalicidades ($[\mathrm{Fe/H}] \sim -0.6\,\mathrm{dex} - -1.4\,\mathrm{dex}$), y un notable rango de distancias heliocentricas ($d \sim 40\,\mathrm{kpc} - 70\,\mathrm{kpc}$). De todos ellos, unos 10 cúmulos se encuentran ubicados fuera del cuerpo principal de la galaxia ($56 \leq d\,(\mathrm{kpc}) \leq 62$), lo cual confirma que la misma es mucho mas extensa en la línea de la visual que en el plano del cielo, posiblemente como resultado de su interacción con la Nube Mayor de Magallanes. Estos resultados significan un avance en el entendimiento de las implicancias que pueden tener las interacciones gravitacionales en la conformación morfológica del Sistema Magallánico.

Abstract / We present results obtained from the analysis of 40 star clusters in the Small Magellanic Cloud using data from the SMASH DR2 survey. The clusters were selected based on their projected position toward regions of the galaxy known to be gravitationally disturbed, and we determined their ages, metallicities, and heliocentric distances using their color-magnitude diagrams, previously decontaminated from field stars, and by comparing them with a library of synthetic color-magnitude diagrams. The studied clusters show a broad distribution of ages ($\approx 30\,\mathrm{Myr}$–$5.7\,\mathrm{Gyr}$, a range of metallicities ($[\mathrm{Fe/H}] \approx -0.6\,\mathrm{dex} - -1.4\,\mathrm{dex}$), and a remarkable range of heliocentric distances ($d \approx 40\,\mathrm{kpc}$–$70\,\mathrm{kpc}$)). Among them, about 10 clusters are located outside the main body of the galaxy ($56 \leq d\,(\mathrm{kpc}) \leq 62$), confirming that the Small Magellanic Cloud is significantly more extended along the line of sight than in the plane of the sky, possibly as a result of its interaction with the Large Magellanic Cloud. These results represent a step forward in understanding the implications that gravitational interactions can have on the morphological configuration of the Magellanic System.

Keywords / methods: data analysis — techniques: photometric — (galaxies:) Magellanic Clouds —galaxies: star clusters: general

1. Introducción

Las Nubes de Magallanes son un par de galaxias enanas irregulares, de cuya mutua interacción se han observado recientemente algunos rastros de los efectos de marea. En el caso de la Nube Menor de Magallanes (NmM) se ha encontrado que los efectos de marea son más intensos en las regiones más externas de la galaxia, en particular en aquellas regiones orientadas hacia la Nube Mayor de Magallanes (NMM) (Almeida et al., 2024; Cullinane et al., 2023). En este contexto, los cúmulos estelares son excelentes trazadores de dichas perturbaciones. Una de las ventajas mas relevantes es que sus velocidades radiales medias y movimientos propios provienen del promedio de varias mediciones de los miembros del cúmulo, y por ende sus valores medios están basados en una estadística robusta. Los cúmulos estelares también son representantes adecuados del movimiento interno de la NmM en comparación con las velocidades radiales y movimientos propios medios de estrellas alineadas a lo largo de diferentes líneas de la visual.

Con el objetivo de evaluar la extensión e intensidad de los efectos de marea en la NmM, nos hemos embarcado en un proyecto observacional que consiste en la determinación de las propiedades astrofísicas de una muestra de cúmulos etelares seleccionados ubicados preferentemente en las regiones externas de la galaxia. El presente trabajo está organizado de la siguiente manera: la Sección 2 describe la selección de la muestra de cúmulos estelares, junto con los datos utilizados para el análisis, la asignación de membresía de las estrellas a los cúmulos y la estimación de sus parámetros astrofísicos, a saber, enrojecimiento, edad, distancia y metalicidad. En la Sección 3 analizamos las propiedades astrofísicas derivadas a la luz de la historia de formación estelar y distribución espacial en la NmM. Finalmente, Sección 4 resume las principales conclusiones de este trabajo.

✉ *Contacto* / denisillesca1113@gmail.com

Invited review

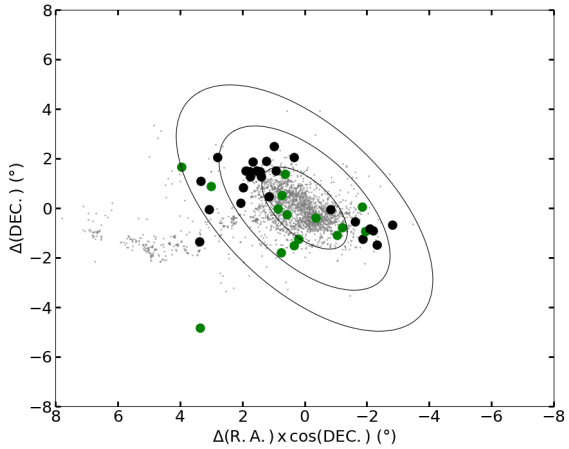


Fig. 1. Distribución espacial de los cúmulos de la Nube Menor de Magallanes (Bica et al., 2020) representados en puntos grises. Los círculos rojos y azules representan los cúmulos estudiados con o sin estimaciones previas de distancias heliocéntricas, respectivamente. La elipses corresponden al modelo propuesto por Piatti et al. (2007).

2. Propeidades de los cúmulos estelares

Seleccionamos 40 cúmulos estelares del catálogo de Bica et al. (2020) distribuidos principalmente en las regiones externas de la NmM. Siguiendo el esquema de Piatti et al. (2007) que propone el uso de elipses concéntricas con un ángulo de posición de 54° y una relación de 2 a 1 entre los semiejes mayor y menor, hemos seleccionados los cúmulos que se encuentran preferentemente fuera del área delimitada por una elipse con un semieje mayor de 2°. Los cúmulos seleccionados están, además, asociados con subestructuras estelares perturbadas o inducidas por interacciones de marea.

La Figura 1 muestra la distribución espacial de los cúmulos seleecionados destacando en azul aquellos 15 que, hasta el presente, no disponían de estimaciones de sus distancias heliocéntricas.

Hicimos uso de datos DR2 del Survey of the Magellanic Stellar History (SMASH, Nidever et al., 2021), los cuales resultan apropiados para estimar homogéneamente los parámetros fundamentales de estos cúmulos. El análisis estadístico del diagrama color-magnitud (DCM) incluyó la limpieza por la contaminación de estrellas de campo mediante el uso del método desarrolado por Piatti & Bica (2012). La fotometría limpia de cada cúmulo fue procesada con (ASTeCA, Perren et al., 2015) para derivar metalicidad, edad, distancia y masa de los cúmulos, utilizando isócronas PARSEC v1.2S (Bressan et al., 2012) y cubriendo rangos amplios de metalicidades y edades consistentes con la relación edad-metalicidad de la NmM (Piatti & Geisler, 2013). La Figura 2 presenta el diagrama color-magnitud del cúmulo L2 con el ajuste de su isócrona.

La muestra seleccionada de cúmulos de la NmM abarca un amplio rango de edades ($\approx$ 9 Ma–7.06 Ga), prácticamente todo el rango de valores conocidos de metalicidad en la NmM ([Fe/H] ≈ -1.3 dex– $-$ 0.25 dex)

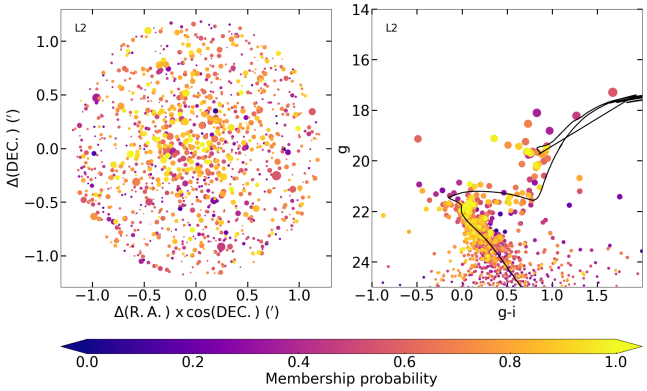


Fig. 2. *Izquierda*: Diagrama espacial del cúmulo L2, el tamaño de los símbolos es proporcional al brillo de las estrellas. *Derecha*: Diagrama color-magnitud del cúmulo con la isócrona teórica de (Bressan et al., 2012) correspondiente a los parámetros adoptados superpuesta. La barra de color indica la probabilidad de pertenencia.

y un rango notable de distancias heliocéntricas ($d \approx$ 36 kpc–75 kpc). Aunque es sabido que algunos pocos cúmulos tienen distancias heliocéntricas que los sitúan fuera del cuerpo principal de la NmM ($\sim$ 56-62 kpc, ver Piatti, 2022), aquí encontramos cerca de 10 cúmulos adicionales ubicados también en las periferias de la galaxia. Además, hemos estimado distancias heliocéntricas precisas, por primera vez, para cerca del 40 por ciento de los cúmulos analizados. Actualmente, menos del 5 por ciento de los cúmulos estelares catalogados de la NmM tienen alguna estimación individual de distancia heliocéntrica (Piatti, 2023). Debido al impacto que estas nuevas distancias heliocéntricas tienen en nuestro conocimiento sobre la formación y evolución de la NmM realizamos una validación de los parámetros astrofísicos obtenidos comparándolos con los disponibles en la literatura. En el caso de cúmulos con más de una estimación promediamos los valores de forma ponderada en relación a la eficacia de la técnica utilzada. Obtuvimos las siguientes diferencias: $\Delta(\log(\text{age/yr})_{\text{nuestro}} - \log(\text{age/yr})_{\text{lit.}}) = 0.09 \pm 0.07$, $\Delta([\text{Fe/H}]_{\text{nuestro}} - [\text{Fe/H}]_{\text{lit.}}) = 0.066 \pm 0.051$ dex, y $\Delta((m-M)_{0\text{nuestro}} - (m-M)_{0\text{lit.}}) = 0.14 \pm 0.06$ mag, respectively.

3. Análisis y discusión de resultados

En el siguiente análisis discutimos la relación entre las edades y metalicidades de los cúmulos estelares con sus posiciones en la NmM, en el contexto de la formación de la galaxia y su evolución química y dinámica. Nuestro objetivo es investigar si los cúmulos estelares proyectados hacia las regiones de la NmM perturbadas o inducidas por efectos de marea se formaron en esas regiones.

La Figura 3 muestra la variación de las metalicidades derivadas con las distancias heliocéntricas de los cúmulos. Para mayor claridad hemos representado los límites del cuerpo principal de la NmM con dos líneas verticales discontinuas. Estas provienen del disco de rotación mejor ajustado de los cúmulos estelares de la NmM obtenido por Piatti (2021). Como puede obser-

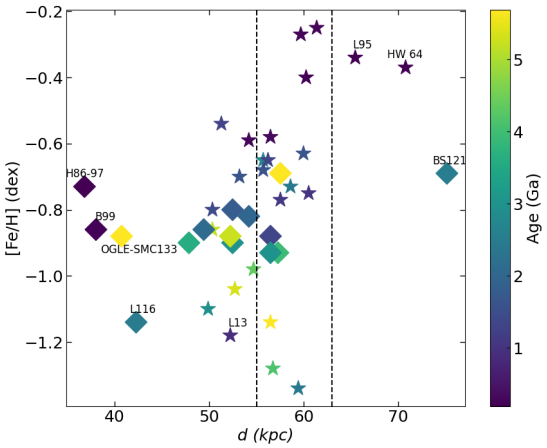


Fig. 3. Relación entre las metalicidades derivadas y las distancias heliocéntricas de los cúmulos estelares estudiados, coloreados según sus edades derivadas. Las estrellas y los rombos representan cúmulos estelares con o sin estimaciones previas de sus distancias heliocéntricas, respectivamente. Las líneas discontinuas verticales delimitan la extensión del cuerpo principal de la NmM. (Piatti, 2023).

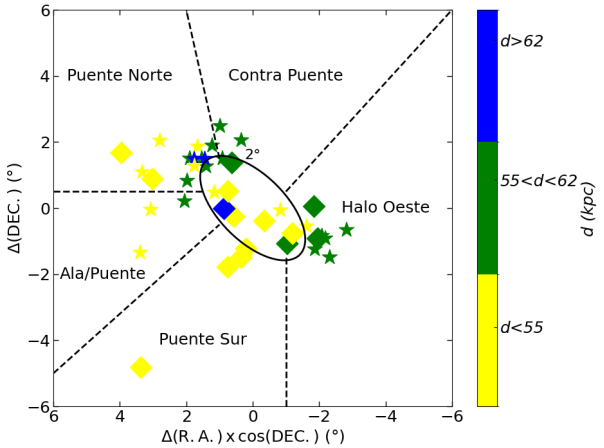


Fig. 4. Distribución espacial de los 40 cúmulos estelares. Los colores representan sus distancias heliocéntricas calculadas. Los cúmulos verdes estan ubicados en el cuerpo principal de la galaxias mientras que los cúmulos azules y amarillos se encuentran en las zonas externas de la NmM.

varse, existe un porcentaje notable de los cúmulos estudiados que se encuentran más allá de esos límites. Las distancias derivadas revelan una distribución espacial de los cúmulos estelares de la NmM que concuerda con otros estudios independientes que respaldan el escenario de desprendimiento causado por la interacción gravitatoria con la NMM (Subramanian et al., 2017; Cullinane et al., 2023; Nidever, 2024).

Los cúmulos estelares del disco externo de la NmM han sido comúnmente considerados como antiguos y, por lo tanto, fundamentales para reconstruir las primeras etapas de formación y enriquecimiento químico de la galaxia. Por otro lado, se espera que los cúmulos jóvenes se encuentren en la región interna de la galaxia donde todavía hay gas y polvo. Sin embargo, los dos cúmulos más cercanos al Sol (H86-97 y B99) y otros dos cúmulos ubicados detrás del cuerpo principal de la NmM (L95 y HW64) son cúmulos jóvenes, lo cual desafía nuestra comprensión sobre sus roles en los procesos de formación y evolución galáctica. Ambos cúmulos jóvenes ubicados detrás de la NmM se formaron a partir de un material químicamente más enriquecido que sus contrapartes más cercanas al Sol. No obstante, para la mayoría de los cúmulos estudiados, cuanto más joven es un cúmulo más rico en metales es, en concordancia con la relación edad-metalicidad observada para los cúmulos de la NmM (Piatti, 2011).

El cúmulo más discordante parece ser L13, ubicado en el Halo Oeste (log(edad/ años) = 8.96, [Fe/H]= -1.18 dex). Su contenido metálico relativamente bajo podría sugerir que se formó a partir de gas no bien mezclado. Los cúmulos estelares situados a distancias heliocéntricas menores a 55 kpc no se distinguen químicamente de aquellos que pueblan el cuerpo principal de la NmM. Este resultado nos lleva a especular con la posibilidad de que se formaron en la NmM y luego migraron más allá de la periferia de la galaxia, arrastrados por los efectos tidales causados por la interacción NMM/NmM.

Además, cúmulos relativamente jóvenes y distantes ($62\,\mathrm{kpc} < d < 55\,\mathrm{kpc}$) ubicados en el Puente Norte nos indican que gas enriquecido también ha alcanzado las regiones más externas de la NmM. Dado que la NMM está más cerca del Sol que la NmM algunos cúmulos de esta última con distancias heliocéntricas menores a la distancia promedio de la NmM podrían haber sido arrancados por la NMM. Evidencia de este efecto fue encontrada por (Piatti & Lucchini, 2022).

Dias et al. (2014) definieron diferentes zonas en las regiones más externas de la NmM denominadas: Puente Norte, Contra Puente, Halo Oeste, Puente Sur y Ala/Puente (Dias et al., 2022). Para fines comparativos las hemos superpuesto en la Figura 4 Como se puede observar todas estas zonas están pobladas por cúmulos estelares analizados en este trabajo. Hemos distinguido cúmulos con o sin estimaciones previas de distancia heliocéntrica usando estrellas y rombos, respectivamente. Empleamos las distancias heliocéntricas de los cúmulos estelares como indicadores del origen perturbado o inducido por fuerzas de marea, en las regiones más externas de la NmM donde se encuentran. Consideramos para nuestro análisis tres cortes de distancia diferentes: cúmulos ubicados a menos de 55 kpc, entre 55 kpc y 62 kpc, y más allá de 62 kpc, según Piatti (2021) (ver también Figura 3).

Las regiones Puente Norte, Puente Sur y Ala/Puente contienen cúmulos estelares estudiados ubicados frente al cuerpo principal de la NmM lo que respalda su origen de marea. Estas regiones están orientadas hacia la NMM que se encuentra aproximadamente a 50 kpc del Sol (De Grijs & Bono, 2015), lo que sugiere la existencia de una vasta región entre ambas galaxias que las conecta. Este resultado está en muy buen acuerdo con

los obtenidos por Wagner-Kaiser & Sarajedini (2017), quienes revelaron una transición suave que conecta las galaxias.

También se observan cúmulos estelares a distancias menores de 55 kpc del Sol hacia el cuerpo principal de la NmM dentro de una elipse de 2°. Estos cúmulos confirman la mayor extensión de la galaxia a lo largo de la línea de visión con una forma tridimensional 1:2:4, donde los ejes corresponden a la declinación, la ascensión recta y la línea de visión, respectivamente (Ripepi et al., 2017). De manera similar, se observan cúmulos estelares a distancias mayores de 62 kpc del Sol en la región Puente Norte proyectados hacia el cuerpo principal de la NmM.

4. Conclusiones

La NmM es conocida por haber experimentado efectos de marea debido a su interacción con la NMM. En principio, su población de cúmulos estelares no ha sido indiferente a esta historia de interacción, lo cual puede descifrarse a partir de la relación entre sus edades, metalicidades y distancias. Por estas razones seleccionamos 40 cúmulos estelares de la NmM con el objetivo de derivar sus propiedades astrofísicas y, a partir de ellas, buscar la conexión entre los cúmulos y las regiones más externas de la NmM perturbadas o inducidas por efectos de marea donde se encuentran ubicados.

Encontramos que las edades, distancias heliocéntricas y metalicidades de los cúmulos, derivadas de manera homogénea, se encuentran en una escala uniforme validada por estimaciones confiables previamente publicadas. Obtuvimos por primera vez distancias heliocéntricas para 15 cúmulos estelares lo que representa un aumento de aproximadamente el 50 % en el número de cúmulos de la NmM con distancias derivadas (Piatti, 2023); la NmM contiene más de 650 cúmulos estelares (Bica et al., 2020). La muestra de cúmulos con distancias heliocéntricas está distribuida a lo largo del cuerpo principal de la NmM, de manera similar a como lo hacen las estrellas de campo. Por esta razón, encontrar cúmulos estelares más allá del cuerpo de la NmM genera la especulación de que podrían haber sido arrancados durante la interacción con la NMM.

Al analizar las distancias heliocéntricas estimadas de los cúmulos encontramos que casi la mitad de los cúmulos estudiados se encuentran más allá del cuerpo principal de la NmM. La mayoría de ellos están frente a la NmM aunque también hay algunos ubicados detrás de ella. Este resultado no es inesperado teniendo en cuenta la evidencia observacional independiente de la interacción de marea entre la NMM y la NmM. Aquí confirmamos la existencia de esa conexión física entre ambas galaxias utilizando cúmulos estelares como trazadores.

A partir del análisis de las relaciones edad-metalicidad de los cúmulos estelares ubicados en las diferentes regiones externas de la NmM, así como en el cuerpo principal de la galaxia, encontramos que los cúmulos de edad intermedia y antiguos siguen, en general, la historia de enriquecimiento químico global de la galaxia. Dado que algunos de ellos están actualmente más allá de los límites del cuerpo principal de la NmM, concluimos que podrían haber sido desplazados hacia el exterior bajo los efectos de la interacción de marea entre las Nubes de Magallanes. Además, no solo los cúmulos estelares formados en la NmM han superado sus confines, sino también gas químicamente enriquecido. Esto se evidencia por la formación de cúmulos estelares jóvenes y ricos en metales en el Puente Norte los cuales también abarcan un amplio rango de distancias heliocéntricas. La NmM se ha convertido en una galaxia enana marcada por los efectos de marea de la NMM con estructuras estelares más externas perturbadas en distancia o recién inducidas (formadas). Precisamente, no considerar esta compleja realidad galáctica podría llevar a malinterpretar nuestra comprensión sobre la formación y evolución de la NmM, por ejemplo, la distribución espacial de los cúmulos estelares y sus metalicidades.

Referencias

Almeida A., et al., 2024, MNRAS, 529, 3858
Bica E., et al., 2020, VizieR Online Data Catalog, J–AJ
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Cullinane L., et al., 2023, MNRAS, 518, L25
De Grijs R., Bono G., 2015, AJ, 149, 179
Dias B., et al., 2014, A&A, 561, A106
Dias B., et al., 2022, MNRAS, 512, 4334
Nidever D.L., 2024, MNRAS, 533, 3238
Nidever D.L., et al., 2021, AJ, 161, 74
Perren G.I., Vazquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Piatti A.E., 2011, MNRAS, 418, L69
Piatti A.E., 2021, A&A, 650, A52
Piatti A.E., 2022, MNRAS, 509, 3462
Piatti A.E., 2023, MNRAS, 526, 391
Piatti A.E., Bica E., 2012, MNRAS, 425, 3085
Piatti A.E., Geisler D., 2013, AJ, 145, 17
Piatti A.E., Lucchini S., 2022, MNRAS, 515, 4005
Piatti A.E., et al., 2007, MNRAS, 382, 1203
Ripepi V., et al., 2017, MNRAS, 472, 808
Subramanian S., et al., 2017, MNRAS, 467, 2980
Wagner-Kaiser R., Sarajedini A., 2017, MNRAS, 466, 4138

Breve repaso sobre relaciones de escala en sistemas de cúmulos globulares

J.P. Caso[1,2,3], B.J. De Bórtoli[1,2,3] & A.I. Ennis[4,5]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Waterloo Centre for Astrophysics, University of Waterloo, Canada*
[5] *Perimeter Institute for Theoretical Physics, Canada*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 12 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / El creciente número de sistemas de cúmulos globulares (SCG) estudiados a la fecha, principalmente asociados a galaxias de tipo temprano, ha permitido en la última década ahondar en el estudio de las relaciones de escala entre diversas propiedades de los SCG y sus galaxias huésped. En el presente artículo se comentan algunas de estas relaciones y su interpretación astrofísica.

Abstract / The increasing number of globular cluster systems (GCSs) studied to date, mainly associated with early-type galaxies, has enabled significant progress over the past decade in the study of the scaling relations between several properties of the GCSs and their host galaxies. This article reviews some of these relations and their astrophysical interpretation.

Keywords / star clusters: general — star clusters: individual — groups: general

1. Introducción

Han transcurrido 250 años desde que William Herschel observó los objetos catalogados por Messier (1781) y notó que varios de ellos estaban íntegramente conformados por estrellas (Herschel, 1784), siendo algunos de ellos descriptos con forma 'globular'(Herschel, 1789). Actualmente, entendemos a los cúmulos globulares (CG) como sistemas estelares ligados gravitacionalmente, formados por entre $10^4 - 10^7$ estrellas, y presentando masas estelares ($M_\star$) en el rango $10^4 - 10^6\,\mathrm{M}_\odot$ (e.g. Baumgardt & Hilker, 2018), aunque es factible hallar CG por fuera de este rango (Norris et al., 2019). Durante la primera mitad del siglo XX surgieron las primeras evidencias indicando que la distribución de magnitudes de los sistemas de CG (SCG) presentaba una moda (Hubble, 1932), y que las distancias extragalácticas podían inferirse a partir de ella, debido a su aparente universalidad en magnitudes absolutas (Racine, 1968). En años recientes, numerosos trabajos han determinado que la función de luminosidad de CG (FLCG) suele ser adecuadamente ajustada por una distribución normal en magnitud, o lognormal en luminosidad (e.g. Villegas et al., 2010), donde su valor medio y dispersión correlacionan inversamente con la $M_\star$ de la galaxia huésped (Harris et al., 2014).

Los CG suelen tener poblaciones estelares antiguas, con edades de $8 - 13\,\mathrm{Gyr}$ (Usher et al., 2019; Fahrion et al., 2020), lo cual ubica su origen en edades del Universo en que la tasa de formación estelar estaba alcanzando máximos (Madau & Dickinson, 2014). Sus metalicidades son usualmente sub-solares, con abundancias que pueden alcanzar $[Z/H] \approx -2$ (Woodley et al., 2010; Ko et al., 2022). No obstante, en galaxias que presentan evidencias de fusiones tardías, puede detectarse la presencia de CGs de edades intermedias y metalicidades solares (e.g. Sesto et al., 2018). Debido a los tiempos de observación requeridos en relevamientos espectroscópicos, el análisis fotométrico de las distribuciones de color ha sido útil en el estudio de SCG extragalácticos, permitiendo derivar propiedades de los mismos a través de relevamientos multi-banda (e.g. Chies-Santos et al., 2022; Cappellari, 2023). En este sentido, una de las características más notorias de los SCG en galaxias masivas es su distribución bimodal en colores ópticos (Ostrov et al., 1993; Peng et al., 2006; Cho et al., 2012), que ha motivado la interpretación de dos poblaciones de CG, y la usual distinción entre CG azules y rojos (*bona fide* pobres y ricos en metales, respectivamente). No obstante, debemos tener en cuenta que la relación color-metalicidad no es lineal (e.g. Blakeslee et al., 2010; Kim et al., 2022), por ende la bimodalidad en color no necesariamente implica una bimodalidad en metalicidad. Lo que sí podemos afirmar es que los CG azules tienden a ser más pobres en metales que los CG rojos, y que la contribución de estos últimos a la población de un SCG es menos relevante conforme nos desplazamos a galaxias menos masivas, al punto que los SCG en galaxias enanas suelen estar conformados íntegramente por CG azules (e.g. Peng et al., 2008; Harris et al., 2015). Más allá de la existencia o no de dos poblaciones distintivas, varios trabajos han hallado diferencias en las propiedades de los CGs a partir de su color, incluyendo

✉ *Contacto* / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

Invited review

una distribución espacial más extendida en el caso de CG azules (e.g. Bassino et al., 2006; Caso et al., 2017), y propiedades cinemáticas más semejantes a las de la población estelar difusa de las galaxias en el caso de los CG rojos (Schuberth et al., 2010; Pota et al., 2013).

Su radio efectivo proyectado ($r_{\rm ef,pr}$) suele ser de algunos párseces, con valores medios en el orden de 3-4 pc (Brodie et al., 2011; Caso et al., 2014; Webb et al., 2016), e indicios de una correlación inversa entre el $r_{\rm ef,pr}$ medio de los CG y la luminosidad de la galaxia huésped (Masters et al., 2010). Esta compacidad ha permitido caracterizar el SCG de galaxias masivas hasta distancias de decenas de Mpc mediante telescopios en tierra (e.g. Ennis et al., 2019), y hasta distancias de $z = 0.3 - 0.4$ desde telescopios espaciales (Alamo-Martínez & Blakeslee, 2017; Lee et al., 2022). Los SCG presentan una distribución espacial extendida, que en galaxias masivas puede superar los 100 kpc (e.g. Caso et al., 2019, de aquí en más Parte I), pudiendo ser trazadores de la cinemática del halo de las galaxias (Pota et al., 2015; Caso, 2022). Incluso puede hallarse poblaciones de CGs en cúmulos de galaxias que no están asociados a ninguna galaxia en particular, sino al medio intra-cúmulo (e.g. Schuberth et al., 2008; Madrid et al., 2018; Saifollahi et al., 2024), pudiendo trazar la distribución de masa del cúmulo (e.g. Longobardi et al., 2018; Lee et al., 2022), y aportando información relevante sobre los procesos de disrupción de galaxias satélites en estos ambientes (Ko et al., 2022; Kluge et al., 2024). Sumado a la presencia de CGs en la gran mayoría de las galaxias con $M_\star > 10^9\,{\rm M}_\odot$ y una porción considerable de galaxias con $M_\star > 10^{7.5}\,{\rm M}_\odot$ (Forbes et al., 2018; Carlsten et al., 2022) los vuelve útiles para contrastar sus historias evolutivas.

2. Origen y evolución de los CG

A partir de las propiedades de los CG, resulta natural que surgiera la pregunta sobre cómo se relacionaba su origen con los escenarios de evolución de las galaxias. El colapso monilítico (Eggen et al., 1962) fue un primer intento por describir la formación tanto de los CG como del halo estelar, resultando en poblaciones antiguas y pobres en metales. Trabajos posteriores se apartaron de este concepto, en favor de un proceso gradual, en que las nubes moleculares se fragmentan y colapsan a diferentes velocidades, en función de la eficiencia de los procesos de enfriamiento (Fall & Rees, 1985). El surgimiento del escenario de formación jerárquica de galaxias (Press & Schechter, 1974; White & Rees, 1978) aportó nuevos conceptos, como la acreción de CG formados en galaxias de baja masa por parte de elípticas masivas (Forte et al., 1982), y la formación de CG como resultado de eventos de fusión de galaxias ricas en gas (Ashman & Zepf, 1992), que fueron retomados en numerosos trabajos, tanto observacionales (e.g. Forbes et al., 1997; Mackey & Gilmore, 2004) como numéricos (Bekki & Chiba, 2002; Muratov & Gnedin, 2010; Tonini, 2013). La pérdida de CG en galaxias satélites, que pasan a formar parte del SCG de la galaxia central o bien constituyen la población intra-cúmulo, ha sido abordada tanto en trabajos numéricos (Ramos-Almendares et al., 2020; Chen & Gnedin, 2022; Reina-Campos et al., 2023) como observacionales, a partir de la dependencia de propiedades del SCG con el estimadores de la densidad ambiental (De Bórtoli et al., 2022, de aquí en más Parte II). Las evidencias observacionales también sugieren que las fusiones actuarían como disparadores de la formación de CG de edades intermedias, como se observa en remanentes de fusiones tardías, que presentan una subpoblación de CG ricos en metales y de edades coincidentes con la época en que ocurrieron dichos episodios de fusión (Strader et al., 2004; Sesto et al., 2018).

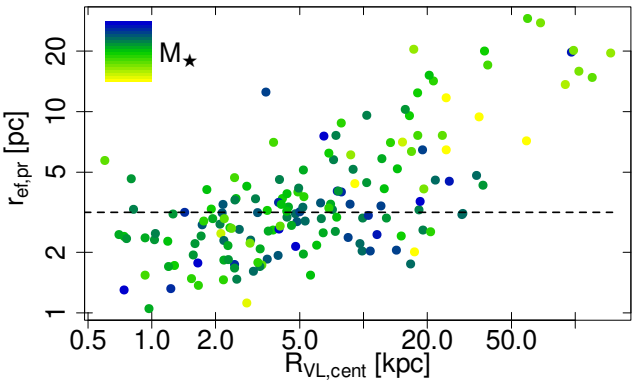


Fig. 1. Radio efectivo proyectado para los CG Galácticos ($r_{\rm ef,pr}$), en función de la distancia al centro de la Galaxia ($R_{\rm VL,cent}$). El gradiente de color, de amarillo a azul, indica valores crecientes para el logaritmo de $M_\star$, desde 3.5 hasta 6. La línea a trazos indica la mediana.

El ambiente en los discos de galaxias a $z \gtrsim 2$, con una mayor densidad de gas, y condiciones de presión y turbulencia muy superiores a las que se observan en el Universo Local (Swinbank et al., 2011; Harrington et al., 2021; Liu et al., 2023), habrían favorecido la formación de los precursores de los CG actuales en forma regular (e.g. De Lucia et al., 2024). No obstante, estas mismas condiciones también causarían su temprana disrupción, en tanto que el rol de los episodios de fusión habría sido distribuirlos al halo de las galaxias, donde las condiciones ambientales facilitaban su supervivencia (Kruijssen, 2015; Li & Gnedin, 2019). La disrupción de CG no está limitada a las primeras etapas de su existencia: la fricción dinámica podría causar que los CG se desplacen hacia órbitas más internas, donde serían más susceptibles de ser destruidos (e.g Lamers et al., 2017). En este sentido, la pérdida de masa por relajación sería relevante en CG poco masivos o con órbitas excéntricas (Brockamp et al., 2014), como se observa en el CG Galáctico Palomar 5 (Dehnen et al., 2004; Starkman et al., 2020), y la presencia de discos podría favorecer la disrupción de CG en la región central de galaxias de masa intermedia (e.g. Caso et al., 2024, de aquí en más Parte III). En este sentido, la Fig. 1 presenta la distribución de $r_{\rm ef,pr}$ en función de la distancia al centro de la Vía Láctea ($R_{\rm VL,cent}$), para los CG Galácticos incluidos en el catálogo de Baumgardt & Hilker (2018). El gradiente de colores, de amarillo a azul oscuro, representa valores crecientes de $M_\star$, y la línea a trazos indica la mediana de la muestra. Conforme $R_{\rm VL,cent}$ se incrementa, también lo hacen los valores de $r_{\rm ef,pr}$, sugiriendo que

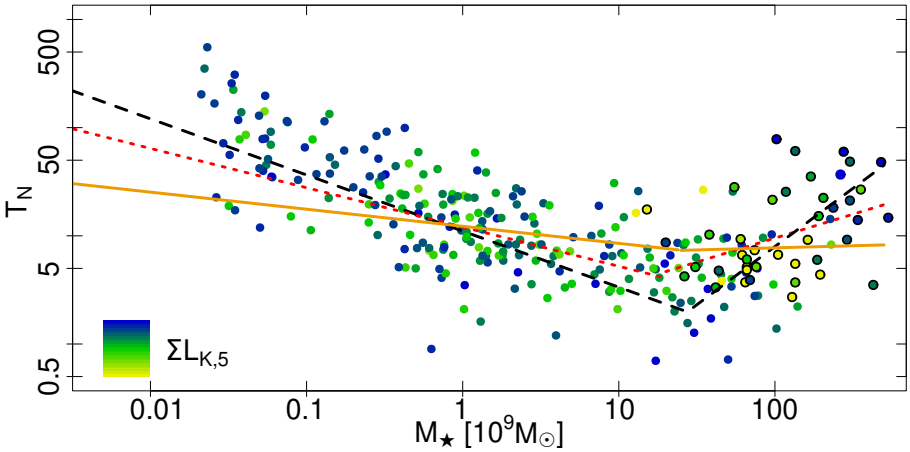


Fig. 2. Parámetro $T_{\rm N}$ en función de $M_\star$ para una muestra de SCG asociados a galaxias de tipo temprano. El gradiente de color, de amarillo a azul, representa densidades ambientales crecientes, en función del estimador $\Sigma L_{K,5}$. Los símbolos enmarcados corresponden a galaxias centrales, y el resto representan galaxias satélites. Las curvas sólida naranja, roja punteada y negra a trazos representan los ajustes de relaciones bi-lineales para SCG agrupados en tres intervalos de densidad creciente.

los CGs con perfiles radiales más dispersos sólo pueden sobrevivir en las regiones externas de la galaxia. La distribución de $M_\star$ también sugiere la mayor incidencia de procesos disruptivos en las regiones centrales, con apenas cinco de los veinte CG menos masivos cumpliendo $R_{\rm VL,cent} < 10\,{\rm kpc}$.

3. Relaciones de escala

3.1. Población en un SCG

El estudio de CG extragalácticos cobró impulso en la segunda mitad del siglo XX, siendo Hanes (1977) y Harris & Racine (1979) de los primeros trabajos que plantean una correlación entre el número de CGs asociados a una galaxia y su luminosidad en el filtro V. Posteriormente, Harris & van den Bergh (1981) proponen como medida de la riqueza de un SCG a la frecuencia específica, $S_N{}^\star$, obtenida como la cantidad de miembros normalizada por la luminosidad de la galaxia en el filtro V. Esta parametrización resulta en que galaxias con mayores valores de S_N se encuentran en ambos extremos del rango de $M_\star$ (e.g. Durrell et al., 1996; Georgiev et al., 2010). Sin embargo, la dependencia del cociente masa-luminosidad (M/L) con la población estelar de la galaxia hace que su luminosidad en el filtro V plantee un sesgo respecto a propiedades físicas, como $M_\star$. Por esto, en años recientes se han preferido otros parámetros, como $T_{\rm N}{}^{\star\star}$ (Zepf & Ashman, 1993), o el cociente entre las $M_\star$ contenida en CG y presente en la galaxia huésped. En ambos casos, se repite el comportamiento detectado en S_N, donde los menores valores se presentan en galaxias de $M_\star$ intermedia (Peng et al., 2008), lo cual ha sido interpretado en términos de variaciones en las eficiencias, tanto de la formación estelar de la población de campo, como de la formación y disrupción de CG (Harris et al., 2013; Mieske et al., 2014).

En la Parte II se planteó la existencia de una dependencia con el ambiente en los valores de $T_{\rm N}$ en función de $M_\star$, en particular para galaxias con $M_\star \gtrsim 10^{9.7}\,{\rm M}_\odot$. En el presente trabajo se extiende esta relación hasta valores de $M_\star \approx 10^7\,{\rm M}_\odot$ (Fig. 2), en función de una muestra de la literatura, compuesta principalmente por las galaxias listadas en Parte I, II y III, y relevamientos realizados sobre los cúmulos de galaxias de Virgo, Fornax y Coma (Peng et al., 2008; Miller & Lotz, 2007; Lim et al., 2018; Liu et al., 2019), además de una muestra de galaxias enanas del cúmulo de Antlia presentadas en Caso (2015). Para las galaxias listadas en Lim et al. (2018), $M_\star$ se obtuvo a partir de las fotometrías publicadas por Eisenhardt et al. (2007) y Hammer et al. (2010), y los cocientes M/L derivados a partir de las relaciones de Bell et al. (2003). En el caso de las siete galaxias enanas de Antlia, su masa estelar se obtuvo a partir de la fotometría en el sistema de Washington publicada por Calderón et al. (2020) y los cocientes M/L obtenidos para este sistema fotométrico a partir de los modelos de poblaciones estelares de PARSEC-COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2017). Se estimó la densidad ambiental a partir del parámetro $\Sigma L_{K,5}$, presentado en el Parte II y construido a partir de la densidad proyectada de luminosidad en el filtro K, obtenida a partir de los cinco vecinos más próximos en distancia proyectada, que sean más brillantes que $M_K = -21\,{\rm mag}$ y cuya velocidad en la línea de la visual no difiera en más de $600\,{\rm km\,s^{-1}}$ respecto a la galaxia de interés (véase Parte II para más detalles). El gradiente de color de los símbolos en Fig. 2, desde amarillo hasta azul oscuro, representa densidades ambientales crecientes en función del parámetro $\Sigma L_{K,5}$, en escala logarítmica.

Se dividieron los SCG en tres muestras, representando distintos intervalos del rango abarcado por el parámetro $\Sigma L_{K,5}$, y se procedió al ajuste de una relación bi-lineal en escala logarítmica, como ya fue hecho en Parte II. El intervalo de mayores densidades, correspondiente típicamente a las regiones centrales de cúmulos de galaxias, está representado por trazos negros, con un

$^\star S_N = N_{\rm CG} \cdot 10^{0.4\cdot(M_V+15)}$

$^{\star\star} T_{\rm N} = N_{\rm CG}/M_9$, con M_9 siendo $M_\star$ en unidades de $10^9\,M_\odot$

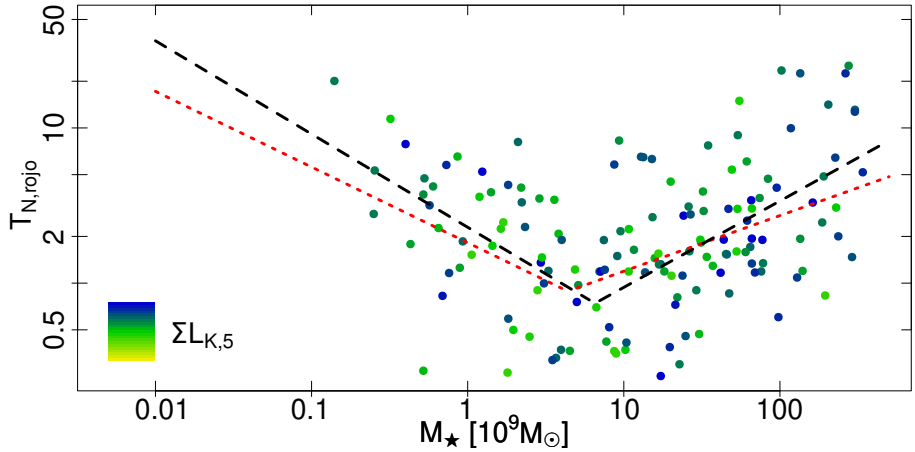


Fig. 3. Parámetro $T_{\rm N}$ a partir de los CG rojos ($T_{\rm N,rojo}$) en función de $M_\star$, calculado para una fracción de los SCG presentados en la Fig. 2, de las cuales se disponen estimaciones de la fracción de CG rojos. El gradiente de color representa densidades ambientales, en forma análoga a la figura anterior. Las curvas roja punteada y negra a trazos expresan los ajustes de relaciones bi-lineales para SCG agrupados en dos intervalos, representando densidades intermedias y altas.

quiebre entre ambas rectas correspondiente a una masa de $M_\star \approx 4 \times 10^{10}\,{\rm M}_\odot$. Para densidades intermedias, comparables a grupos de galaxias y regiones externas de cúmulos, el ajuste está representado por una curva punteada roja, con un quiebre a valores ligeramente menores que en el intervalo anterior, $M_\star \approx 2 \times 10^{10}\,{\rm M}_\odot$. Comparativamente, la muestra de densidades intermedias es representada por rectas con pendientes menores, indicando un mayor incremento en los valores de $T_{\rm N}$ para SCG en ambos extremos del rango de $M_\star$ cuando se encuentran en ambientes de alta densidad. Esto parecería contradecir los resultados de Parte II, donde se indicaba que galaxias satélites en ambientes de alta densidad tenían una deficiencia de CG frente a galaxias en ambientes intermedios. No obstante, en dicho artículo se analizan galaxias de masas intermedias, típicamente $M_\star \gtrsim 10^9\,{\rm M}_\odot$. Para galaxias menos masivas, en el rango de enanas, Peng et al. (2008) ha señalado que los SCG de galaxias ubicadas en las afueras del cúmulo de Virgo presentaban valores de $T_{\rm N}$ menores que aquellos correspondientes a galaxias de similar $M_\star$ en regiones más internas, donde las interacciones entre galaxias serían más frecuentes. Resultados similares se observan en Prole et al. (2019) y Carlsten et al. (2022), con SCG de enanas y galaxias de bajo brillo superficial ubicadas en cúmulos de galaxias más ricos, respecto a galaxias similares en ambientes de baja densidad. Por último, también se ajustaron dos rectas para el intervalo de menores densidades, típicamente correspondiente a galaxias de campo, aunque en este caso la pendiente de las mismas no difiere significativamente de cero. Debemos aclarar que, debido a sesgos observacionales, la muestra correspondiente a ambientes de baja densidad y asociados a galaxias con $M_\star \lesssim 10^{10}\,{\rm M}_\odot$ se limita a cinco SCG. La muestra refleja la dispersión en los valores de $T_{\rm N}$ que se observan en ambientes de baja densidad (Spitler et al., 2008; Ennis et al., 2020), con galaxias abarcando $M_\star$ entre 5×10^8 y $4 \times 10^{11}\,{\rm M}_\odot$, y valores de $T_{\rm N}$ entre ≈ 3 y 30. Los ajustes apuntan a una menor dependencia con $M_\star$ de la galaxia huésped. Esto redunda en que galaxias masivas de campo poseen SCG relativamente pobres, algo que ya fue señalado en Parte II, así como en varios trabajos previos que abordaron esta cuestión (e.g. Caso et al., 2013; Salinas et al., 2015).

En la Fig. 3 se restringe el análisis a una submuestra de los SCG, para los cuales se conoce su fracción de CG rojos, graficándose la riqueza relativa de estos, $T_{\rm N,rojo}$, en función de $M_\star$ en unidades de $10^9\,{\rm M}_\odot$. El gradiente de color respeta la misma parametrización de la densidad ambiental descrita previamente, y las relaciones bilineales representan a aquellos SCG asociados a galaxias en entornos de densidades intermedias (puntos rojos) y altas (trazos negros). En este caso hemos omitido representar el ajuste para SCG en entornos de baja densidad, puesto que los resultados para galaxias masivas no difieren de lo ya observado en la Fig. 2, y para galaxias de menor masa el tamaño de la muestra no permite arribar a resultados concluyentes. Para las muestras correspondientes a los dos intervalos de densidades ajustados en esta ocasión, el mínimo de la distribución se desplaza a masas menores, $M_\star \approx 5 - 7 \times 10^9\,{\rm M}_\odot$. Nuevamente, las pendientes de los ajustes son mayores para la muestra correspondiente a entornos de alta densidad, aunque las diferencias son menos pronunciadas.

En forma análoga, la Fig. 4 muestra la riqueza relativa de los CG azules, $T_{\rm N,azul}$, en función de $M_\star$ en unidades de $10^9\,{\rm M}_\odot$. Los símbolos llenos siguen el mismo código de color que en las figuras anteriores y, al igual que en la Fig. 3, hemos omitido ajustar el intervalo correspondiente a densidades bajas. La curva a trazos negra nuevamente representa el ajuste bi-lineal a los SCG ubicados en ambientes de alta densidad, en tanto que la curva punteada roja indica el ajuste obtenido para SCG en ambientes de densidad intermedia. Ambos ajustes alcanzan un buen acuerdo para galaxias masivas, $M_\star \gtrsim 5 \times 10^{10}\,{\rm M}_\odot$, siendo este valor el punto de quiebre para los dos ajustes, casi un orden de magnitud mayor que aquel correspondiente a los CG rojos. Más allá de esto, sobre lo que volveremos más adelante, las curvas difieren significativamente para masas menores. Aunque

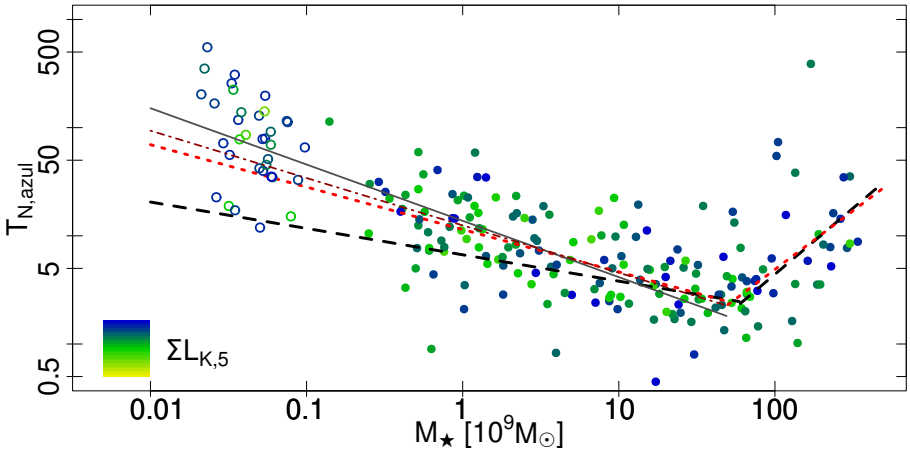


Fig. 4. Parámetro $T_{\rm N}$ a partir de los CG azules ($T_{\rm N,azul}$) en función de $M_\star$, calculado para una fracción de los SCG presentados en la Fig. 2, en forma análoga a la figura anterior (símbolos llenos). Las curvas roja punteada y negra a trazos expresan los ajustes de relaciones bi-lineales para SCG agrupados en dos intervalos, representando densidades intermedias y altas. Los símbolos vacíos representan galaxias con $M_\star \lesssim 10^7\,{\rm M}_\odot$, que no se espera que posean CG rojos, en tanto las curvas a trazos y puntos color rojo oscuro y sólida gris muestran los ajustes cuando también se tienen en cuenta estas últimas galaxias, para los mismos intervalos de densidad.

los valores de $T_{\rm N,azul}$ presentan una gran dispersión para SCG en ambientes de alta densidad, el ajuste resulta en una menor pendiente respecto a la muestra correspondiente a densidades intermedias, implicando SCG menos poblados. Esto sería esperable en función de la disrupción de los halos en ambientes de alta densidad (van den Bosch et al., 2018; Niemiec et al., 2019), y su efecto sería más evidente en los CG azules debido a su distribución espacial más extendida. Los círculos abiertos representan una muestra de SCG estudiados por Miller & Lotz (2007) y Lim et al. (2018), y asociados a galaxias con $M_\star < 10^8\,{\rm M}_\odot$, y que por lo tanto no sería esperable que posean CG rojos. Incluyendo estos SCG en ambas muestras, la relación correspondiente a densidades intermedias no varía más allá de las incertezas propias del ajuste (curva a trazos y puntos), pero sí se observan diferencias para SCG en ambientes de alta densidad (curva continua gris), sugiriendo la relevancia que habrían tenido las interacciones en este tipo de ambientes para gatillar la formación de CG.

Una de las relaciones de escala más relevantes es aquella que plantea una razón constante a lo largo de varios órdenes de magnitud entre la masa contenida en el SCG ($M_{\rm CG}$) y la masa del halo de materia oscura ($M_{\rm h}$). Fue sugerida para SCG asociados a galaxias masivas por Blakeslee et al. (1997) y McLaughlin (1999), y luego retomada por Spitler & Forbes (2009), determinando $M_{\rm h}$ en un rango amplio a partir de parametrizaciones del cociente $M_\star - M_{\rm h}$. Posteriormente, Hudson et al. (2014) y Harris et al. (2015) ampliaron la muestra, a partir de estimaciones de $M_{\rm h}$ surgidas de relaciones de escala derivadas mediante *weak lensing*. Independientemente de estimaciones estadísticas, la relación es consistente cuando se dispone de mediciones de $M_{\rm h}$. En este sentido, la Fig. 5 representa $M_{\rm CG}$ en función de $M_{\rm h}$ para aquellas galaxias de la muestra que cuentan con estimaciones para la masa de su halo en la literatura, sea mediante trazadores cinemáticos como a partir de perfiles de rayos X (e.g. Alamo-Martínez & Blakeslee, 2017; Humphrey et al., 2006). Los círculos vacíos corresponden a galaxias satélites del Grupo Local listadas en Forbes et al. (2018), y la línea a trazos representa el valor ajustado por Harris et al. (2015).

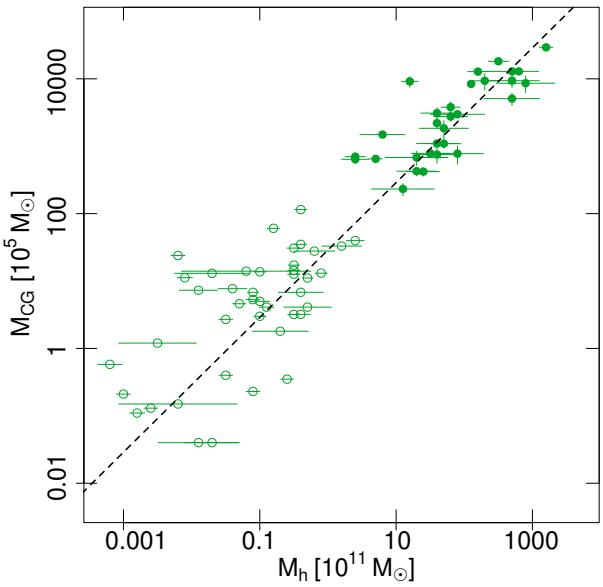


Fig. 5. Masa contenida en el SCG ($M_{\rm CG}$) en función de la masa total del halo ($M_{\rm h}$), para las galaxias de la muestra con estimaciones de $M_{\rm h}$ publicadas. Los símbolos llenos corresponden a galaxias que son parte de la muestra ya usada, mientras que los símbolos vacíos representan satélites en el Grupo Local. La línea a trazos representa el factor de proporcionalidad calculado por Harris et al. (2015).

Esta relación ha sido abordada desde simulaciones numéricas (e.g. De Lucia et al., 2024). No obstante, en la mayoría de estos trabajos la linealidad se quiebra para halos menos masivos que $M_{\rm h} \approx 10^{11.5}\,{\rm M}_\odot$, lo cual no se desprende de los trabajos observacionales que han

extendido esta relación para masas menores (e.g. Forbes et al., 2018; Zaritsky, 2022).

3.2. Extensión de un SCG

También la distribución espacial de los SCG ha sido comparada con diversas propiedades de las galaxias a las que están asociados. Kartha et al. (2014) plantearon que tanto la extensión total de un SCG como su radio efectivo ($r_{\rm ef,CG}$) correlacionan con $M_\star$ de la galaxia, resultados que han sido confirmados por trabajos posteriores (Kartha et al., 2016; Forbes, 2017; Hudson & Robison, 2018). En Parte I se extendió esta relación a galaxias menos masivas, encontrándose que tanto la extensión de los SCG como el $r_{\rm ef,CG}$ se describen apropiadamente mediante una relación bi-lineal en función de $M_\star$, con un punto de quiebre en $M_\star \approx 5\times10^{10}{\rm M}_\odot$, y en Parte II se amplió la muestra, describiendo una dependencia a segundo orden con el ambiente, que da muestras de los procesos de disrupción que experimentan los SCG asociados a galaxias satélites en ambientes de alta densidad, en favor de los SCG de galaxias centrales, o bien de las poblaciones intracúmulo. Recientemente, Lim et al. (2024) revisitaron estas relaciones, discriminando entre CG azules y rojos, y ajustaron para ambas muestras relaciones bi-lineales. El resultado fue que el cambio de comportamiento en la relación de escala, que sustenta el ajuste bi-lineal, está motivado principalmente por la distribución espacial de los CG rojos. En cambio, la evolución de $r_{\rm ef,CG}$ para CG azules podría ser descripta por una única relación lineal, excepto para el extremo masivo ($M_\star > 10^{11.5}\,{\rm M}_\odot$), representado por tres SCG.

La distribución espacial de los CG y su relación con la distribución de masa en los cúmulos de galaxias también ha sido objeto de estudio en tiempos recientes. Longobardi et al. (2018) estudiaron la cinemática de CG en el cúmulo de Virgo, e indicaron que su comportamiento difiere de la cinemática de M87 más allá de los 200 kpc de distancia galactocéntrica, y en cambio se asemeja a aquella de las galaxias enanas del cúmulo. En este sentido, Lee et al. (2022) analizan la población de CG intracúmulo en un cúmulo de galaxias a $z \approx 0.4$, que actúa como lente gravitacional, y encuentran semejanzas entre la distribución espacial suavizada de los CG y el mapa de convergencia construido a partir del fenómeno de lente gravitacional. Esto también ha sido abordado por trabajos numéricos (e.g. Reina-Campos et al., 2022, 2023), que encuentran similitudes entre la distribución radial de CG y materia oscura en las regiones internas del halo, e indican que la correlación entre los parámetros de ambas dsitribuciones presentan una baja dispersión, sugiriendo que la distribución espacial de los CG podría usarse para estimar $M_{\rm h}$. Respecto a esto, una de las relaciones de escala que menor dispersión presentaron en Parte I fue aquella obtenida entre $r_{\rm ef,CG}$ y la poblaciíon del SCG ($N_{\rm CG}$), que implicaría una correlación entre $r_{\rm ef,CG}$ y $M_{\rm h}$. En este sentido, en la Fig. 6 se expone la relación entre estos parámetros para la fracción de SCG catalogados en Parte I y II, de los que disponemos mediciones de $r_{\rm ef,CG}$. La curva sólida indica la relación que mejor ajusta a la muestra que, por su tamaño limitado, no pudo ser dividida en intervalos de densidad. La curva a trazos muestra el ajuste de la misma relación obtenido por Lim et al. (2024). Debemos resaltar que esta relación abarca tres órdenes de magnitud en $N_{\rm CG}$, y por lo tanto en $M_{\rm h}$.

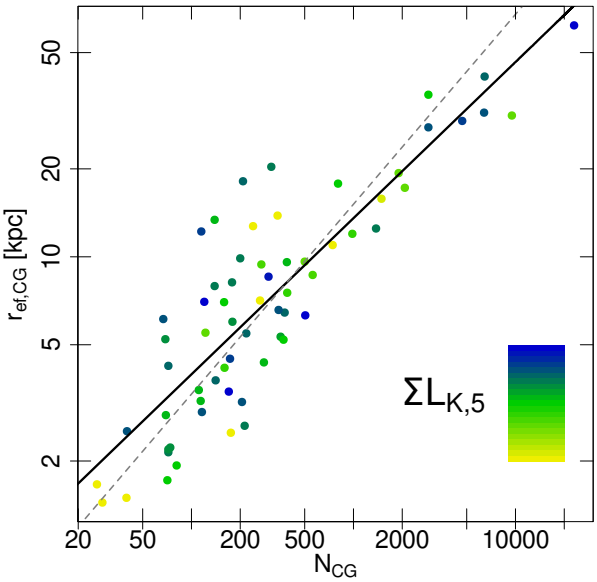


Fig. 6. Radio efectivo de los SCG ($r_{\rm ef,CG}$) listados en Parte I y II, en función de su población de CG. La curva sólida negra representa el ajuste realizado sobre esta muestra, mientras que la curva a trazos gris muestra aquel realizado por Lim et al. (2024).

El perfil de Einasto (Einasto, 1965) es frecuentemente utilizado para representar el perfil de densidad de los halos de materia oscura. Las similitudes entre este modelo y el perfil de Sérsic (Sersic, 1968), usado habitualmente para ajustar la distribución radial proyectada de la luminosidad de galaxias (y en forma creciente a su SCG), ha llevado a varios autores a contrastar ambos perfiles. En este sentido, Dhar & Williams (2010) analizaron la parametrización de la proyección del perfil de Einasto y, si bien hallaron que un único perfil de Sérsic no es adecuado para representarlo, para halos con masas menores que $\approx 10^{15}\,{\rm M}_\odot$ ajustan relaciones entre los parámetros de forma de ambos perfiles en determinados rangos radiales. En la Fig. 7 se grafica el índice de Sérsic ajustado al perfil radial del SCG en función de $M_{\rm h}$, para una muestra de galaxias de las que existen estos parámetros publicados en la literatura. La curva continua corresponde al índice del perfil de Einasto, obtenido a partir de la parametrización de la dispersión de las fluctuaciones de densidad de la simulación Multidark Rodríguez-Puebla et al. (2016); Klypin et al. (2016), convertido al índice de Sérsic correspondiente a su proyección, de acuerdo a las expresiones presentadas por Dhar & Williams (2010) para el intervalo radial típico de los SCG en galaxias masivas. Si bien la dispersión de los índices de Sérsic ajustados es elevada, los resultados en esta sección sugieren que los parámetros derivados del perfil radial de los SCG representan la distribución de masa en la región interna del halo en que están contenidos.

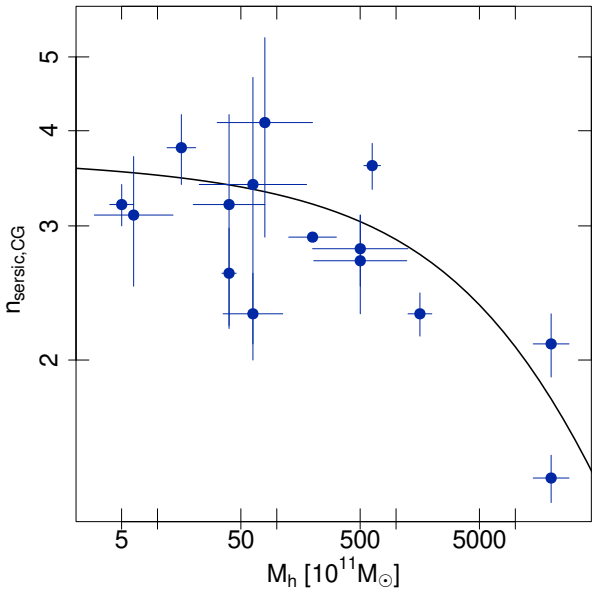


Fig. 7. Indice del perfil de Sérsic ajustado a la distribución radial del SCG en función de la masa total del halo, para una muestra de galaxias de las que se disponen estos datos. La curva sólida indica el índice que corresponde a la proyección del perfil de Einasto para un halo de esa masa (ver texto).

4. Comentarios finales

El conjunto de relaciones de escala presentadas en las secciones anteriores provee evidencias sobre los procesos evolutivos experimentados por la galaxia huésped. La proporcionalidad entre $M_{\rm CG}$ y $M_{\rm h}$ (Fig. 5), a través de varios órdenes de magnitud en masa, ha sido ampliamente estudiada en la literatura, con frecuencia a partir de la estimación de $M_{\rm h}$ por criterios indirectos. En este caso partimos de una muestra reducida, compuesta sólo por galaxias con determinaciones de $M_{\rm h}$ por métodos robustos, y la comparación se muestra consistente con dicha proporcionalidad. Varios trabajos numéricos reproducen esta relación para galaxias masivas, regulando la formación y evolución de los CG a partir de una variedad de recetas disímiles (El-Badry et al., 2019; Bastian et al., 2020), señalando la relevancia de los procesos de agregación jerárquica en la conformación de los halos.

A partir de esto, la relación entre $r_{\rm ef,CG}$ y la población del SCG conlleva, más allá de variaciones en el valor medio de $M_\star$ para CG asociados a galaxias de distinta masa (Harris et al., 2014), a una correlación entre $r_{\rm ef,CG}$ y $M_{\rm h}$. En el mismo sentido, el comportamiento del índice de Sérsic ajustado al perfil radial del SCG en función de $M_{\rm h}$, y aquel correspondiente a la proyección del índice de Einasto, ajustado sobre halos de materia oscura simulados, presentan similitudes (Fig. 7). Si bien la dispersión de esta última es alta, ambas relaciones sugieren que el perfil radial de un SCG podría ser indicativo de aquel descripto por la materia oscura en la región interna de su halo.

La relación de escala entre la riqueza del SCG, definida a partir del parámetro $T_{\rm N}$, y $M_\star$ es más compleja, en tanto que existen una serie de procesos compitiendo entre sí. Las galaxias de tipo temprano con $M_\star < 10^{10}\,{\rm M}_\odot$ alcanzan valores de $T_{\rm N}$ que son inversamente proporcionales a su $M_\star$ (Fig. 2), probablemente relacionado con la menor eficiencia del ambiente intragaláctico para destruir sus CG. Más aún, $T_{\rm N}$ alcanza valores mayores en ambientes densos (Figs. 2 y 4). Esto ha sido propuesto en galaxias ultra-difusas ubicadas en cúmulos de galaxias por Carlsten et al. (2022), y ya había sido señalado para galaxias enanas por Peng et al. (2008), indicando la relevancia que habrían tenido las interacciones con galaxias vecinas para disparar la formación estelar a alto *redshift* (z). En el extremo masivo, el parámetro $T_{\rm N}$ correlaciona con $M_\star$, apuntando a la creciente relevancia de los eventos de acreción y fusiones menores en la historia evolutiva de la galaxia. La Fig. 2 sugiere que ambientes de menor densidad resultan en menores valores de $T_{\rm N}$, aunque este resultado no es claro si la muestra se divide en CG azules y rojos (Figs. 3 y 4). En tanto, los menores valores de $T_{\rm N}$ se encuentran en galaxias de masas intermedias, $5\times10^9 < M_\star < 5\times10^{10}\,{\rm M}_\odot$.

Comparando las Figs. 3 y 4, es llamativa la variación en el intervalo de $M_\star$ en que se alcanzan los menores valores de $T_{\rm N}$. De acuerdo a Girelli et al. (2020), el cociente $M_\star - M_{\rm h}$ en la época de formación de la mayoría de los CGs, correspondiente a $z = 1.25-2.5$, alcanzaba máximos para galaxias en el rango $M_\star \approx 0.5-1.5\times10^{11}\,{\rm M}_\odot$ ($M_{\rm h} \approx 2-4\times10^{12}\,{\rm M}_\odot$). A medida que z decrece, el cociente $M_\star - M_{\rm h}$ correspondiente al intervalo de bajas masas aumenta a $M_{\rm h}$ constante, sugiriendo que una fracción considerable de la formación estelar en galaxias con $M_\star \approx 0.5-1\times10^{10}\,{\rm M}_\odot$ ocurrió en épocas posteriores, cuando las condiciones no eran propicias para la formación y subsistencia de CG. Sumado a esto, la mayoría de las galaxias en ese rango de masas son rotadores rápidas (e.g. Emsellem et al., 2011), lo que implicaría una historia de fusiones menos profusa que en sus contrapartes masivas, y por tanto menores posibilidades de redistribuir los CG recientemente formados hacia el halo, favoreciendo su pronta disrupción (e.g. Kruijssen, 2015). Estos factores habrían conducido al mínimo de la relación $T_{\rm N,rojo}$ en función de $M_\star$ que se observa en la Fig. 3. En contraste, la Fig. 4 muestra un desplazamiento de este mínimo hacia masas mayores. En este sentido, Trujillo-Gomez et al. (2023) analizaron la fracción de CGs acretados ($f_{\rm acr}$) en galaxias de la simulación E-MOSAICS, y encontraron que la media de esta fracción es de $f_{\rm acr} \approx 0.2$ para galaxias de baja masa, y a partir de $M_\star \approx 5\times10^9\,{\rm M}_\odot$ se incrementa conforme aumenta $M_\star$, alcanzando $f_{\rm acr} \approx 0.35$ si $M_\star \approx 2\times10^{10}{\rm M}_\odot$, y $f_{\rm acr} \approx 0.6$ para $M_\star \approx 5\times10^{10}\,{\rm M}_\odot$. Dado que estos CG acretados son mayormente pobres en metales, aportados por fusiones menores, su creciente relevancia en los SCG es un factor determinante para explicar la variación en el comportamiento de la relación de escala. En este aspecto, todavía queda trabajo por delante para conciliar observaciones y teoría.

La presente contribución pretendió brindar una breve descripción de algunas relaciones de escala que involucran propiedades de los SCG y de sus galaxias huésped, junto a una interpretación de los procesos físicos que contribuyen a la evolución de los SCG, y que por tanto moldean estas relaciones.

Agradecimientos: This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, and Universidad Nacional de La Plata (Argentina). This research was supported in part by Perimeter Institute for Theoretical Physics. Research at Perimeter Institute is supported by the Government of Canada through the Department of Innovation, Science and Economic Development and by the Province of Ontario through the Ministry of Research and Innovation.

Referencias

Alamo-Martínez K.A., Blakeslee J.P., 2017, ApJ, 849, 6
Ashman K.M., Zepf S.E., 1992, ApJ, 384, 50
Bassino L.P., et al., 2006, A&A, 451, 789
Bastian N., et al., 2020, MNRAS, 498, 1050
Baumgardt H., Hilker M., 2018, MNRAS, 478, 1520
Bekki K., Chiba M., 2002, ApJ, 566, 245
Bell E.F., et al., 2003, ApJS, 149, 289
Blakeslee J.P., Cantiello M., Peng E.W., 2010, ApJ, 710, 51
Blakeslee J.P., Tonry J.L., Metzger M.R., 1997, AJ, 114, 482
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Brockamp M., et al., 2014, MNRAS, 441, 150
Brodie J.P., et al., 2011, AJ, 142, 199
Calderón J.P., et al., 2020, MNRAS, 497, 1791
Cappellari M., 2023, MNRAS, 526, 3273
Carlsten S.G., et al., 2022, ApJ, 927, 44
Caso J.P., 2015, *A study of ultra-compact dwarfs and globular clusters in the Antlia cluster;*, Ph.D. thesis, National University of La Plata, Argentina
Caso J.P., 2022, MNRAS, 511, 5314
Caso J.P., Bassino L., Gómez M., 2017, MNRAS, 470, 3227
Caso J.P., Ennis A., De Bórtoli B., 2024, MNRAS, 527, 6993
Caso J.P., et al., 2013, A&A, 555, A56
Caso J.P., et al., 2014, MNRAS, 442, 891
Caso J.P., et al., 2019, MNRAS, 488, 4504
Chen Y., Gnedin O.Y., 2022, MNRAS, 514, 4736
Chies-Santos A.L., et al., 2022, MNRAS, 516, 1320
Cho J., et al., 2012, MNRAS, 422, 3591
De Bórtoli B.J., et al., 2022, MNRAS, 510, 5725
De Lucia G., et al., 2024, MNRAS, 530, 2760
Dehnen W., et al., 2004, AJ, 127, 2753
Dhar B.K., Williams L.L.R., 2010, MNRAS, 405, 340
Durrell P.R., et al., 1996, AJ, 112, 972
Eggen O., Lynden-Bell D., Sandage A., 1962, ApJ, 136, 748
Einasto J., 1965, Trudy Astrofiz. Inst. Alma-Ata, 5, 87
Eisenhardt P.R., et al., 2007, ApJS, 169, 225
El-Badry K., et al., 2019, MNRAS, 482, 4528
Emsellem E., et al., 2011, MNRAS, 414, 888
Ennis A.I., et al., 2019, MNRAS, 488, 770
Ennis A.I., et al., 2020, MNRAS, 499, 2554
Fahrion K., et al., 2020, A&A, 637, A27
Fall S.M., Rees M.J., 1985, ApJ, 298, 18
Forbes D.A., 2017, MNRAS, 472, L104
Forbes D.A., Brodie J.P., Grillmair C.J., 1997, AJ, 113, 1652
Forbes D.A., et al., 2018, MNRAS, 481, 5592
Forte J.C., Martinez R.E., Muzzio J.C., 1982, AJ, 87, 1465
Georgiev I.Y., et al., 2010, MNRAS, 406, 1967
Girelli G., et al., 2020, A&A, 634, A135
Hammer D., et al., 2010, ApJS, 191, 143
Hanes D.A., 1977, MNRAS, 179, 331
Harrington K.C., et al., 2021, ApJ, 908, 95
Harris W.E., Harris G.L., Hudson M.J., 2015, ApJ, 806, 36
Harris W.E., Harris G.L.H., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
Harris W.E., Racine R., 1979, ARA&A, 17, 241
Harris W.E., van den Bergh S., 1981, AJ, 86, 1627
Harris W.E., et al., 2014, ApJ, 797, 128
Herschel W., 1784, Phil. Trans. R. Soc. London, S. I, 74, 437
Herschel W., 1789, Phil. Trans. R. Soc. London, S. I, 79, 212
Hubble E., 1932, Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington, 452, 1
Hudson M., Harris G.L., Harris W.E., 2014, ApJL, 787, L5
Hudson M., Robison B., 2018, MNRAS, 477, 3869
Humphrey P.J., et al., 2006, ApJ, 646, 899
Kartha S.S., et al., 2014, MNRAS, 437, 273
Kartha S.S., et al., 2016, MNRAS, 458, 105
Kim H.S., et al., 2022, ApJ, 936, 15
Kluge M., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2405.13503
Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
Ko Y., et al., 2022, ApJ, 931, 120
Kruijssen J.M.D., 2015, MNRAS, 454, 1658
Lamers H.J.G.L.M., et al., 2017, A&A, 606, A85
Lee M.G., Bae J.H., Jang I.S., 2022, ApJL, 940, L19
Li H., Gnedin O.Y., 2019, MNRAS, 486, 4030
Lim S., et al., 2018, ApJ, 862, 82
Lim S., et al., 2024, ApJ, 966, 168
Liu D., et al., 2023, ApJ, 942, 98
Liu Y., et al., 2019, ApJ, 875, 156
Longobardi A., et al., 2018, ApJ, 864, 36
Mackey A.D., Gilmore G.F., 2004, MNRAS, 355, 504
Madau P., Dickinson M., 2014, ARA&A, 52, 415
Madrid J.P., et al., 2018, ApJ, 867, 144
Marigo P., et al., 2017, ApJ, 835, 77
Masters K.L., et al., 2010, ApJ, 715, 1419
McLaughlin D.E., 1999, AJ, 117, 2398
Messier C., 1781, Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles, Connoissance des Temps ou des Mouvements Célestes, for 1784, p. 227-267
Mieske S., Küpper A.H., Brockamp M., 2014, A&A, 565, L6
Miller B.W., Lotz J.M., 2007, ApJ, 670, 1074
Muratov A.L., Gnedin O.Y., 2010, ApJ, 718, 1266
Niemiec A., et al., 2019, MNRAS, 487, 653
Norris M.A., et al., 2019, MNRAS, 488, 5400
Ostrov P., Geisler D., Forte J.C., 1993, AJ, 105, 1762
Peng E.W., et al., 2006, ApJ, 639, 95
Peng E.W., et al., 2008, ApJ, 681, 197
Pota V., et al., 2013, MNRAS, 428, 389
Pota V., et al., 2015, MNRAS, 450, 3345
Press W.H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425
Prole D.J., et al., 2019, MNRAS, 484, 4865
Racine R., 1968, JRASC, 62, 367
Ramos-Almendares F., et al., 2020, MNRAS, 493, 5357
Reina-Campos M., et al., 2022, MNRAS, 513, 3925
Reina-Campos M., et al., 2023, MNRAS, 521, 6368
Rodríguez-Puebla A., et al., 2016, MNRAS, 462, 893
Saifollahi T., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2405.13500
Salinas R., et al., 2015, A&A, 577, A59
Schuberth Y., et al., 2008, A&A, 477, L9
Schuberth Y., et al., 2010, A&A, 513, A52
Sersic J.L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*
Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478
Spitler L.R., Forbes D.A., 2009, MNRAS, 392, L1
Spitler L.R., et al., 2008, MNRAS, 385, 361
Starkman N., Bovy J., Webb J.J., 2020, MNRAS, 493, 4978
Strader J., Brodie J.P., Forbes D.A., 2004, AJ, 127, 295
Swinbank A.M., et al., 2011, ApJ, 742, 11
Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
Trujillo-Gomez S., et al., 2023, MNRAS, 526, 5735
Usher C., et al., 2019, MNRAS, 490, 491
van den Bosch F.C., et al., 2018, MNRAS, 474, 3043
Villegas D., et al., 2010, ApJ, 717, 603
Webb J.J., et al., 2016, MNRAS, 460, 2129
White S.D.M., Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341
Woodley K.A., et al., 2010, ApJ, 708, 1335
Zaritsky D., 2022, MNRAS, 513, 2609
Zepf S.E., Ashman K.M., 1993, MNRAS, 264, 611

Espectroscopía integrada de cuatro cúmulos estelares ubicados en las afueras de la Nube Mayor de Magallanes

C.M. Rodríguez-Buss[1,2], A.V. Ahumada[2,3], L.R. Vega-Neme[2,4] & J.J. Clariá[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En el marco del programa de "Becas de Verano 2024" de la Asociación Argentina de Astronomía, se presentan los resultados del estudio realizado de cuatro cúmulos estelares que se encuentran en las afueras de la Nube Mayor de Magallanes (SL 617, SL 802, SL 873 y SL 888). A partir de espectros integrados en la región del óptico obtenidos en el CASLEO, se derivan parámetros astrofísicos mediante tres métodos diferentes y complementarios. SL 802 y SL 888 resultaron ser de edad intermedia, por lo que sus espectros servirán, en futuros trabajos, para construir *templates* que representen poblaciones de esa edad.

Abstract / Within the framework of the "Becas de Verano 2024" program of the Argentine Association of Astronomy, we present the results of the study conducted on four star clusters located on the outskirts of the Large Magellanic Cloud: SL 617, SL 802, SL 873 and SL 888. Based on integrated spectra in the optical region obtained at CASLEO, astrophysical parameters were derived using three different and complementary methods. SL 802 and SL 888 were found to be of intermediate age, making their spectra useful for future studies in constructing *templates* that represent populations of that age.

Keywords / galaxies: individual (LMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE), en general, proveen importante información sobre los procesos de enriquecimiento químico y la historia de formación estelar de las galaxias en las que se encuentran, como por ejemplo, los CE pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM) (Ahumada et al., 2019). Entre las técnicas conocidas para la determinación de parámetros astrofísicos, la espectroscopía integrada ha mostrado ser una valiosa herramienta. Aplicando esta técnica, se derivan edades para cuatro CE de la NMM a partir de la determinación de anchos equivalentes (AE), la comparación con espectros patrones (*templates*) y la síntesis espectral. Cabe destacar que, ya que este trabajo es parte de un relevamiento espectroscópico que se viene realizando desde hace un tiempo en CE de la NMM (Tapia-Reina et al., 2023), un avance parcial de la muestra fue presentado por (Rodríguez-Buss et al., 2024). Se presenta en la Sección 2 la manera en que fueron realizadas las observaciones para este estudio; en la Sección 3 se explaya sobre la metodología para la determinación de parámetros astrofísicos para cada uno de los CE estudiados; y, por último, se presenta una discusión sobre las edades obtenidas.

2. Observaciones

Se observaron cuatro CE pertenecientes a la NMM, cuyas principales designaciones y coordenadas ecuatoriales se presentan en la Tabla 1. Las observaciones espectroscópicas se realizaron en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en San Juan, Argentina. Se utilizó el telescopio de 2.15 m "Jorge Sahade" durante el período del 13 al 18 de enero de 2018 (P.I. J.J. Clariá). En cuanto a la configuración del telescopio y la reducción de los datos, se siguió el mismo procedimiento que Rodríguez-Buss et al. (2024). Se realizaron observaciones independientes de cada zona correspondiente a cada CE, cuyos espectros fueron finalmente combinados para tener un espectro integrado de cada objeto. A modo de ejemplo, en la Figura 1 se presenta una de las regiones observadas de SL 873, un CE compacto y brillante, ideal para aplicar la mencionada técnica. Los espectros integrados finales de cada CE, mostrados en la Figura 2, brindan información sobre el continuo, que puede emplearse para estimar diversos parámetros astrofísicos.

3. Determinación de parámetros

La espectroscopía integrada permite derivar edades a partir de diferentes procedimientos. Los mismos se presentan a continuación.

✉ *Contacto* / catalina.rodriguez@mi.unc.edu.ar

Research article

Tabla 1. CE observados.

Identificación	α_{2000} [h m s]	δ_{2000} [° ” ’]	Tiempo de exposición [rendijas x s]
SL 617[a], KMHK 1144[b]	05 36 40.8	-71 08 55.3	7 x 200
SL 802[a], IC 2161[c], KMHK 1572[b]	05 57 25.0	-75 08 24.0	12 x 600
SL 873[a], KMHK 1715[b]	06 16 15.0	-69 07 30.0	8 x 100
SL 888[a], NGC 2241[d], KMHK 1743[b]	06 22 53.0	-68 55 30.0	14 x 400

Referencias: (a) Shapley & Lindsay (1963), (b) Kontizas et al. (1990), (c) Dreyer (1895), (d) Dreyer (1888)

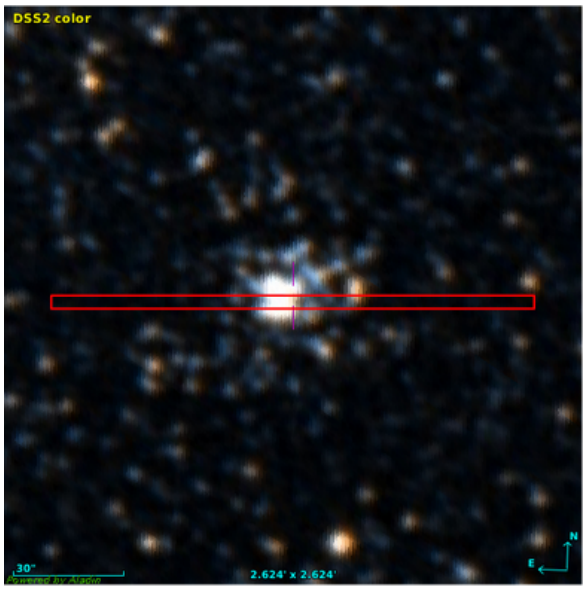


Fig. 1. CE SL 873. La imagen fue creada con ©Aladin en color DSS2. Se representa la disposición de una ranura (2.25’x 5”) en color rojo.

3.1. Calibración de anchos equivalentes

Bica & Alloin (1986a) encontraron que los AE de las líneas de Balmer presentan un comportamiento bivaluado en función de la edad, los cuales fueron calibrados, presentando una relación edad-AE (Bica & Alloin, 1986b). Esta relación permite obtener una primera estimación de la edad. En la Tabla 2 se presenta para cada CE esta edad, la que resultó del promedio de las edades determinadas a partir de cada AE.

3.2. Comparación con *templates*

El método de ajuste por *template* permite trabajar sobre el espectro integrado de un CE como un todo, no sólo sobre los perfiles espectrales y sus profundidades, sino también sobre las pendientes de sus continuos. Un *template*, o espectro patrón, es un espectro real construido a partir de la combinación de espectros integrados de CE observados con edades y metalicidades similares (Minniti et al., 2014a). De esta manera, se pueden estimar los parámetros para un CE observado a partir de la comparación del mismo con distintos *templates*. Se utilizó la biblioteca creada por Piatti et al. (2002a), la cual presenta *templates* de diferentes edades en todo el rango óptico. La aplicación del método se llevó a cabo a través de la herramienta computacional desarrollada por Benítez-Llambay (2012): *Fast Integrated Spectra Analyzer* (FISA)⋆. La misma permite comparar espectros integrados de CE con diversos *templates* correspondientes a diferentes bibliotecas espectrales, hasta lograr el mejor ajuste entre el espectro del CE corregido por exceso de color E(B-V) y el *template* escogido. De esta manera se determinan edades y excesos de color E(B-V) de manera simultánea. Las edades correspondientes a los mejores ajustes de *template*, se presentan en la Tabla 2. Se incluyen también los excesos de color E(B-V) por los que se corrigieron los espectros integrados de la muestra de CE. Se observa que, para realizar las comparaciones, fue necesario corregir por enrojecimiento únicamente a SL 873, mientras que el resto de los cúmulos estelares no presentan enrojecimiento interno. En algunos casos, como el de SL 873, no fue posible identificar un único espectro patrón que represente el mejor ajuste global, ya que se necesitaron un par de *template* para ajustar diferentes zonas del espectro, esto se debe a que la biblioteca de Piatti et al. (2002b) es acotada en intervalos de edad. Por ejemplo, con el *template* Ye se logró un mejor ajuste en las profundidades de las líneas Hβ y Hλ, en tanto que con el *template* Yg se logró un mejor ajuste en la región más roja del espectro (ver por ej., Minniti et al. (2014b)). Ambas comparaciones se presentan en las Figuras 3 y 4. Por último, el hecho de que el espectro de SL 873 fuera comparado con los dos *templates* más cercanos a Yf y que éste no fuera utilizado, se debe a que, de acuerdo a Asa’d (2014) correspondería a poblaciones con una edad cercana a los 10 millones de años.

3.3. STARLIGHT

El tercer método que se aplicó se basa en la síntesis espectral a partir del código STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2005) y permite derivar edades, entre otros parámetros, como así también los porcentajes de las poblaciones estelares simples utilizadas (Rodríguez-Buss et al., 2024). En este trabajo sólo se presentan las edades finales derivadas, las que se presentan en la Tabla 2, siendo el error asignado a las edades: $logt = 0,1$ (González Delgado & Cid Fernandes, 2010). Como ejemplo, la Figura 5 ilustra la semejanza entre el espectro integrado del CE y el modelo sintético para SL 873, lo cual se aprecia a partir de lo acotado del flujo residual.

⋆`https://sites.google.com/site/intspectroscopy/`

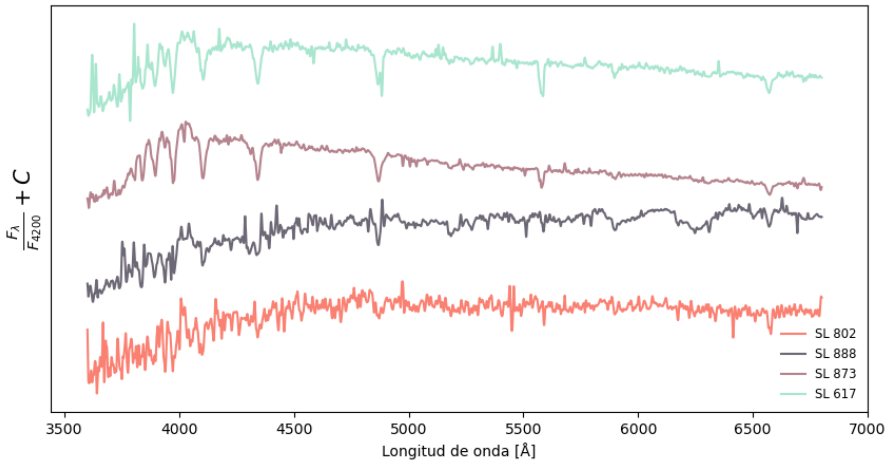


Fig. 2. Espectros integrados finales observados de los cuatro CE. Los mismos se encuentran desplazados por constantes arbitrarias para una mejor visualización.

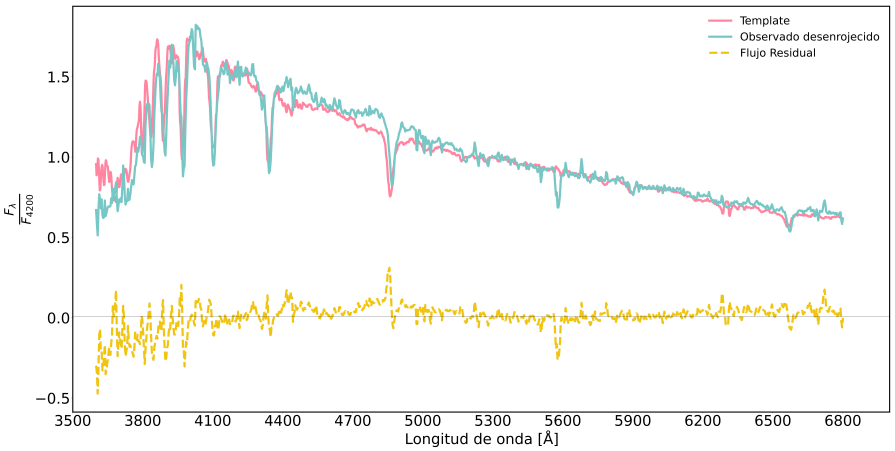


Fig. 3. El espectro observado de SL 873 (celeste), el corregido por E(B-V) = 0,15 y el *template* Yg de $(200 - 350) \times 10^6$ años. En la parte inferior se muestra el flujo residual calculado como $(F_{CE} - F_{template})/F_{CE}$.

4. Discusión de las edades obtenidas

Las edades finales obtenidas a partir de los tres métodos se presentan en la Tabla 2. Se encuentra que, en general, las edades derivadas por los tres métodos son similares. Los CE SL 617 y SL 873 tan solo presentan, en cuanto a determinación previa en la literatura de edades, la clasificación SWB (Searle et al., 1980) de acuerdo a Bica et al. (1996). Ellos indican que las clases son IVB y IVA, respectivamente, lo que corresponde a (400-800) 10^6 años y (200-400) 10^6 años. Por otra parte, SL 802 y SL 888 presentan estudios previos, indicando que se tratan de CE de edad intermedia (Bica et al., 1996; Jones, 1987; Rodríguez-Buss et al., 2024). Estos resultados concuerdan con los acá presentados.

Como perspectiva futura, se espera combinar los espectros integrados de SL 802 y SL 888, junto con otros espectros integrados de características similares ya existentes en otras bases de espectros integrados, para la construcción de un *template* de edad intermedia de ∼ 1-4 10^9 años.

Agradecimientos: CMRB agradece a la FaMAF y al OAC por el apoyo económico. Los autores también agradecen al Comité Organizador Local por facilitar su participación en la 66° RAAA y la beca de verano de la AAA. Finalmente, agradecen al árbitro por sus valiosos comentarios y sugerencias.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Asa'd R.S., 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 445, 1679
Benítez-Llambay A., 2012, FISA, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1202.014
Bica E., Alloin D., 1986a, A&A, 162, 21
Bica E., Alloin D., 1986b, A&AS, 66, 171

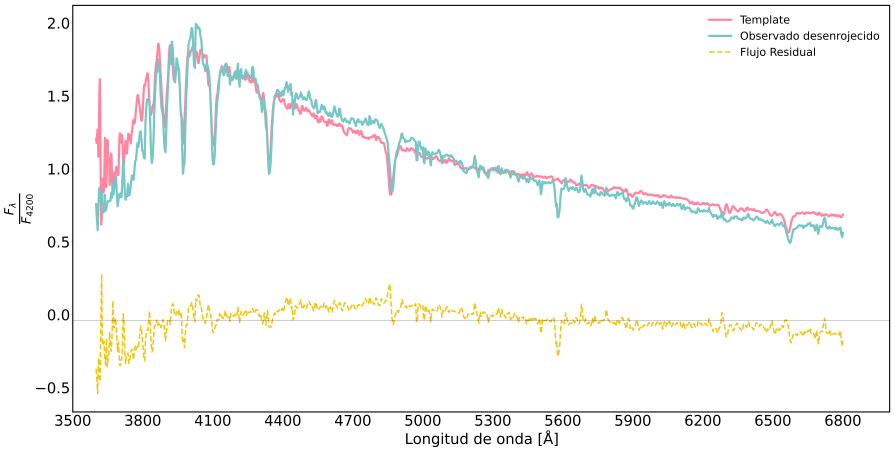


Fig. 4. Ídem Fig. 3, pero comparando con el *template* Ye de $(45-75)\times10^6$ años, luego de corregir el observado por un E(B-V) = 0,25.

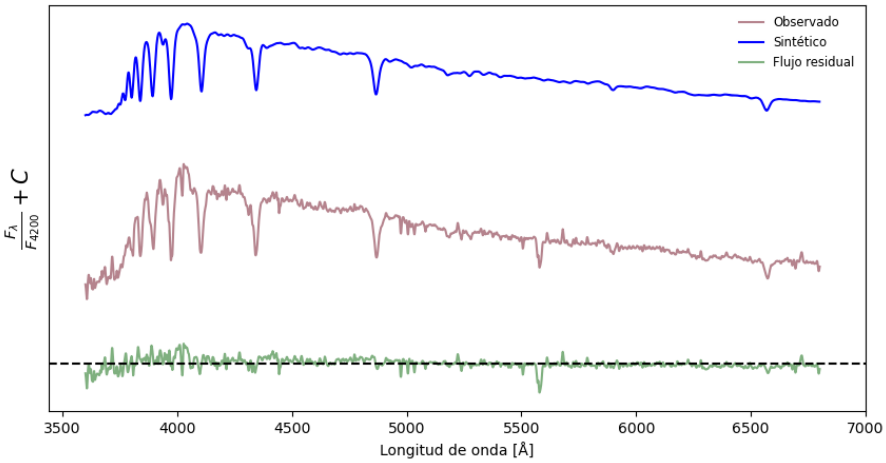


Fig. 5. Comparación entre el espectro observado del CE SL 873 (marrón) y el sintetizado con STARLIGHT (azul). En la parte inferior se encuentra el flujo residual.

Tabla 2. Edades y excesos de color para los CE estudiados.

Método	**SL 802**	**SL 888**	**SL 873**	**SL 617**
Bica & Alloin	$(1,0\pm0,5)\times10^9$ años	$(5-12)\times10^9$ años	$(50-500)\times10^6$ años	$(50-500)\times10^6$ años
FISA	$(1-3)\times10^9$ años E(B-V) = 0,00 mag	$(1-3)\times10^9$ años E(B-V) = 0,00 mag	$(45-75)\times10^6$ años E(B-V) = 0,25 mag $(200-350)\times10^6$ años E(B-V) = 0,15 mag	$(400\pm500)\times10^6$ años E(B-V) = 0,00 mag
STARLIGHT	$(1{,}11\pm0{,}5)\times10^9$ años	$(4{,}6\pm1{,}5)\times10^9$ años	$(240\pm76)\times10^6$ años	$(372\pm220)\times10^6$ años

Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57
Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
Dreyer J.L.E., 1888, MmRAS, 49, 1
Dreyer J.L.E., 1895, MmRAS, 51, 185
González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797
Jones J.H., 1987, AJ, 94, 345
Kontizas M., et al., 1990, A&AS, 84, 527
Minniti J.H., et al., 2014a, A&A, 565, A49
Minniti J.H., et al., 2014b, A&A, 565, A49
Piatti A.E., et al., 2002a, MNRAS, 335, 233
Piatti A.E., et al., 2002b, MNRAS, 335, 233
Rodríguez-Buss C.M., et al., 2024, BAAA, 65, 134
Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W.G., 1980, ApJ, 239, 803
Shapley H., Lindsay E.M., 1963, Irish Astronomical Journal, 6, 74
Tapia-Reina M.I., et al., 2023, BAAA, 64, 93

Determinación de velocidades de rotación proyectadas en estrellas B del cúmulo abierto NGC 6834

A. Granada[1,2], I.S. Janssen Corro[3], M.A. Ruíz Díaz[4,5], Y.J. Aidelman[4,5] & G. Baume[4,5]

[1] *Centro Interdisciplinario de Telecomunicaciones, Electrónica, Computación y Ciencia Aplicada (CITECCA), Sede Andina, UNRN, Anasagasti 1463, San Carlos de Bariloche, Argentina.*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Godoy Cruz 2290, Buenos Aires, Argentina.*
[3] *Universidad de Panamá, Campus Octavio Méndez Pereira, Panamá, Panamá.*
[4] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Paseo del Bosque S/N, La Plata, Argentina.*
[5] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Paseo del Bosque S/N, La Plata, Argentina.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / Para las estrellas B del cúmulo abierto NGC 6834 observadas con el instrumento GMOS en junio de 2012, se midieron los anchos a mitad de altura de varias líneas de He I, entre otros parámetros espectroscópicos. Dado que una de estas estrellas muestra líneas extremadamente estrechas, suponemos que su rotación es despreciable. Convolucionamos tal espectro con perfiles de rotación, generando espectros sintéticos para construir una calibración entre el ancho de diferentes líneas y la velocidad de rotación proyectada. En un trabajo reciente, este tipo de calibración permitió obtener las primeras estimaciones de velocidades de rotación para las estrellas de nuestra muestra. En el presente trabajo, extendemos este análisis incorporando la línea He I 4921Å, lo que mejora la precisión de las mediciones de velocidad de rotación. Además, por primera vez para este cúmulo, investigamos la distribución de las estrellas según su relación entre la velocidad de rotación proyectada y la velocidad de rotación crítica.

Abstract / For the B-type stars of the open cluster NGC 6834 observed with the GMOS instrument in June 2012, we measured the full width at half maximum of several He I lines, along with other spectroscopic parameters. Since one of these stars shows narrow lines, we assume its rotation is negligible. We convolved this spectrum with rotation profiles, generating synthetic spectra to build a calibration between the width of different lines and the projected rotational velocity. In a recent study, this type of calibration allowed us to obtain the first estimates of rotational velocities for the stars in our sample. In the present work, we extend this analysis by incorporating the He I 4921 Å line, which improves the accuracy of rotational velocity measurements. Additionally, for the first time, we investigate the distribution of stars according to their ratio of projected rotational velocity to critical rotational velocity.

Keywords / open clusters and associations: individual (NGC 6834) — stars: early-type — stars: rotation

1. Introducción

NGC 6834 es un cúmulo abierto en la constelación de Cygnus, situado a una distancia estimada entre 1.9 y 3.3 kpc (Trumpler, 1930; Cantat-Gaudin & Anders, 2020; Ruiz Diaz et al., 2021; Hunt & Reffert, 2023), con un exceso de color $E(B-V)$ entre 0.61 and 0.82 mag (Jerzykiewicz et al., 2011) y tiene una edad de entre 50 y 80 millones de años (Miller et al., 1996; Moffat, 1972).

Dadas las observaciones espectroscópicas multiranura del cúmulo abierto NGC 6834 realizadas con el instrumento Gemini Multi-Object Spectrograph[⋆] (Hook et al., 2004) en Junio de 2012, Ruíz Díaz et al. (2025) obtuvieron un total de 109 espectros de 89 estrellas de tipo espectral B, cubriendo longitudes de onda desde 3800Å hasta 5000Å y desde 5500Å hasta 9000Å con una resolución de R $\sim$ 1100. A pesar de que la resolución es modesta, estos autores obtuvieron velocidades de rotación proyectada, $v\sin(i)$, a partir de la medición de los anchos a mitad de altura (FWHM por sus siglas en inglés) de líneas de He I y Mg II. Para el presente trabajo se ha incorporado una cuarta línea de He I para la determinacion de los $v\sin(i)$ de las estrellas del cúmulo, y se investiga por primera vez la distribución de $v\sin(i)/v_{\rm crit}$.

La Sección 2 de este trabajo muestra la metodología para obtener la calibración de la relación FWHM vs. $v\sin(i)$, y la posterior determinación de $v\sin(i)$ de las estrellas individuales. En la Sección 3 se presentan y analizan las $v\sin(i)$ obtenidas a partir de todas las líneas medidas, y la distribución de $v\sin(i)/v_{\rm crit}$, y en la Sección 4 se exponen las conclusiones.

2. Metodología

Para las estrellas tempranas en dirección al cúmulo NGC 6834, se identificaron múltiples líneas de He I en más de la mitad de los espectros obtenidos con GMOS, así como la línea de Mg II 4481Å en estrellas de tipo B tardías. Para las estrellas con perfiles poco ruidosos y

[⋆] `http://www.gemini.edu/`

✉ *Contacto* / agranada@unrn.edu.ar

sin superposición con otras líneas,Ruíz Díaz et al. (2025) realizaron mediciones de FWHM para tres líneas intensas de He I, 4471Å, 5875Å y 6678Å, y la línea de Mg II 4481Å, cuando estaba presente.

Ruíz Díaz et al. (2025) hallaron que una de las estrellas de tipo espectral B de la muestra posee líneas muy estrechas, indicando una rotación despreciable para la resolución de las observaciones. Luego, se convolucionó tal espectro, que suponemos sin rotación, con un *kernel* de rotación (Gray, 1992), con un parámetro ϵ=0.6, frecuentemente para estrellas B (ver por ejemplo Pinzón et al., 2021), y $v\sin(i)$ entre 40 y 400 km/s. De esta manera, se generaron espectros sintéticos de estrellas en rotación. Al medir las líneas de He I y Mg II en estos espectros sintéticos utilizando tareas de IRAF v2.16, fue posible establecer una calibración FWHM versus $v\sin(i)$ específica para la configuración instrumental y las líneas mencionadas. Este procedimiento es análogo al realizado por Daflon et al. (2007).

Para el presente trabajo, hemos incorporado mediciones de una cuarta línea de He I, ubicada en 4921Å, tanto en los espectros observados como en los espectros sintéticos. Esta línea es menos intensa que las medidas previamente, con lo cual está presente en menos estrellas, pero aporta una medición valiosa para mejorar las determinaciones de $v\sin(i)$ en varias de ellas.

Las mediciones de los espectros sintéticos nos permiten hacer la calibración que relaciona $v\sin(i)$ con FWHM para dicha línea. Ajustamos la relación entre $v\sin(i)$ y FWHM utilizando un polinomio de tercer grado. Definiendo x = FWHM, obtuvimos la siguiente relación: $v\sin(i) = -2128.1 + 888.55\,x - 113.18\,x^2 + 5.101\,x^3$. Luego, a partir de los FWHM medidos para las estrellas B de NGC 6834, determinamos las velocidades de rotación proyectadas para las estrellas**. Las medidas realizadas y el ajuste correspondiente se presentan en la Fig. 1.

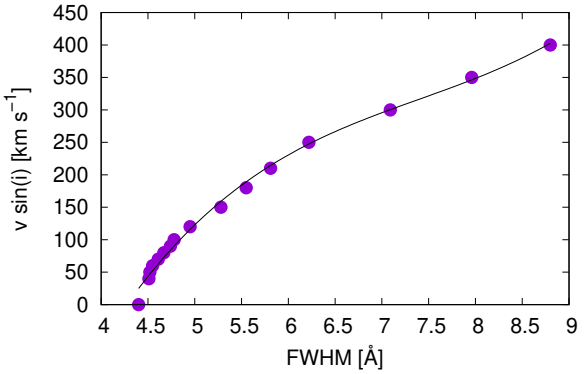


Fig. 1. Ajuste de cuadrados mínimos de un polinomio de grado 3, a la relación $v\sin(i)$ versus FWHM obtenida a partir de los espectros sínteticos, para la línea de 4921Å.

3. Resultados

A partir de mediciones de FWHM de la líneas de He I 4921Å de los espectros de GMOS, utilizamos la calibración obtenida en la Sección 2 para determinar $v\sin(i)$ en 41 espectros correspondientes a 39 estrellas de las 58 estrellas B en el campo de NGC 6834, para las que Ruíz Díaz et al. (2025) habían determinado $v\sin(i)$.

En la Figura 2, se muestra la comparación entre las velocidades obtenidas en el artículo citado (identificadas como $v\sin(i)_{\rm RD}$) y las medidas a partir de la línea de 4921Å. La línea gris discontinua muestra el ajuste lineal entre las velocidades proyectadas obtenidas en el presente trabajo y aquel por Ruíz Díaz et al. (2025), mientras que la línea negra muestra la relación uno a uno entre las variables. Encontramos que el ajuste presenta un coeficiente de correlación de Pearson $R = 0.73$, indicando que las velocidades halladas están correlacionadas moderadamente. Observamos que, especialmente en aquellas estrellas para las cuales los errores en $v\sin(i)$ son menores al 10 % (en color azul en la Fig. 2), los datos de este trabajo están en excelente acuerdo con los de Ruíz Díaz et al. (2025). Esto sugiere que la línea de 4921Å también es adecuada para medir las velocidades de rotación a partir de espectros de GMOS. Su uso resulta particularmente útil cuando otras líneas más intensas de He I se encuentran en regiones más ruidosas del espectro de GMOS. Posteriormente, calculamos un promedio ponderado de las velocidades de rotación incorporando la nueva línea.

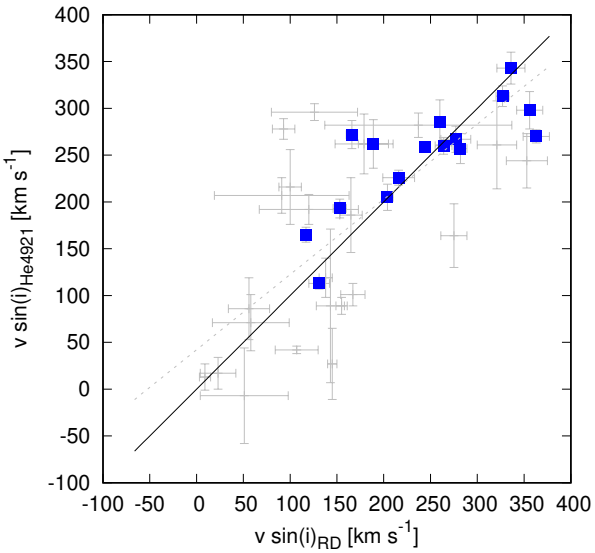


Fig. 2. Diagrama $v\sin(i)_{He4921}$ (este trabajo), versus aquellas obtenidas por Ruíz Díaz et al. (2025), $v\sin(i)_{\rm RD}$. En color azul identificamos las estellas con errores de medición relativos menores al 10 %.

** Estas tareas fueron realizadas por I.S. Janssen Corro, estudiante de grado de la carrera de Física de la Universidad de Panamá, en el marco de una pasantía remota del proyecto *Cenca Bridge*, `https://cencabridgeastro.weebly.com/`

En la Tabla 1 se presentan las mediciones de FWHM de la línea de He I 4921Å para cada estrella (ID, siguiendo la nomenclatura de Ruíz Díaz et al., 2025), los valores de $v\sin(i)$ obtenidos utilizando el ajuste polinómico

descrito anteriormente y sus respectivos errores, ϵ. Se incluye además, $v\sin(i)$ reportados en dicho estudio (con subíndice RD) y los nuevos resultados obtenidos en el presente trabajo (indicados con el subíndice *new*), junto con sus respectivos errores. El símbolo * en la primera columna junto al número ID indica estrellas con más de un espectro. Para éstas, se calculó un promedio ponderado de las velocidades medidas para la línea He I 4921Å, que luego fue utilizado en el cálculo del promedio ponderado final considerando todas las líneas. Si bien algunas estrellas tienen el símbolo *, pero no dos mediciones listadas, esto se debe a que la calidad de algún espectro impidió medir la línea. De la columna e_{new} de la Tabla 1 se deduce que la inclusión de He I 4921Å mejoró la precisión de las mediciones de vsin(i), aumentando la confiabilidad de los resultados obtenidos en este estudio.

Considerando nuestros nuevos valores de $v\sin(i)$, construimos la distribución de $v\sin(i)_{new}$ de las estrellas en función de su temperatura efectiva, $T_{\rm eff}$, que se presenta en la Fig. 3. Los símbolos grises con barras de error indican estrellas tipo B para las cuales tenemos mediciones, mientras que los cuadrados magenta indican las estrellas miembros del cúmulo con $\log g > 3.5$. Este límite permite excluir estrellas gigantes y supergigantes, para las cuales las determinaciones de $v\sin(i)$ son menos confiables, así como también la estimación de la velocidad crítica de rotación, que se muestra como una recta verde, $v_{\rm crit} = 350 + 0.111\,T_{\rm eff} - 12000$, en la figura para las estrellas B de secuencia principal (Granada et al., 2013).

Si dividimos al valor de $v\sin(i)$ de cada estrella por el valor de v_{crit} que corresponde a su temperatura efectiva, podemos comparar la distribución de la tasa de rotación para las estrellas B del cúmulo. En la Figura 4 mostramos esta distribución. Es destacable que casi la mitad de estrellas tiene una tasa de rotación proyectada mayor que 0.5, es decir que son rotadores rápidos.

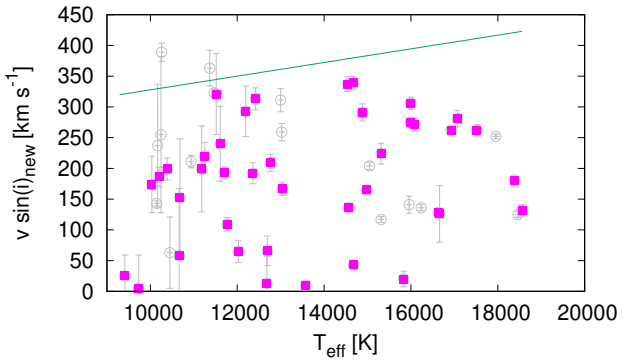


Fig. 3. $v\sin(i)_{new}$ obtenidas en este trabajo para las estrellas B versus su $T_{\rm eff}$. Los cuadrados magenta denotan aquellas de secuencia principal, miembros del cúmulo. La recta verde indica v_{crit} en función de $T_{\rm eff}$. (Granada et al., 2013).

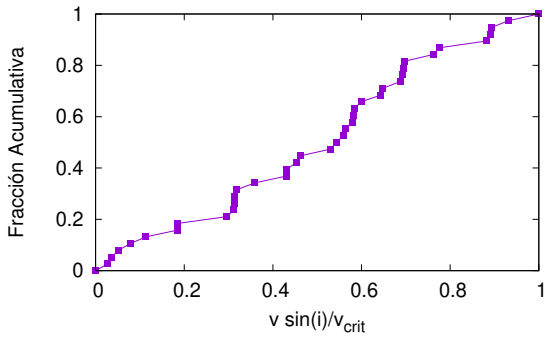


Fig. 4. Fracción acumulativa de estrellas segun la tasa de velocidad de rotación proyectada para estrellas B del cúmulo.

4. Conclusiones

Al incluir en el análisis la nueva línea de He I 4921 Å para la determinación de las velocidades proyectadas de rotación, obtuvimos mediciones más precisas para 38 estrellas de tipo B de las 58 estrellas tempranas en el campo NGC 6834, listadas en la Tabla 1. Con estos nuevos valores, obtuvimos distribuciones de $v\sin(i)_{new}/v_{crit}$ para 38 estrellas miembros del cúmulo con $T_{\rm eff}$ determinada. La distribución de estrellas en rangos de $v\sin(i)_{new}/v_{\rm crit}$ muestra una alta proporción de rotadores rápidos, similar a lo observado en cúmulos abiertos jóvenes en zonas de alta densidad estelar (Wolff et al., 2007; Daflon et al., 2007). A futuro, se espera obtener espectros de alta resolución para estrellas B de NGC 6834 con diferentes valores de FWHM en líneas de helio, para obtener $v\sin(i)$ a partir de métodos más precisos, como la Transformada de Fourier, y de esta manera lograr una calibración más precisa de $v\sin(i)$ versus FWHM para la configuración instrumental utilizada en este trabajo.

Agradecimientos: YA agradece el financiamiento del PIP 1337 (CONICET) y del Programa de Incentivos 11/G193 (UNLP). AG agradece a CONICET por subsidio PIBAA 28720210100879CO. GB agradece el financiamiento del PIP 112-202101-00714 (CONICET) y el Programas de Incentivos 11/G182 (UNLP).

Referencias

Cantat-Gaudin T., Anders F., 2020, A&A, 633, A99
Daflon S., et al., 2007, AJ, 134, 1570
Granada A., et al., 2013, A&A, 553, A25
Gray D.F., 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, vol. 20, Cambridge University Press
Hook I.M., et al., 2004, PASP, 116, 425
Hunt E.L., Reffert S., 2023, A&A, 673, A114
Jerzykiewicz M., et al., 2011, AcA, 61, 247
Miller G.J., Grebel E.K., Yoss K.M., 1996, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 189, 72.08
Moffat A.F.J., 1972, A&AS, 7, 355
Pinzón G., et al., 2021, AJ, 162, 90
Ruiz Diaz M.A., Aidelman Y., Baume G., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 80
Ruíz Díaz M.A., et al., 2025, MNRAS, 537, 1763
Trumpler R.J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154
Wolff S.C., et al., 2007, AJ, 133, 1092

Tabla 1. Mediciones de $v \sin i$. Se listan las estrellas identificadas según Ruíz Díaz et al. (2025), incluyendo la última, que estos autores designan según identificador de 2MASS. El símbolo * indica que se tienen dos espectros para la estrella. Se incluyen: el FWHM y error en He I 4921, y el $v \sin i$ y su error, obtenidos del ajuste polinómico. Luego se listan las $v \sin i$ y errores obtenidos por Ruíz Díaz et al. (2025), y finalmente los nuevos valores ponderados, $v_sin(i)_{new}$, e_{new}, y T_{eff}.

ID	$FWHM_{4921}$ (Å)	ϵ_{FWHM} (Å)	$v \sin(i)_{4921}$ ($km\,s^{-1}$)	ϵ_{4921} ($km\,s^{-1}$)	$v \sin(i)_{RD}$ ($km\,s^{-1}$)	ϵ_{RD} ($km\,s^{-1}$)	$v \sin(i)_{new}$ ($km\,s^{-1}$)	ϵ_{new} ($km\,s^{-1}$)	$Teff_{RD}$ (K)
2	-	-	-	-	125	5	125	5	18466
3	4.85	0.08	101	12	167	13	132	9	18559
4	4.77	0.06	89	9	155	6	136	5	16236
6	5.52	0.38	186	40	165	12	167	11	13036
9 *	7.05	0.37	298	20	356	14	337	12	14545
10	6.41	0.71	261	47	321	21	311	19	13000
11	6.17	0.39	244	29	353	22	313	18	12422
17	4.97	0.15	119	21	138	7	136	7	14574
20	4.93	0.04	113	6	131	11	117	5	15313
23	6.4	0.14	260	9	264	9	262	9	17516
24	-	-	-	-	174	46	174	46	10037
38	-	-	-	-	211	10	211	10	10936
39	5.94	0.09	226	8	216	17	224	17	15313
40	-	-	-	-	63	58	63	58	10451
51	-	-	-	-	321	66	321	66	11516
55	-	-	-	-	306	10	306	10	16000
56	6.59	0.25	272	15	166	6	181	6	18374
59	-	-	-	-	5	54	5	54	9732
60	-	-	-	-	363	29	363	29	11367
61	4.36	0.09	17	17	23	19	20	13	15835
62	4.75	0.21	86	33	56	22	65	18	12029
64 *	6.35	0.24	257	16	282	7	275	6	15989
	6.4	0.2	260	13					
65	4.41	0.2	27	38	145	5	143	4	10147
67	4.77	0.52	89	82	143	15	141	14	15957
81	4.24	0.25	-7	51	51	47	25	34	9414
82	5.83	0.45	216	40	100	12	109	11	11766
86	5.58	0.16	192	16	120	53	186	16	10199
91 *	6.81	0.43	285	24	260	2	262	2	16923
	6.57	0.13	271	8					
92	7.33	0.22	313	11	327	7	323	6	11466
93	6.51	0.22	267	14	277	16	272	11	16079
94	6.75	0.22	282	13	237	100	281	13	17072
96	4.66	0.18	71	30	58	41	66	24	12694
116	-	-	-	-	255	127	255	127	10245
118	6.56	0.12	270	7	363	14	291	14	14883
121	5.71	0.15	205	14	204	6	204	6	15047
122	5.32	0.29	164	34	275	14	259	14	13024
127	-	-	-	-	199	70	199	70	11182
129	-	-	-	-	192	17	192	17	12361
130	-	-	-	-	58	109	58	109	10665
132	6.69	0.19	278	11	93	12	194	8	11704
135	4.49	0.02	42	4	107	23	43	4	14680
142	5.33	0.07	165	8	117	4	128	4	16624
143	-	-	-	-	389	15	389	15	10256
144	4.1	0.08	-36	17	62	5	54	5	17758
146	-	-	-	-	152	96	152	96	10679
147	5.59	0.1	193	10	153	7	165	6	14983
161	-	-	-	-	293	41	293	41	12197
163 *	-	-	-	-	13	44	13	44	12682
166	-	-	-	-	167	72	167	72	11484
169	6.43	0.4	262	26	189	16	209	14	12763
170	6.43	0.48	262	32	179	31	220	22	11255
171	5.73	0.2	207	19	91	72	199	18	10387
177 *	6.39	0.07	259	5	244	5	252	4	17957
185	7.9	0.3	343	17	336	15	339	11	14667
186	-	-	-	-	237	100	237	100	10168
187	4.34	0.07	13	14	9	6	10	6	13582
188	-	-	-	-	240	61	240	61	11608
J19521439+2922245	-	-	-	-	126	46	126	46	16660

Caracterización espectral del cúmulo estelar NGC 2030 y su relación con el remanente de supernova N63A

C.M. Rodríguez-Buss[1,2], A.V. Ahumada[2,3] & G. Castelletti[3,4]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos nuevas observaciones espectroscópicas en el rango óptico obtenidas con el telescopio de 2,15 m del CASLEO (Argentina) hacia NGC 2030, un cúmulo estelar muy joven embebido en una región H II de la Nube Mayor de Magallanes (LMC, por sus siglas en inglés). Asociado con este cúmulo se encuentra N63A, uno de los remanentes de supernova (RSN) más brillantes en la LMC. En este estudio, investigamos las propiedades de NGC 2030 y examinamos cómo una fuente energética como N63A influye en las características del cúmulo anfitrión.

Abstract / We present new optical spectral observations obtained with the 2.15 m telescope at CASLEO (Argentina) toward NGC 2030, a very young star cluster embedded in an H II region of the Large Magellanic Cloud (LMC). Associated with this star cluster is N63A, one of the brightest supernova remnants (SNR) in the LMC. In this study, we investigate the properties of NGC 2030 and examine how an energetic source like N63A influences its host cluster.

Keywords / galaxies: individual (LMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic — ISM: supernova remnants

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CEs) son fundamentales para comprender la formación y evolución de las galaxias, ya que reflejan sus propiedades físicas, dinámicas y estructurales (Berek et al., 2023). Por otro lado, los remanentes de supernova (RSNs) desempeñan un papel clave en la evolución del medio interestelar (MIE), enriqueciendo el gas con elementos pesados y alterando sus condiciones físicas mediante poderosas ondas de choque. El estudio conjunto de estos objetos permite analizar cómo los RSNs afectan las propiedades dinámicas y químicas de los CEs anfitriones, así como el impacto de los CEs en la evolución de los RSNs dentro de sus entornos (Santos et al., 1995). Los RSNs se caracterizan por emitir en todo el espectro electromagnético. En el rango óptico, presentan líneas prominentes como Hα, [O I], [O II], [O III], [S II] y [N II]. En particular, el cociente [S II]/Hα $\geq 0,4$ se utiliza como criterio diagnóstico para identificar nebulosas ópticas asociadas con RSNs (Fesen et al., 1985).

La Nube Mayor de Magallanes (LMC, por sus siglas en inglés), debido a su relativa cercanía ($49.59\pm^{0.09}_{(0.54)}$ kpc; Pietrzyński et al. 2019) y metalicidad (-0.42 ± 0.04; Choudhury et al. 2021), constituye un laboratorio único para investigar las interacciones entre los RSNs, los CEs y el MIE circundante. En la LMC se han identificado ≈ 3100 CEs (Bica et al., 2008) y 73 RSNs (Bozzetto et al., 2023). Sin embargo, las asociaciones directas entre ambos son poco comunes, lo que podría deberse a limitaciones observacionales que dificultan la detección simultánea de CEs y RSNs, especialmente cuando están inmersos en regiones H II densas y complejas.

En el presente trabajo se analiza la espectroscopía integrada del cúmulo NGC 2030 en la LMC, asociado al RSN N63A. Ambos objetos se encuentran inmersos en la región H II N63 (Laval et al., 1986). La técnica observacional y el análisis realizados han demostrado ser efectivos en trabajos previos, como el de Ahumada et al. (2019). Cabe destacar que, aunque N63A ha sido objeto de numerosos estudios anteriores (por ejemplo, Karagöz et al. 2023), los trabajos enfocados en el rango óptico siguen siendo escasos.

2. Observaciones

La Tabla 1 resume lo parámetros principales del CE NGC 2030 y el RSN N63A, así como detalles de las zonas observadas. Estas observaciones forman parte de un relevamiento espectroscópico realizado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina), utilizando el telescopio Jorge Sahade* de 2,15 m, durante las noches del 26 y 27 de febrero de 2023 (IP: A. V. Ahumada). La configuración instrumental utilizada fue similar a la descrita por Rodríguez-Buss et al.

*`https://casleo.conicet.gov.ar/js/`

✉ *Contacto* / catalina.rodriguez@mi.unc.edu.ar

(2024). Las observaciones se realizaron desplazando el telescopio a lo largo de los objetos en dirección norte-sur para obtener una muestra adecuada tanto del CE como del RSN, garantizando una cobertura uniforme de las regiones estudiadas. Las zonas relevadas se ilustran en la Fig. 1. La reducción de datos, necesaria para obtener los espectros finales, se realizó utilizando PYRAF, una herramienta que integra el paquete de análisis IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) en un entorno de Python. Se siguieron los procedimientos estándar de reducción descritos por Tapia-Reina (2023), los cuales incluyen corrección de sesgo, sustracción del cielo, calibración en longitud de onda y corrección por sensibilidad relativa.

En la Fig. 2 se presenta el espectro integrado final del CE NGC 2030 junto con el espectro individual integrado del RSN N63A. En dicha figura, se observa claramente que el flujo del cúmulo domina sobre el del RSN. Además, se identifican las líneas de emisión características tanto del RSN como de la región H II N63, incluyendo Hα, [O III], [S II] y [N II]. También se observa la línea en emisión próxima a 4500 Å, la cual no corresponde al objeto observado, sino que es una línea de cielo.

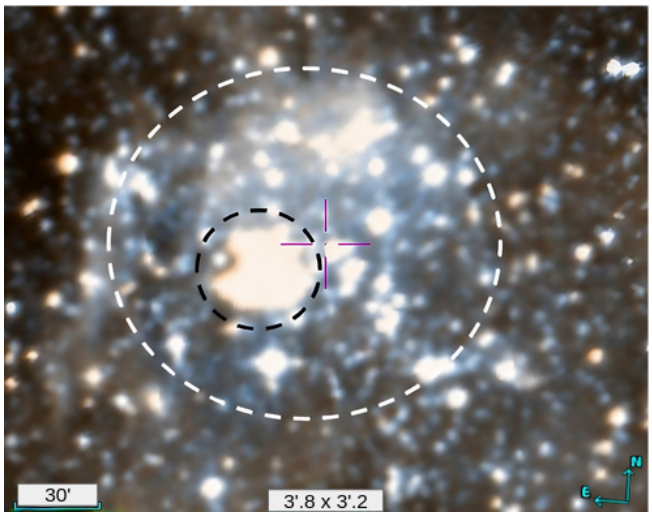


Fig. 1. Mapa fotométrico digitalizado de la región del CE NGC 2030, creado con Aladin a partir de observaciones del relevamiento DSS2 (Digitized Sky Survey 2). Se indican el CE NGC 2030 (óvalo a trazos blanco) y el RSN N63A (círculo a trazos negro). El símbolo magenta señala el centro del CE, ubicado en α_{2000}=05h 35m 33,6s y δ_{2000}=−66° 02′ 26″.

3. Metodología

3.1. Determinación de parámetros

El ajuste mediante espectros patrones (en adelante, *templates*) es una técnica poderosa para estudiar de manera integral y detallada el espectro de un CE. Este método no sólo considera los perfiles espectrales y sus intensidades, sino también las pendientes de los continuos (Ahumada et al., 2019).

Un *template* se construye combinando espectros integrados de CEs que comparten características astrofísicas similares, como la edad y la metalicidad. La clave de este enfoque radica en que, al conocer las propiedades astrofísicas de los *templates*, es posible derivar estas mismas propiedades para otros CEs. Para ello, se compara el espectro integrado del CE con un conjunto de *templates* predefinidos, seleccionando aquel que proporciona el mejor ajuste en términos de características observacionales, variando simultáneamente el exceso de color $E(B-V)$.

En este trabajo, utilizamos la biblioteca de *templates* desarrollada por Santos et al. (1995), basada en CEs de las Nubes de Magallanes (NMs). Para identificar el mejor ajuste entre el *template* y el espectro integrado observado, empleamos la herramienta computacional FISA (*Fast Integrated Spectra Analyzer*; Benítez-Llambay 2012), que permite realizar comparaciones iterativas entre espectros integrados y *templates* predefinidos. Este procedimiento no sólo proporciona rango de edades para los CEs, sino que también permite determinar simultáneamente el exceso de color $E(B-V)$.

3.2. Análisis del sistema compuesto por NGC 2030 y N63A

En primer lugar, se analizó el espectro integrado del CE NGC 2030 separando el componente asociado al RSN N63A del espectro combinado (CERSN). Este proceso fue esencial para aislar las características espectrales propias del CE, permitiendo un ajuste más preciso con los *templates* disponibles.

El mejor ajuste obtenido para NGC 2030, corregido por un $E(B-V)$= 0,10, se presenta en la Fig. 3. Este ajuste muestra que el *template* "YA_SG_LMC" (3-5×10^6 años) reproduce adecuadamente la pendiente del continuo, atribuida a la presencia de estrellas jóvenes y azules en el CE. Sin embargo, el *template* no logra replicar completamente la intensidad de las líneas de emisión observadas en el espectro integrado de NGC 2030, ya que estas líneas son generadas por la región H II que rodea al cúmulo.

Dado que el RSN N63A está asociado a NGC 2030, se realizaron extracciones espectrales para obtener exclusivamente el espectro del RSN. Este espectro fue comparado con el *template* disponible en la biblioteca de Santos et al. (1995), que corresponde al espectro integrado de una combinación de flujos provenientes de un porcentaje menor de la región del RSN N63A, el CE NGC 2030 y la región H II N63 ("HII_CL_SNR_LMC"). Es importante señalar que dicho *template* cubre un rango espectral muy limitado (3500-4700 Å) y que la edad asignada al mismo corresponde a la de la región H II. En la Fig. 4 se muestra la similitud entre el espectro observado, corregido por enrojecimiento ($E(B-V)$= 0,20), y el *template*, en términos de distribución del continuo y líneas de emisión. Las líneas [O II], Hλ, [S II] y [Ne II] están presentes en ambos espectros, a pesar de algunas discrepancias, debido a que el *template* representa una síntesis de los flujos de las distintas componentes del sistema.

Tabla 1. Propiedades del CE NGC 2030 y el RSN N63A, analizados espectroscópicamente en el rango óptico mediante observaciones con el telescopio de 2,15m en CASLEO.

Objetos	α_{2000} [h m s]	δ_{2000} [° ′ ″]	Dimensiones	Tiempo de exposición [Nº rendijas × s]
NGC 2030*	05 35 33,6	−66 02 26	$1,'70 \times 1,'70$	14×1800
N63A	05 35 43,8	−66 02 13	$35'' \times 27''$	5×1800

* NGC 2030 es también referenciado en la literatura con los nombres KMHK 1113 (Zaritsky et al., 1997) y SL 595 (Shapley & Lindsay, 1963).

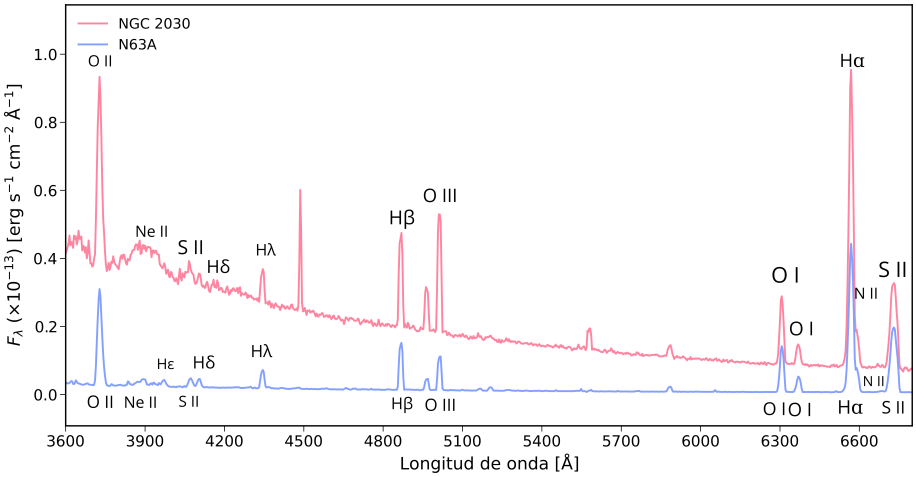


Fig. 2. Espectros integrados del CE NGC 2030 (magenta) y del RSN N63A (celeste), calibrados en unidades de flujo. Se destacan las principales líneas de emisión identificadas en cada caso.

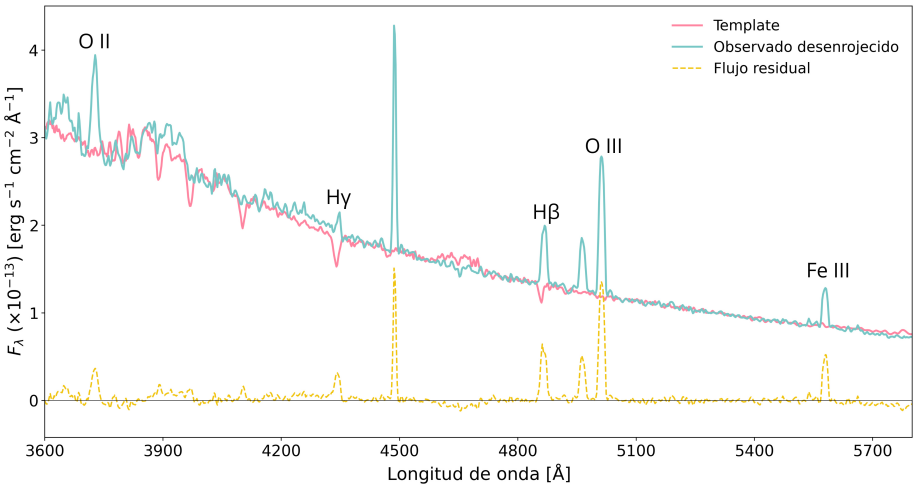


Fig. 3. Comparación entre el espectro integrado del CE NGC 2030, sin la contribución del RSN N63A, y un *template* correspondiente a un rango de edad (3-5 × 10^6 años), ajustado con un exceso de color $E(B-V) = 0,10 \pm 0,05$ (Santos et al., 1995).

3.3. Diagrama de diagnóstico

Para completar el análisis, se utilizó el diagrama de diagnóstico (DD) de Frew & Parker (2010), basado en los anchos equivalentes (AEs) de diferentes líneas de emisión en el óptico. Este diagrama permite clasificar objetos astronómicos según su naturaleza, a través de cocientes específicos de AEs.

En particular, el DD relaciona los logaritmos de los cocientes de AEs de Hα/[S II] y Hα/[N II]. Estos cocientes permiten separar distintas poblaciones de objetos astronómicos, como regiones de formación estelar, nebulosas planetarias y RSNs, debido a las diferencias en los mecanismos físicos que producen sus emisiones.

A partir de las intensidades de las líneas espectrales observadas, se calcularon los cocientes antes mencionados para el RSN N63A: $\log(\text{H}\alpha/[\text{S II}]) = 0,11$, $\log(\text{H}\alpha/[\text{N II}]) = 0,74$. Al ubicar estos valores en el DD,

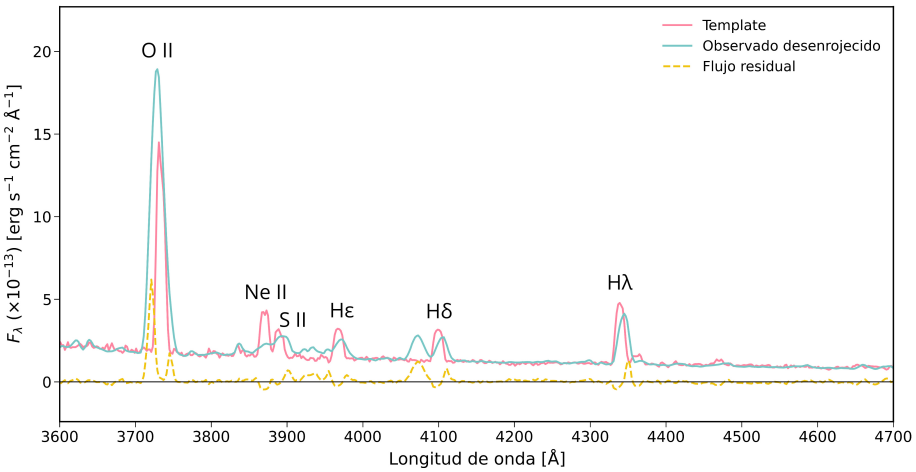


Fig. 4. Comparación entre el espectro integrado del RSN N63A y un *template* con un rango de edad (3-5×10^6 años) y un $E(B-V) = 0,20 \pm 0,05$ (Santos et al., 1995).

se observó que N63A coincide con la región donde se agrupan los RSNs de las NMs, confirmando la naturaleza del objeto (Fig. 5). Este resultado refuerza las clasificaciones previas en literatura y destaca la utilidad del DD como herramienta complementaria en el análisis de espectros integrados.

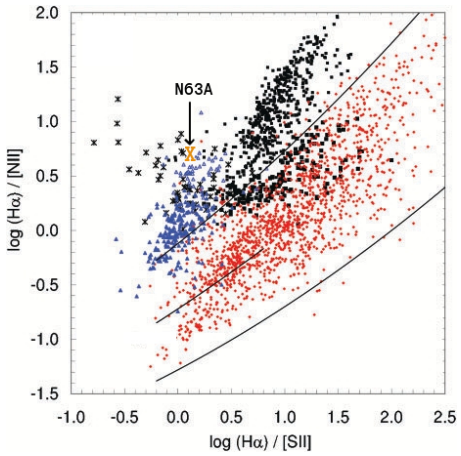


Fig. 5. Adaptación del diagrama de diagnóstico presentado por Frew & Parker (2010), mostrando la posición del RSN N63A (cruz naranja). Los diferentes símbolos representan diversas poblaciones de objetos astronómicos: nebulosas planetarias galácticas (puntos rojos), regiones *Herbig-Haro* (asteriscos negros), RSNs galácticos (triángulos azules llenos), RSNs pertenecientes a las NMs (triángulos azules vacíos), regiones H II galácticas (cuadrados negros grandes) y regiones H II extragalácticas (cuadrados negros pequeños). Las líneas de trazo continuo marcan los límites empíricos para el campo de las nebulosas planetarias.

4. Sumario

En este trabajo se presentó el primer espectro integrado en el rango óptico, cubriendo gran parte de la extensión del CE NGC 2030 y utilizando una región espectral superando en un factor de tres el análisis previamente publicado en Santos et al. (1995). El estudio realizado ha permitido discriminar las propiedades espectroscópicas del CE y del RSN N63A en su interior. Mediante el ajuste de *templates*, la edad estimada para el CE es 3-5 × 10^6 años, lo cual es consistente con el resultado obtenido por Laval et al. (1986) utilizando métodos fotométricos ($\sim$ 4×10^6 años). Además, se determinaron excesos de color para N63A y NGC 2030, con valores $E(B-V)$= 0,20 y 0,10, respectivamente. Estos resultados respaldan la interpretación de una asociación física entre el RSN y el CE. La naturaleza de N63A como RSN fue confirmada en el óptico, mostrando características similares a las de otros RSNs que se encuentran en las NMs.

El estudio espectroscópico realizado será de utilidad no sólo para el estudio de otros CE jóvenes y RSNs en las NMs, sino también en galaxias distantes, donde sólo es posible estudiar las características astrofísicas mediante técnicas integradas.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Benítez-Llambay A., 2012, FISA, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1202.014
Berek S.C., et al., 2023, MNRAS, 525, 1902
Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
Bozzetto L.M., et al., 2023, MNRAS, 518, 2574
Choudhury S., et al., 2021, MNRAS, 507, 4752
Fesen R.A., Blair W.P., Kirshner R.P., 1985, ApJ, 292, 29
Frew D.J., Parker Q.A., 2010, PASA, 27, 129
Karagöz E., et al., 2023, MNRAS, 523, 41
Laval A., Greve A., van Genderen A.M., 1986, A&A, 164, 26
Pietrzyński G., et al., 2019, Nature, 567, 200
Rodríguez-Buss C.M., et al., 2024, BAAA, 65, 134
Santos Jr. J.F.C., et al., 1995, MNRAS, 276, 1155
Shapley H., Lindsay E.M., 1963, Irish Astronomical Journal, 6, 74
Tapia-Reina M.I., 2023, *T.Especial*, FaMAF, UNC, Arg.
Zaritsky D., Harris J., Thompson I., 1997, AJ, 114, 1002

Análisis multifrecuencia de los cúmulos BH 205 y Ruprecht 102 y de su medio interestelar

L. Rizzo[1], M.A. Corti[1,2] & L.G. Paíz[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 16 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las poblaciones estelares jóvenes constituyen cúmulos abiertos (CA) y asociaciones OB. Ellos son algunos de los trazadores de la estructura espiral del plano de la Vía Láctea y su estudio proporciona información para mejorar nuestro conocimiento de la estructura radial y espiral del disco. Con ese objetivo, se presentarán aquí un estudio sobre dos CA que por sus subestructuras con diferentes edades, ubicadas en regiones de extinción visual variable, los convierte en evidencias muy confiables de formación estelar. Empleando datos fotométricos y astrométricos del catálogo *Gaia* DR3 y datos de radio en continuo y en línea, hemos investigado los posibles miembros de las subestructuras del CA Ruprecht 102 (Rup 102) ($\alpha = 183.4°$, $\delta = -62.7°$) y del CA van den Bergh-Hagen 205 (BH 205) ($\alpha = 254.3°$, $\delta = -40.6°$) y del medio interestelar en el que se encuentran (MIE). Los resultados obtenidos del análisis efectuado a los datos del catálogo *Gaia* DR3 con el empleo del código HDBSCAN y las isocronas de *PARSEC*, permitieron mejorar la identificación de los posibles miembros de ambos CA. Finalmente, sumando a ese análisis, el estudio del MIE con datos en diferentes frecuencias de radio, pudo obtenerse información sobre sectores del brazo *Carina-Sagitario* del cuarto cuadrante galáctico.

Abstract / Young stellar populations constitute open clusters (OCs) and OB associations. These populations are important tracers of the spiral structure of the Milky Way plane, and their study provides crucial information to improve our understanding of the radial and spiral structure of the disk. With this aim, we present an investigation about two OCs wan investigation abouthose substructures, with different ages and located in regions with variable visual extinction, make them highly reliable evidence of stellar formation. Using photometric and astrometric data from the *Gaia* DR3 catalog, along with continuum and line radio data, we have investigated the potential members of the substructures of the Ruprecht 102 OC (Rup 102) ($\alpha = 183.4°$, $\delta = -62.7°$) and the van den Bergh-Hagen 205 OC (BH 205) ($\alpha = 254.3°$, $\delta = -40.6°$), and the interstellar medium (ISM) in which they are located. The results obtained from the analysis of *Gaia* DR3 catalog data, using the HDBSCAN code and the *PARSEC* isochrones, allowed us to improve the identification of potential members of both OCs. Finally, by complementing this analysis with a ISM study at different radio frequencies, we obtained information about the *Carina-Sagittarius* arm in the fourth galactic quadrant.

Keywords / stars: individual (Ruprecht 102, BH 205) — stars: formation — H II regions — open clusters and associations: general

1. Introducción

La combinación de análisis de datos obtenidos en frecuencias del espectro óptico y de radio para estudiar una posible vinculación entre Regiones H II y cúmulos abiertos jóvenes, es de gran importancia en la investigación de la estructura de la Vía Láctea (Corti et al., 2023, 2016). Los miembros tempranos de los CA con la emisión de fotones ionizantes y sus fuertes vientos suelen modificar el MIE en el que se encuentran, generando por ejemplo regiones de hidrógeno ionizado (RHII) y cáscaras de hidrógeno neutro. Este trabajo, hace foco en la búsqueda de subestructuras en dos cúmulos abiertos poco estudio aún, como son Ruprecht 102 y BH 205, ambos ubicados en el plano galáctico. Ellos presentan ambigüedades sobre la determinación de sus miembros y en esta investigación se los estudia con datos actuales más precisos y herramientas de análisis más eficientes.

2. Datos

El análisis de los cúmulos abiertos Rup 102 y BH 205 se realiza con los datos astrométricos y fotométricos proporcionados por el catálogo *Gaia* DR3 (Gaia Collaboration et al., 2021). Actualmente, es el catálogo más detallado y preciso de emplear en la determinación de distancias estelares por medio de la paralaje, en aquellos grupos que no distan más de 2 kpc al Sol y el estudio de movimientos propios con los cuatro parámetros astrométricos (α, δ, $\mu_\alpha cos(\delta)$, μ_δ). La completitud hasta magnitud $G = 20$ mag permite tener información fotométrica de estrellas que aún puedan encontrarse inmersas en la nube molecular donde se originan. La banda G del relevamiento *Gaia*, agrupa los fotones del espectro electromagnético que llegan de las estrellas en la longitud de onda del óptico con la banda BP de 330 a 680 nm y del rojo con la banda RP de 630 a 1050 nm.

✉ *Contacto* / lrizzo@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

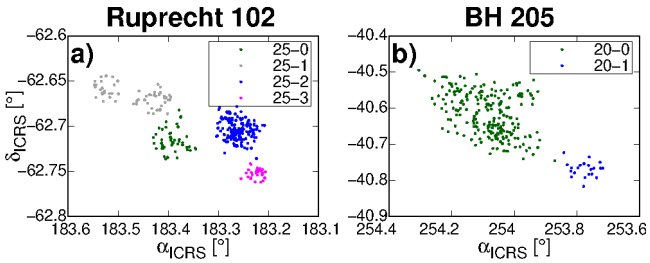


Fig. 1. Distribución espacial. a) Salida de HDBSCAN para los grupos presentes en dirección a Ruprecht 102. b) Salida de HDBSCAN en la visual a BH 205.

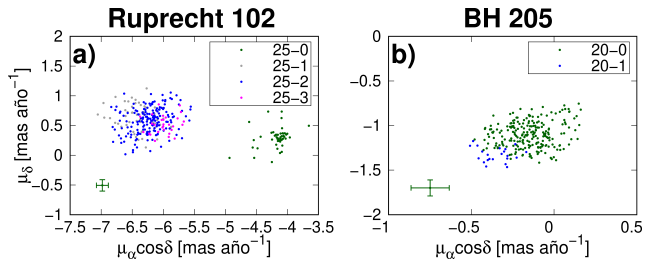


Fig. 2. Movimientos propios. a) Salida de HDBSCAN para los grupos presentes en la visual a Ruprecht 102. b) Salida de HDBSCAN en dirección a BH 205. En la parte inferior izquierda de cada panel se incluyen las barras de error en las componentes de movimiento propio para los miembros de los CA estudiados aquí (grupos 25-0 y 20-0 respectivamente).

Se emplean también los mapas en continuo de radio en 843 MHz del relevamiento *Sydney University Molonglo Sky Survey* (*SUMSS*; Sadler & Hunstead 2001) con una resolución angular de $\sim 43" \times 50"$ sensibilidad de $\sim$ 6 mJy beam^{-1}. A ellos se suman los mapas en 21 cm y 1420 MHz del relevamiento *Southern Galactic Plane Survey* (*SGPS*;McClure-Griffiths et al. 2005) con una resolución en velocidad $\Delta v = 0.82$ km s^{-1} y un ruido en temperatura de brillo de ~ 1.6 K, para el primero y una resolución angular de $\sim 1.7'$ y sensibilidad ~ 0.3 mJy beam^{-1}, para el segundo.

3. Análisis

3.1. Ruprecht 102

Esta región de formación estelar emite energía de baja intensidad en el rango del visual. Es posible que esto haya sido la razón por la cual su estudio comenzó a desarrollarse recién en estos últimos años, en los cuales se han generado nuevas técnicas de trabajo. Actualmente, se emplean códigos capaces de encontrar agrupaciones de estrellas en una gran base de datos, lo cual permitió que muy recientemente fueran caracterizados los miembros de Rup 102 (Liu & Pang, 2019; Cantat-Gaudin et al., 2020), detectando dos posibles sobredensidades en las coordenadas indicadas para este CA sólo en Liu & Pang (2019). Para el estudio de Rup 102 se consideran estrellas en la región de $10' \times 10'$ con centro en $\alpha_{J2000} = 183°.383$, $\delta_{J2000} = -62°.730$, y componentes de movimiento propio $\mu_\alpha cos(\delta) \in [-10 : -3]$ mas año^{-1}, $\mu_\delta \in [-3 : 4]$ mas año^{-1} con error ≤ 0.3 mas año^{-1} para minimizar los errores provenientes de este parámetro. El

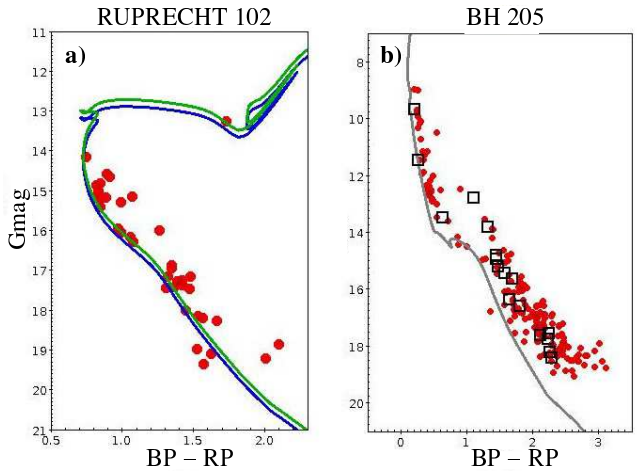


Fig. 3. a) Miembros según análisis con HDBSCAN con isocronas a d = 2947 pc (verde) y d = 3200 pc (azul). b) Miembros de BH 205 (círculos llenos rojos) y ESO 332-8 (cuadrados vacíos negros) según análisis con HDBSCAN.

análisis de estos datos se realiza sin poner restricciones en los valores del catálogo para las paralajes, ni RUWE (*renormalised unit weight error*), ni Dup. La muestra resultante es de 3240 estrellas.

Para la detección del CA se utiliza el algoritmo HDBSCAN (*Hierarchical Density Based Spatial Clustering of Applications with Noise*) de Campello et al. (2013), el cual se aplica en cuatro parámetros astrométricos (α, δ, $\mu_\alpha cos(\delta)$, μ_δ) obtenidos del catálogo *Gaia* DR3 y normalizados para que queden libres de escala. Los principales hiperparámetros de HDBSCAN son la mínima cantidad de estrellas en un cúmulo (*min_cluster_size*) y el número de estrellas en un vecindario (*min_samples*) (Alfonso et al., 2024). Campello et al. (2013) recomiendan dar igual valor a ambos. Habiéndose producido una representación jerárquica del conjunto de datos, los CA se pueden seleccionar con uno de estos dos métodos, *End of Mass* (EoM) o *Leaf*. Para realizar este trabajo, nos quedamos con el método *Leaf* ya que resulta significativamente mejor para recuperar los CA más pequeños en un campo dado (Hunt & Reffert, 2021). Considerando que un cúmulo abierto tiene un mínimo de 10 miembros, en este estudio se hace pruebas con valores de *min_cluster_size* y *min_samples* entre 10 y 100 estrellas.

Asignando a *min_cluster_size* y *min_samples* el valor 25 se detectan cuatro grupos denominados 25-0, 25-1, 25-2 y 25-3 que se muestran en el panel de la Fig. 1 y la Fig. 2. El grupo 25-0 es el correspondiente a Rup 102 con 48 miembros y componentes medias de movimiento propio $\mu_\alpha cos(\delta) = -4.13 \pm 0.20$ mas año^{-1} y $\mu_\delta = 0.31 \pm 0.17$ mas año^{-1}. A partir del estudio de la paralaje media, considerando el punto cero de paralaje para el catálogo de -0.017 mas, se obtuvo una distancia de 2985 ± 371 pc. Los otros tres grupos, comparten movimientos propios pero cuentan con error en paralaje más grande que las paralajes mismas, por lo que se deberá esperar datos con una mayor precisión. Los errores de los datos presentes en la Fig. 1 y Fig. 3 no se muestran, porque al

Tabla 1. Parámetros fotométricos de los CA investigados.

Cúmulo	$E_{(B-V)}$ [mag]	log (Edad)	Distancia [kpc]
Ruprecht 102	0.47 ± 0.03	8.60 ± 0.05	2.9 ± 0.3
BH 205	0.40 ± 0.05	6.87 ± 0.06	2.0 ± 0.4

ser muy pequeños no lo permite la escala de las mismas.

Con el objetivo de mejorar el conocimiento sobre los parámetros físicos de este CA realizamos un diagrama color-magnitud (CMD) (Fig. 3). Luego, con el sucesivo ajuste de un gran número de isocronas PARSEC v1.2S (Bressan et al., 2012), facilitando la elección de la misma, la estrella con identificación *Gaia* DR3 6054468857230064896 situada en el *turn-off* del diagrama, encontramos dos isocronas con valores de distancia próximos al obtenido con el estudio de paralaje y un valor de $E(B-V) \sim 0.47$, los resultados se presentan en la Tabla 1. Nuestra determinación de miembros no acepta un enrojecimiento tan alto como $E(B-V) = 0.84 \pm 0.15$ registrado por Angelo et al. (2019). Ese resultado puede haber sido la consecuencia de emplear Angelo et al. (2019) un algoritmo de búsqueda de miembros no lo suficientemente eficiente para casos como Rup 102 donde encontramos grupos estelares mezclados.

Rup 102 con sus coordenadas galácticas (l, b) = (298°.6, -0°.16) se ubica al sur de la RHII centrada en (l, b) = (298°.57, -0°.08) la cual puede estudiarse con los mapas en frecuencias de radio de 843 MHz y 1420 MHz (ver Sección 2). La Fig. 4 presenta al mapa obtenido en 843 MHz mostrando con los contornos la densidad de flujo en mJy b^{-1} y con cruces azules los miembros de Rup 102. La Tabla 2 lista los parámetros calculados en el sector sur de la RHII con un máximo de emisión de flujo y lindero al CA. Se supuso una temperatura electrónica canónica para las RHII, Te = 10×10^4 K, el modelo esférico y ecuaciones de Mezger & Henderson (1967). Con la imagen de la RHII en 21 cm se encuentra una posible velocidad radial en el sistema *Local Standard of Rest*, V_{LSR} = -36 km s^{-1} que al usarse como dato de entrada en el modelo de rotación galáctica de Wenger et al. (2018) encuentra como distancia cinemática próxima al Sol (por ambigüedad de distancia en el cuarto cuadrante), $d_{cin} = 2.9 \pm 0.5$ kpc. Con la edad de ∼ 400 millones de años estimada para Rup 102 (Fig. 3), se deduce que los tipos espectrales de sus miembros son más fríos que B2, razón por la cual, no es posible que este CA haya ionizado a la región. Tampoco se observó que en el MIE se hubiera generado una burbuja o cáscara de HI.

3.2. BH 205

Para el estudio de este CA consideramos una región de $30'\times30'$ con centro en α_{J2000} = 254°.047 y δ_{J2000} = −40°.666. En la Fig. 1 se aprecian dos subgrupos de densidad resultantes de nuestro análisis. En este caso una de las sobredensidades, compatible con BH 205 es bastante extensa. Las componentes de movimiento propio consideradas en este caso son $\mu_\alpha cos(\delta) \in [-1.38 : +1]$ mas $año^{-1}$ y $\mu_\delta \in [-2.32 : +0.06]$ mas $año^{-1}$; al igual que para el estudio de Rup 102, los errores en movimiento propio son ≤ 0.3 mas $año^{-1}$. La muestra resultante es de 2497 estrellas sin restricciones de paralajes, RUWE ni Dup. Con *min_cluster_size* y *min_samples* iguales a 20 se detectan dos grupos denominados 20-0 y 20-1, siendo el primero de estos el correspondiente a BH 205 con 225 miembros y el segundo ESO 332-8 con 22 miembros. En la Fig. 2 puede verse para el grupo 20-0 una fuerte concentración en el espacio de movimientos propios, los valores centrales son $\mu_\alpha cos(\delta)$ =-0.15 ± 0.14 mas $año^{-1}$ y μ_δ =-1.10 ± 0.14 mas $año^{-1}$.

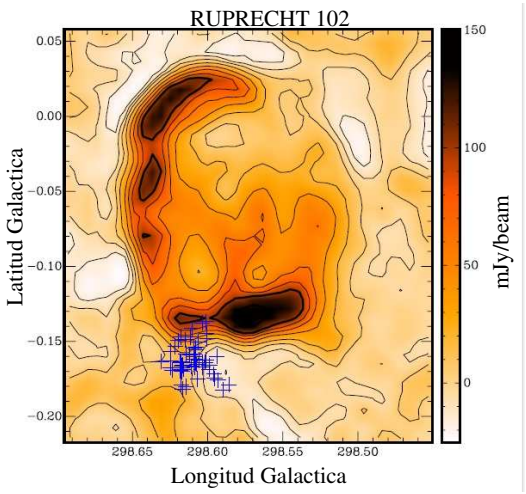


Fig. 4. Mapa en 843 MHz centrado en (l, b) = (298°.57, -0°.08) mostrando con los contornos la densidad de flujo en mJy b^{-1} con un paso de 15 mJy b^{-1}.

El código DBSCAN utilizado en Yalyalieva et al. (2020) detecta tres picos de densidad, indicados como grupos B 1, B 2 y B 3 los cuales cubren el área que corresponde a BH 205. De acuerdo a la investigación de Yalyalieva et al. (2020) todos ellos tienen la misma edad y cinemática, lo cual refuerza nuestro resultado respecto a que BH 205 es un único grupo estelar con estructura elongada.

Seggewiss (1968) llama Trumpler 24 III al grupo estudiado aquí y su trabajo junto al de Heske & Wendker (1984) estiman posibles valores de distancias para Trumpler 24 en su conjunto comprendidos entre 1600 y 2200 pc. Nuestra investigación indica para el valor medio de la paralaje, corregida por punto cero del catálogo, una distancia de 1639 ± 176 pc. En Yalyalieva et al. (2020), para los grupos B dan distancias 1540 < d < 1569 pc con un error característico de 20 pc, quedando de ese modo aún dentro de nuestros márgenes de error. En los catálogos actuales, la denominación utilizada para el grupo de estrellas con estas coordenadas es BH 205 y con distancias del orden de 1666^{+67}_{-61} pc (Liu & Pang, 2019) y 1718^{+110}_{-98} pc (Poggio et al., 2021).

Del análisis del CMD presente en la Fig. 3, se observa que los miembros de BH 205 no se diferencian de los miembros hallados con análisis astrométrico para ESO 332-8 (Seggewiss, 1968) y con análisis de distribución espacial por este trabajo. Se aprecia una isocrona bien definida, que se extiende por 12 magnitudes con la característica particular de mostrar una marcada ausencia de población estelar en G = 14 mag. Antes de la

(l, b)=(298°.57, -0°.13)	**Frec: 843 MHz**	**Frec: 1420 MHz**
Tamaño angular [arcmin]	4.0	4.2
Densidad de Flujo [Jy]	3.2 (1.7)	3.8 (1.1)
Masa HII [$M_\odot$]	101 (52)	123 (63)
Densidad Electrónica [cm^{-3}]	63 (6)	66 (7)
Radio de Stromgrem [pc]	2.5 (0.8)	2.6 (0.9)
Parámetro de Excitación [pc cm^{-2}]	39 (14)	43 (15)

Tabla 2. Valores para la **región** HII de la zona de Ruprecht 102.

era *Gaia* se pensaba que quizás las estrellas brillantes estaban disociadas de aquellas con intensidad más débil. Luego, al poder medir la paralaje con *Gaia*, se evidencia que las dos poblaciones poseen distancias y movimientos propios similares. De esta manera, no resulta posible dar una explicación a esa característica. El cúmulo posee la forma esperable de objetos estelares jóvenes, de hecho la isocrona que mejor se ajusta a las observaciones es la correspondiente al valor log(edad)= 6.87 ± 0.06 dex (edad ∼ 7.4 millones de años), evidenciando la juventud del mismo. Otros autores como Liu & Pang (2019) y Dias et al. (2021) llegan a valores similares, puesto que obtienen log(edad)= 6.80 ± 0.03 dex y log(edad)= 6.68 ± 0.09 dex, respectivamente. Por otra parte, encontramos un valor de $E(B-V)$= 0.40 ± 0.05, próximo al hallado por Ahumada et al. (2006) empleando ellos otro método de análisis y encontramos un valor de distancia fotométrica de 2000^{+200}_{-400} pc, acorde con las demás distancias mencionadas. Otra característica remarcable del CMD para este cúmulo es la presencia de posibles estrellas presecuencia, así como lo evidencia Damiani, Francesco (2018).

Para este cúmulo también se investiga una posible interacción de sus miembros con el MIE. Por ubicarse en (l, b) = (344°.79, +1°.48) no es posible encontrarlo en el mapa del continuo en 1420 MHz del relevamiento *S*GPS, ya que sólo llega hasta b = +1°.0. En la imagen obtenida en 843 MHz se lo observa al sur de la RHII RCW 116B investigada por Baume et al. (2020) donde se concluye que posiblemente haya sido generada por el cúmulo inmerso DBS 113.

4. Discusión y Resultados

Se estudiaron los cúmulos abiertos Ruprecht 102 y BH 205, localizados en el cuarto cuadrante del plano Galáctico de la Vía Láctea, buscando subestructuras no confirmadas aún en los trabajos publicados (Liu & Pang, 2019; Yalyalieva et al., 2020). Se investigó también una posible interacción de sus miembros con el medio circundante (MIE). Del análisis que se presenta aquí se obtuvieron los siguientes resultados.

- En Ruprecht 102 se analizaron los datos presentes en *Gaia* DR3, se pudieron encontrar cuatro subestructuras aunque aún se necesita mayor precisión que la actual para investigarlas. Los parámetros calculados coinciden, con los ya publicados sobre la única estructura que se conocía, el grupo central indicado en color verde (Fig.1). Del MIE se presentan aquí características del sector sur de la RHII centrada en (l, b) = (298°.57, -0°.08) previamente desconocidos. Al evaluar la posible vinculación entre las estrellas de tipo espectral más temprano y esta RHII por medio de los parámetros de ionización (estrellas) y de excitación (RHII) se vió que es poco probable que el CA haya generado a esta última.
- En BH 205 se empleó HDBSCAN para estudiar un campo de 30′ de lado, se comparó con los resultados producidos por Yalyalieva et al. (2020) los cuales contaron con *Gaia* DR2 y DBSCAN y a diferencia de ellos, encontramos un sólo cúmulo elongado. La región HII más próxima a este CA no coincide espacialmente con él.

Se desea continuar la búsqueda sistemática y homogénea de agrupaciones estelares jóvenes vinculadas a Regiones HII, estudiar la interacción entre ellos.

Agradecimientos: Este trabajo ha hecho uso de datos de la misión *Gaia* (https://www.cosmos.esa.int/gaia) de la Agencia Espacial Europea (ESA), procesados por el *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium). Al árbitro por mejorar este trabajo con los comentarios y correcciones aportadas.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2006, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 49, 120
Alfonso J., García-Varela A., Vieira K., 2024, A&A, 689, A18
Angelo M.S., et al., 2019, MNRAS, 488, 1635
Baume G., et al., 2020, NewA, 79, 101384
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Campello R.J.G.B., Moulavi D., Sander J., 2013, J. Pei, V.S. Tseng, L. Cao, H. Motoda, G. Xu (Eds.), *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining*, 160–172, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Corti M.A., et al., 2016, A&A, 588, A63
Corti M.A., et al., 2023, A&A, 674, A55
Damiani, Francesco, 2018, A&A, 615, A148
Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 650, C3
Heske A., Wendker H.J., 1984, ApJs, 57, 205
Hunt E.L., Reffert S., 2021, A&A, 646, A104
Liu L., Pang X., 2019, ApJs, 245, 32
McClure-Griffiths N.M., et al., 2005, ApJS, 158, 178
Mezger P.G., Henderson A.P., 1967, ApJ, 147, 471
Poggio E., et al., 2021, A&A, 651, A104
Sadler E.M., Hunstead R.W., 2001, R. Clowes, A. Adamson, G. Bromage (Eds.), *The New Era of Wide Field Astronomy*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 232, 53
Seggewiss W., 1968, A&A, 68, 142
Wenger T.V., et al., 2018, ApJ, 856, 52
Yalyalieva L., et al., 2020, MNRAS, 495, 1349

Sobre la estructura y forma de los cúmulos abiertos binarios

C. Feinstein[1,2,5], G. Baume[1,2,5],T. Palma[3,5] & V. Coenda[3,4,5]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata - CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[5] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo examinamos propiedades estructurales de los cúmulos binarios genéticos. La palabra "genéticos" en este contexto se refiere a cúmulos binarios donde ambos cúmulos parecen ser similares en edad, población, distancia y movimiento propio. Para esta tarea, utilizamos datos del Catálogo de Cúmulos Abiertos Binarios y Agrupados. Estos datos nos proporcionan información detallada sobre los cúmulos, su entorno y sobre otros posibles cúmulos en su vecindad. En este trabajo estudiamos si algunos de los cúmulos abiertos binarios podrían resultar de una formación estelar dominada por una dimensión fractal baja, la cual aún puede ser medida. Esta dimensión fractal baja se ha relacionado con la estructura de las nubes moleculares originales y, probablemente, con la turbulencia del gas. Si esta suposición es correcta, las componentes de los cúmulos binarios genéticos deberían heredar su estructura y fisonomía. De los datos podemos medir la elipticidad de varios cúmulos binarios catalogados y analizar su forma. En particular, nos enfocamos en la orientación del eje mayor de cada componente del sistema binario y estudiamos su comportamiento estadístico basándonos en los datos de muy alta precisión astrométrica de *Gaia*.

Abstract / We examine structural properties of the genetic binary clusters. The word *genetic* in this context refers to binary clusters that are similar in age, population, distance and proper motion. For the task we use data from the Binary and Grouped Open Cluster Catalogue. These data provides us with comprehensive information about the clusters, their surroundings, and details about possible clusters in their vicinity. We study whether some of the binary open clusters could result from stellar formation dominated by a low fractal dimension, which can still be measured. This low fractal dimension is related to the structure of the original molecular clouds and probably to the gas turbulence. If this assumption is true, the components of the genetic binary clusters are going to inherit its structure and shape. We measured the ellipticity of several pairs of already cataloged binary clusters and analyzed their shape. In particular, we focused on the orientation of the major axis of each component of the binary system and studied their statistical behavior based on the high precision astrometric *Gaia* data.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: star formation — open clusters and associations: general

1. Introducción

Los cúmulos binarios pueden ser el resultado de un sistema multicomponente que se ha formado al mismo tiempo en la misma nube primordial (Priyatikanto et al., 2016). En este caso, los componentes tendrían características similares (edad, composición química, distancia y movimientos propios). Estos grupos de cúmulos binarios son considerados en la literatura como cúmulos binarios genéticos o también llamados cúmulos gemelos. Otro caso es la formación de una secuencia, en la cual la evolución estelar de uno de los cúmulos induce el colapso de una nube cercana, ya sea por vientos estelares o por shock de supernova (Goodwin, 1997). Otra posibilidad es cuando uno de los cúmulos captura a otro por fuerzas de marea (van den Bergh, 1996) o captura resonante (Dehnen & Binney, 1998). En este escenario, ambos cúmulos se formaron por separado y, por lo tanto, podrían tener características muy diferentes. Pero hay otro caso a considerar: la nube molecular original puede tener una estructura fractal creada por su turbulencia interna (Elmegreen, 1997), las estrellas pueden heredar esa estructura y, por ende, los cúmulos resultantes contienen estrellas distribuidas con una geometría fractal. Si la dimensión fractal es menor que $D = 2$, modelos como los de Cartwright & Whitworth (2004) y Cartwright (2009) muestran cúmulos con estructuras alargadas o fragmentadas (Feinstein, 2025 en preparación).

Cuanto menor sea la dimensión, más fragmentadas serán las estructuras. Estos fragmentos crean subestructuras, y estas subestructuras mantienen la dirección de elongación de la configuración global. En particular, esta propiedad es observable (Feinstein, 2025 en preparación) en los modelos y debería ser también medible en los cúmulos reales. Por lo cual, nuestro objetivo comprende estudiar la geometría a partir de una muestra de objetos seleccionada de este catálogo.

✉ *Contacto* / cfeinstein@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

2. Datos

2.1. Catálogo

Utilizamos la muestra de cúmulos abiertos publicada por Palma et al. (2025), que es una compilación de objetos individuales, binarios y múltiples basada en el trabajo de Hunt & Reffert (2024). Este último trabajo incluye más de 7000 cúmulos estelares basados en observaciones de *Gaia* DR3 (Gaia Collaboration et al., 2021). Este catálogo incluye los parámetros estimados (distancias, edades, extinciones, entre otros parámetros) para cada cúmulo y también proporciona la probabilidad de membresía de las estrellas en cada una de las agrupaciones. En cambio el catálogo de Palma et al. (2025) es un estudio amplio de los grupos, sistemas binarios y cúmulos solitarios. Este incluye los cúmulos binarios y a los genéticos como un sub-grupo. De este catálogo se seleccionaron los candidatos a binarios genéticos.

Con el fin de obtener una selección basada en criterios uniformes, se incluyeron sólo aquellos pares cuya diferencia de edad fuera menor a 0.5 Ma, según las edades determinadas por Hunt & Reffert (2024). Las posiciones de las estrellas individuales de cada cúmulo se tomaron también del catálogo de Hunt & Reffert (2024). La muestra final fue de 100 sistemas binarios, la cual fue dividida en dos grupos. Estos son:

Sistemas jóvenes: menos de 8.0 Ma
Sistemas viejos: más de 8.0 Ma

Para todos los sistemas binarios, se midió el ángulo de proyección del eje mayor de cada cúmulo con el fin de caracterizar la dirección de la estructura elíptica de cada cúmulo (θ_1 y θ_2, respectivamente, para cada cúmulo del par). Para ello se usó el método PCA (Principal Component Analysis) con el fin de obtener información de todas las estrellas del cúmulo. También se midió el ángulo de la línea base que conecta los centros de los cúmulos (ω) en cada uno de los pares. Así que para cada sistema obtenemos tres parámetros angulares (ver Fig. 1). Con estos datos, estudiamos sus comportamientos estadísticos para la muestra global de pares de cúmulos y las sub-muestras seleccionadas por edad. En particular, construimos las correspondientes distribuciones de las diferencias de estos ángulos. La diferencia entre los ángulos de ambas componentes nos dará información sobre si estos sistemas están alineados, mientras que la diferencia con él ángulo de base del sistema con la forma del cumulo estará relacionado con, por ejemplo, fuerzas de marea. Es decir, si la fuerza de marea es dominante es probable que este ángulo de la base del sistema sea similar al de las orientaciones de las componentes del sistema. Con respecto a la medida de estas diferencias de ángulos, dado que sólo pueden tomar ángulos entre 0 y 180 grados, por norma se consideró el menor de los ángulos suplementarios.

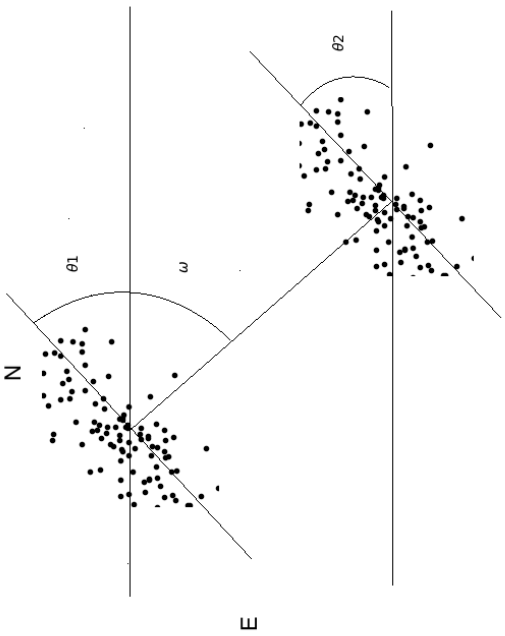


Fig. 1. Esquema de como se realiza la medición de los ángulos. Los puntos llenos simulan un cúmulo y su compañero. Las rectas paralelas horizontales van en la dirección Este-Oeste. θ_1 y θ_2 son los ángulos medidos hacia el Este del eje mayor de los cúmulos mientras que ω es el ángulo de la línea de base del sistema binario, es decir la línea que une los dos centros de los cúmulos.

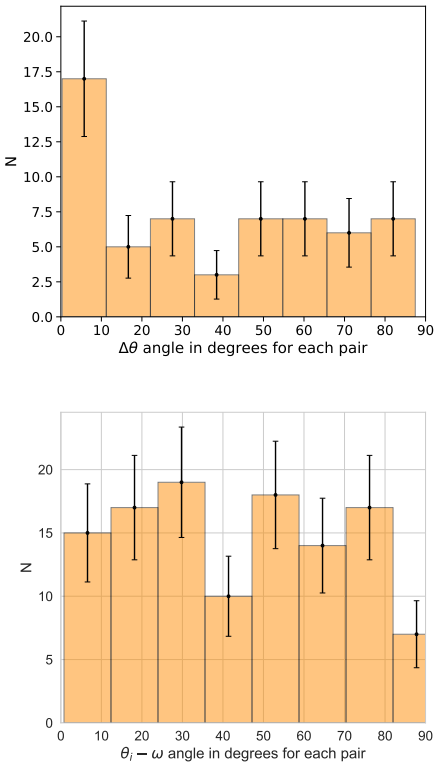


Fig. 2. *Panel superior:* La figura muestra el histograma de la diferencia de los ángulos del eje mayor proyectado en el cielo para cada par de cúmulos en el caso de los objetos jóvenes. Los errores corresponden a una distribución de Poisson. *Panel inferior:* La figura muestra el histograma de la diferencia del ángulo de la línea de base y el eje mayor para cada cúmulo de la muestra de objetos jóvenes.

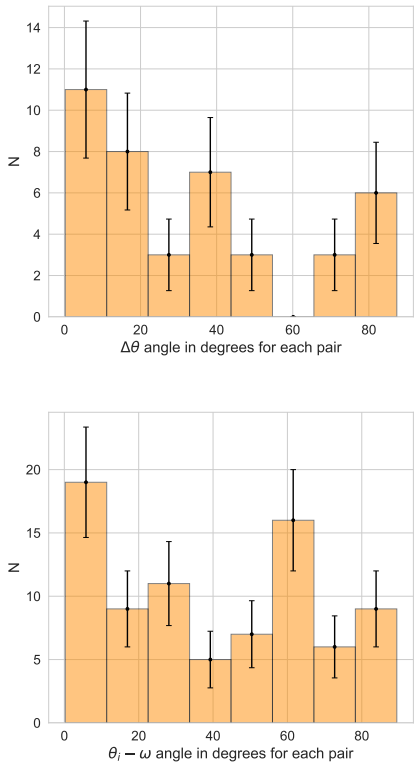


Fig. 3. Igual a la Fig. 2 pero para la muestra de los cúmulo más antiguos.

3. Resultados

3.1. Sistemas binarios jóvenes

En el panel superior de la fig. 2 se observa que una población significativa de pares de cúmulos está alineada. Sin embargo, el panel inferior de la fig. 2 indica que la línea base entre los cúmulos y el ángulo del eje mayor no parece mostrar esta característica en absoluto.

3.2. Sistemas binarios viejos

La fig. 3 (superior) muestra que la alineación del eje mayor de los cúmulos todavía existe, aunque parece no ser tan fuerte como en el caso de los más jóvenes. Por otro lado, la fig. 3 (inferior) indica que hay una correlación débil con la orientación de la línea base.

3.3. Todos los sistemas

La fig. 4 es igual a la fig. 2, pero ahora para toda la muestra. El histograma indica que algunos cúmulos aún muestran una preferencia por la alineación de su eje mayor para todas las edades.

4. Conclusiones

- En este trabajo en progreso, mostramos que el análisis de los datos muestra una tendencia en los cúmulos binarios genéticos a tener una forma alargada

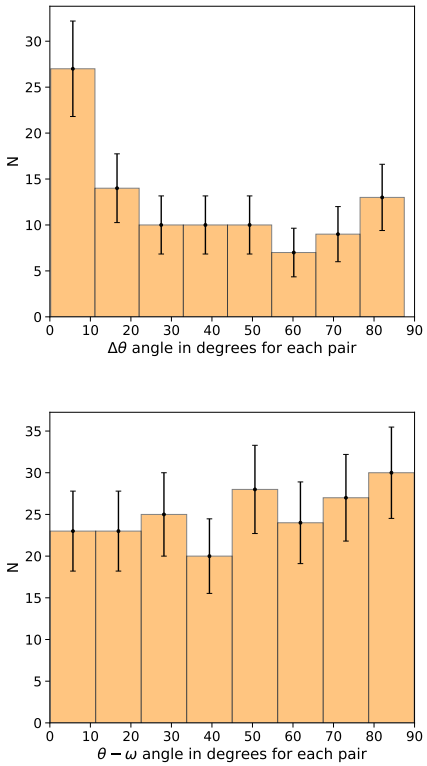


Fig. 4. Igual a la Fig. 2 pero para toda la muestra completa, sin distinguir sistemas jóvenes o viejos.

con orientaciones similares en ambas componentes del par.

- Estos resultados parecen ser independientes de la edad del sistema de cúmulos; además, esta correlación se observa en la muestra en su conjunto. Para los cúmulos jóvenes y la muestra completa, no encontramos ninguna correlación entre el ángulo de la línea base que cruza el centro de los cúmulos y su forma. Sin embargo, para los cúmulos de edad media y avanzada, la relación no es tan clara. Aunque se necesita una muestra más grande para obtener un resultado estadísticamente válido. Las fuerzas de marea entre ambos objetos pueden ser las provocadoras del efecto.
- La conclusión principal sugiere que un número significativo de cúmulos muestra orientaciones similares. Esta propiedad podría deberse a la estructura fractal que dio origen al sistema, y en muchos casos podría preservarse a lo largo del tiempo debido a la acción de fuerzas de marea entre las componentes.
- Nuestros resultados se encuentran estadísticamente en el rango de 2σ a 3σ; se necesita una muestra más grande para obtener mejores estadísticas de los datos. Sin embargo, el fenómeno parece ser real. A medida que se logre observar objetos más débiles o más lejanos, y que la astrometría continúe mejorando en precisión, será posible refinar los resultados estadísticos obtenidos. Así que sería interesante entender si estas características de los pares provienen de su formación, probablemente en un contexto de una dimensión fractal baja inicial, o si son creadas y mantenidas por las fuerzas gravitacionales de marea a medida que evolucionan en el tiempo.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP112-202101-00714), y el Programa de Incentivos (proyecto: 11/G182) de la Universidad Nacional de La Plata.

Referencias

Cartwright A., 2009, MNRAS, 400, 1427
Cartwright A., Whitworth A.P., 2004, MNRAS, 348, 589
Dehnen W., Binney J.J., 1998, MNRAS, 298, 387
Elmegreen B.G., 1997, ApJ, 486, 944
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
Goodwin S.P., 1997, MNRAS, 284, 785
Hunt E.L., Reffert S., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2403.05143
Palma T., et al., 2025, A&A, 693, A218
Priyatikanto R., et al., 2016, MNRAS, 457, 1339
van den Bergh S., 1996, ApJL, 471, L31

Estudio astrométrico y fotométrico de las estructuras en la visual a Cygnus OB2

L.G. Paíz[1,2], M.S. De Biasi[1,2], R.B. Orellana[1,2] & M.A. Corti[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Se presenta el estudio en el que se revisa el grupo *Right*, descubierto en un trabajo previo en la visual a la asociación *Cygnus OB2*. Esta última es una de las asociaciones más masivas dentro de los 2 kpc al Sol. A través de los datos del catálogo *Gaia* DR3 y en la dirección de la región centrada en las coordenadas galácticas $l = 79.8°$, $b = +0.8°$ con radio de 1° hasta G = 19.5 mag, se aplica el algoritmo HDBSCAN a los 3 parámetros astrométricos —las dos componentes de movimiento propio y la paralaje— de las estrellas de la zona. En lugar del grupo *Right* se detectan dos grupos, denominados *Right* 1 y *Right* 2, lo que sugiere que el grupo Right no es una entidad única, sino dos estructuras separadas a las cuales se les calculan los parámetros cinemáticos, estimando la distancia e identificando sus miembros. A partir de estos últimos, se realiza un estudio con las bandas fotométricas G, G_{BP} y G_{RP} de *Gaia* ajustándoles las isocronas de PARSEC v1.2; determinando así el valor de la absorción en el visual, la edad de cada grupo y los tipos espectrales de sus miembros. Se emplean los datos de las bandas NIR J, H y K de *2MASS* para el análisis del enrojecimiento. Se encuentra que los miembros de *Right* 1 y *Right* 2 son de secuencia principal, siendo las estrellas más calientes de tipo espectral B2 o B3, por lo que no se espera que hayan generado regiones de hidrógeno ionizado.

Abstract / In this work, we revisit the *Right* stellar group, recently discovered in the direction of *Cygnus OB2* association. The latter is one of the most massive associations within 2 kpc of the Sun. We take advantage of the high accuracy of *Gaia* DR3 astrometric and photometric data. We apply the *HDBSCAN* clustering algorithm to three parameters —two proper motion components and parallax— in a circular region centred at $l = 79.8°$, $b = +0.8°$ of radius 1° up to G = 19.5 mag. This leads us to detect two groups instead of the *Right* group; they are named *Right* 1 and *Right* 2. We determine their cinematic parameters, identify their members and estimate their distance. We adjust PARSEC v1.2 isochrones using *Gaia* photometric bands (G, G_{BP} and G_{RP}) and calculate visual absorption, age and spectral type of their members. For the reddening study, we use NIR bands J, H and K from *2MASS*. The *Right* 1 and *Right* 2 members are found to be Main Sequence stars, being B2 or B3 the hottest spectral types, so it is not expected to have generated H II regions.

Keywords / astrometry — parallaxes — proper motions — open clusters and associations: general

1. Introducción

Cygnus OB2 es la asociación más masiva a menos de 2 kpc del Sol. Desde la segunda mitad del siglo pasado fue estudiada con datos fotométricos y espectroscópicos en diferentes longitudes de onda para determinar poblaciones estelares, sus distancias y estimar la extinción interestelar (Maryeva et al., 2016).

Orellana et al. (2021) investigan la región analizando la distribución de movimientos propios (*Vector Point Diagram*, VPD) utilizando datos del catálogo astrométrico *Gaia* DR2 (Gaia Collaboration et al., 2018). Detectan cuatro grupos: la asociación *Cygnus OB2*, un cúmulo abierto (UBC 585) y dos grupos estelares con cerca de 200 miembros distribuidos en toda la región, a unos 1280 pc del Sol, denominados *Left* y *Right*. De estos grupos, se identifican sus miembros, se calculan los parámetros cinemáticos y se estiman las distancias. En particular, se demuestra que 33 miembros fotométricos y espectroscópicos de *Cygnus OB2* no satisfacen la membresía por movimiento propio.

El gran volumen de datos que brindan las diferentes ediciones del catálogo astrométrico *Gaia* impulsa estudios con métodos de aprendizaje automático, como los censos de cúmulos abiertos en todo el cielo y la detección de nuevos cúmulos (Cantat-Gaudin et al., 2018; Liu & Pang, 2019; Castro-Ginard et al., 2019, 2020; He et al., 2021).

El catálogo *Gaia* DR3 es el lanzamiento más reciente del catálogo *Gaia* con que cuenta la comunidad astronómica. *Gaia* DR3 mejora las precisiones de paralajes en un 30 % y los movimientos propios en un factor 2 respecto de *Gaia* DR2. Esto ha permitido mejorar el censo de cúmulos abiertos y hacer nuevos descubrimientos como los estudios de Li et al. (2022), Hao et al. (2022), Castro-Ginard et al. (2022) y Hunt & Reffert (2023).

El objetivo de este trabajo es profundizar el estudio de una de las subestructuras: el grupo *Right*, aplicando aprendizaje automático a los parámetros astrométricos

✉ *Contacto* / lpaiz@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

y fotométricos de *Gaia* DR3.

2. Datos

Se obtienen los datos astrométricos y fotométricos del catálogo *Gaia* DR3 en la región centrada en $l = 79.8°$, $b = +0.8°$ y radio 1° teniendo en cuenta:

- Magnitudes G $\leq$ 19.5 mag;
- Componentes de movimiento propio ($\mu_\alpha \cos\delta, \mu_\delta$) entre -10 y $+10$ msa año^{-1};
- Paralaje ϖ entre 0.6 y 0.9 msa;
- Error relativo en la paralaje $\frac{\sigma_\varpi}{\varpi} \leq 0.20$ para reducir errores en la transformación de paralaje a distancia;
- *renormalised unit weight error* (*RUWE*) ≤ 1.4 para garantizar una buena calidad de la solución astrométrica (Fabricius et al., 2021).

A los datos fotométricos *Gaia* en las bandas G, G_{BP} y G_{RP} se les agregan las bandas del infrarrojo cercano *JHK* del catálogo *Two Micron All Sky Survey* (*2MASS*) (Skrutskie et al., 2006).

A la lista obtenida se le eliminan las estrellas miembro de cúmulos abiertos detectados por Hunt & Reffert (2023). Finalmente, la muestra contiene 7319 estrellas.

3. Análisis

3.1. Astrométrico

Los miembros de una asociación estelar comparten las mismas características cinemáticas, por lo que sus movimientos propios muestran una sobredensidad en el VPD. Dada la gran densidad del *Gaia* DR3, se utiliza el algoritmo HDBSCAN (*Hierarchical Density Based Spatial Clustering of Applications with Noise*) de Campello et al. (2013), cuya ventaja es permitir el manejo de grandes cantidades de datos en varias dimensiones (parámetros) e identificar grupos con diferentes densidades y formas, calculando la probabilidad de membresía.

Los principales hiperparámetros son la mínima cantidad de estrellas para formar un grupo (*min_cluster_size*) y el número de estrellas en un vecindario (*min_samples*). Diferentes combinaciones de estos hiperparámetros producen diferentes grupos en términos de tamaño y cantidad. Así: i) valores pequeños de *min_samples* y *min_cluster_size* producen muchos grupos pequeños; ii) valores pequeños de *min_samples* y grandes de *min_cluster_size* generan grupos grandes; y iii) valores grandes de *min_samples* y *min_cluster_size* forman pocos grupos de gran tamaño.

La desventaja de HDBSCAN es la detección de "falsos positivos". La identificación de asociaciones reales se obtiene adoptando los siguientes criterios empíricos:

- La dispersión del movimiento propio medio del grupo debe ser ≤ 1 msa año^{-1} cuando la paralaje media del grupo es $\varpi \leq 1$ msa (Cantat-Gaudin & Anders, 2020);
- Aquellos grupos con densidad comparable a la del campo no se consideran grupos reales (Hunt & Reffert, 2021).

Para determinar el valor óptimo de *min_samples* y *min_cluster_size* se realizan numerosas corridas de HDBSCAN con diferentes combinaciones de los mismos en el rango de valores entre 5 y 80.

Luego, para cada par de estos hiperparámetros evaluamos si se cumplen los criterios empíricos para obtener la mejor caracterización de los grupos.

Finalmente, una estrella se considera miembro de un grupo cuando su probabilidad es mayor o igual a 0.5. Con los N miembros del grupo se calculan las componentes del movimiento propio medio ($\mu_\alpha cos\,\delta_g$, $\mu_{\delta\,g}$) y se calcula ϖ_g, la paralaje media ponderada por la inversa de la varianza. Una estimación de la distancia se obtiene con la inversa de ϖ_g teniendo en cuenta el punto cero de paralaje del catálogo (-0.017 msa, Lindegren et al. (2021)).

3.2. Fotométrico

Los miembros de cada grupo hallado son estudiados analizando el diagrama Color-Magnitud (CMD, por sus siglas en inglés) de los datos fotométricos proporcionados por *Gaia* DR3. Con el objetivo de conocer el período evolutivo de los mismos se emplean las isocronas PARSEC v1.2S (Bressan et al., 2012) ajustándolas con el dato de la distancia obtenido del estudio de su paralaje. El valor de extinción interestelar en la visual de la región ocupada por el grupo *Right* es desconocido. Los resultados en el tema propocionados por Wright et al. (2015) no cubren exactamente este sector de estudio. Debido a ello, se prueba un gran número de isocronas con metalicidad solar variándoles la edad y valor de Av.

Empleamos los datos fotométricos del catálogo *2MASS* para calcular el parámetro fotométrico libre de enrojecimiento $Q_{NIR} = (J - H) - 1.7(H - Ks)$(Negueruela et al., 2007), con el objetivo de evitar la degeneración intrínseca entre enrojecimiento y tipo espectral.

4. Resultados

4.1. Astrométricos

Se aplica HDBSCAN a los tres parámetros ($\mu_\alpha \cos\delta, \mu_\delta$, ϖ) observando que con *min_samples* y *min_cluster_size* iguales a 30 se encuentra la mejor caracterización del grupo *Right*. En lugar de uno, se detectan dos grupos que cumplen con los criterios empíricos de 3.1, denominados *Right* 1 y *Right* 2.

En el caso del grupo *Right* 1, se encuentran 35 miembros, componentes del movimiento propio medio $\mu_\alpha\, cos\,\delta = -0.06 \pm 0.28$ msa año^{-1}, $\mu_\delta = -3.19 \pm 0.43$ msa año^{-1}, paralaje media ponderada $\varpi = 0.69 \pm 0.01$ msa y se estima una distancia de 1415 ± 10 pc.

Para el grupo *Right* 2 se encuentran 39 miembros, componentes del movimiento propio medio $\mu_\alpha\, cos\,\delta = +0.01 \pm 0.34$ msa año^{-1}, $\mu_\delta = -3.42 \pm 0.30$ msa año^{-1}, paralaje media ponerdada $\varpi = 0.79 \pm 0.01$ msa y se estima una distancia de 1232 ± 5 pc.

La Fig. 1a) muestra el VPD de ambos grupos y la Fig. 1b) muestra sus distribuciones de paralajes con *Gaia* DR3, mientras que sus características más importantes se resumen en la Tabla 1.

Tabla 1. Datos de los grupos hallados en este trabajo.

Grupo	$\mu_\alpha\, cos\, \delta$ [msa año^{-1}]	μ_δ [msa año^{-1}]	N	Distancia [pc]	Edad $\times 10^6$ [años]	A_v [mag]
Right 1	-0.06 ± 0.28	-3.19 ± 0.43	35	1415 ± 10	20 ± 2	2.4
Right 2	$+0.01 \pm 0.34$	-3.42 ± 0.30	39	1232 ± 5	24 ± 2	1.0

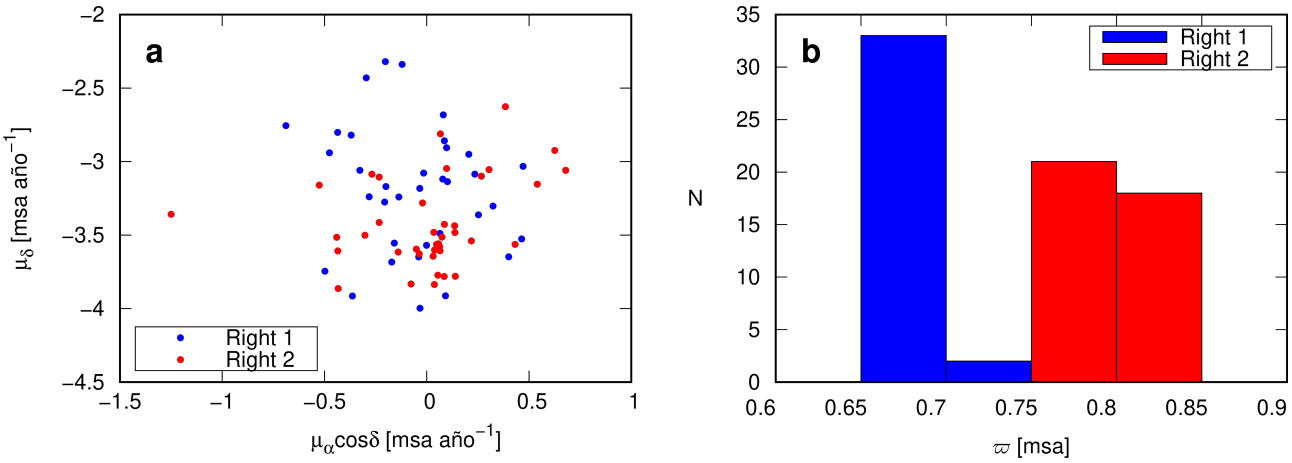


Fig. 1. a) VPD de los grupos *Right* 1 y *Right* 2 hallados en este estudio. b) Histograma de las paralajes de los grupos *Right* 1 y *Right* 2.

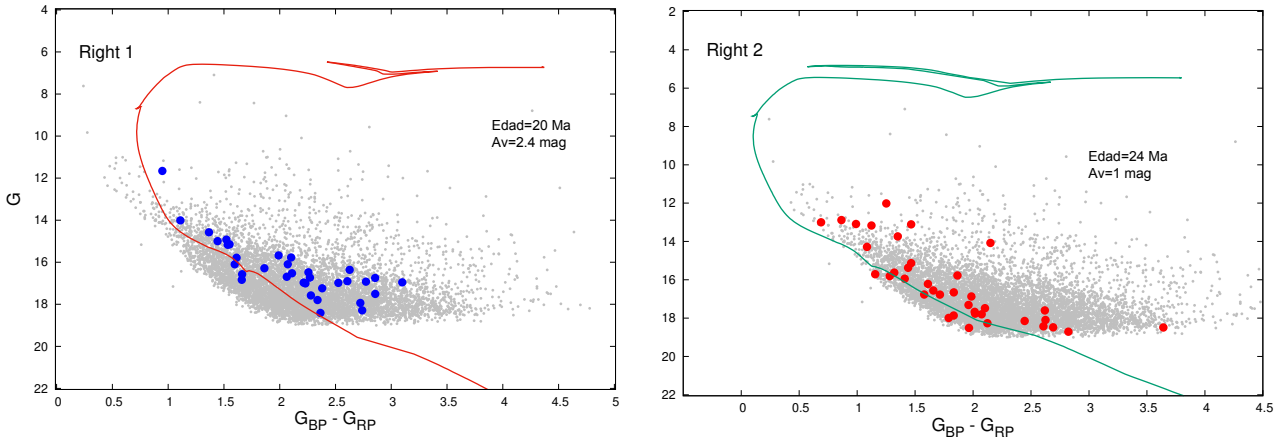


Fig. 2. CMD de los miembros de los grupos *Right* 1 (*panel izquierdo*) y *Right* 2 (*panel derecho*). La isocrona de PARSEC corregida por el valor de Av y distancia de cada grupo, indicadas en la Tabla 1, es la empleada para conocer sus edades. Los puntos grises son las estrellas de campo.

4.2. Fotométricos

Los miembros de cada grupo son estudiados con el CMD como se explica en la Subsec. 3.2 (ver Fig. 2). El valor de la extinción visual que afecta a los mismos es diferente. Ello puede deberse al hecho de que *Right* 1 se encuentra más alejado del Sol, con una formación estelar posterior. Posiblemente, sus miembros aún no terminan de barrer el material propio de la nube molecular en la que se han formado. Wright et al. (2015) estudian la extinción visual en la región central de la asociación *C*ygnus OB2 pero la misma queda por detrás de los grupos *Right* 1 y *Right* 2.

El resultado obtenido del análisis efectuado con el parámetro Q_{NIR} es que no hay presencia de estrellas con un valor de Q_{NIR} < -0.3 por lo que todas ellas son estrellas de secuencia principal con tipos espectrales tempranos o tardíos, sin presencia de estrellas de presecuencia (*PMS*, por sus siglas en inglés) o estrellas jóvenes (*YSO*, por sus siglas en inglés). En ambos grupos, la estrella más caliente tiene asociado un posible tipo espectral comprendido entre B2 y B3, por lo cual no se espera que en ese sector se haya generado una región de hidrógeno ionizado.

La Fig.3 muestra una imagen de la región galáctica donde se ubican los grupos *Right* 1 y *Right* 2, centrada en $l = 79.8°$, $b = +0.8°$, obtenida del catálogo infrarrojo *2MASS* en el filtro J. Ambos grupos comparten las mismas coordenadas centrales, y sus miembros se distribuyen en una geometría circular de radio = 1°, con apa-

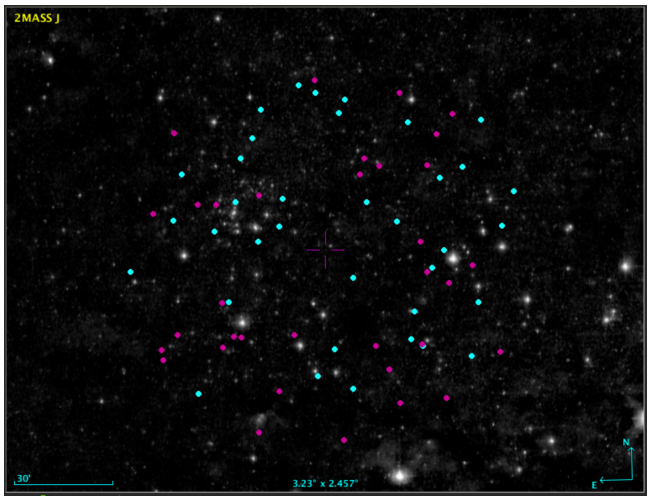


Fig. 3. Imagen de la región galáctica centrada en $l = 79.8°$, $b = +0.8°$, obtenida del catálogo infrarrojo *2MASS* en el filtro J. Círculos llenos fucsia y turquesa son los miembros de *Right* 1 y *Right* 2, respectivamente.

riencia uniforme, dejando prácticamente vacío el centro de la estructura. Los círculos llenos fucsia y turquesa son los miembros de *Right* 1 y *Right* 2, respectivamente.

5. Conclusiones

Este trabajo retoma el estudio del grupo encontrado por Orellana et al. (2021) denominado *Right*. Se utilizan los datos astrométricos y fotométricos del catálogo *Gaia* DR3 y se emplea el algoritmo HDBSCAN, permitiendo analizar magnitudes más débiles y un mayor volumen de datos.

Se detectan dos grupos, denominados *Right* 1 y *Right* 2, con características cinemáticas similares al grupo original aunque a distintas distancias, uno apenas más cercano del Sol y otro 130 pc más alejado de la ubicación del grupo *Right* original. A ellos se les efectúa un estudio fotométrico para conocer su período evolutivo y se encuentra que todos sus miembros son de secuencia principal, siendo las estrellas más calientes de tipo espectral B2 o B3, por lo que no se espera que hayan generado regiones de hidrógeno ionizado.

En un futuro, los próximos lanzamientos del catálogo *Gaia* permitirán mejorar la caracterización de estos grupos y posiblemente descubrir nuevas estructuras.

Agradecimientos: Este trabajo ha hecho uso de datos de la misión *Gaia* (`https://www.cosmos.esa.int/gaia`) de la Agencia Espacial Europea (ESA), procesados por el *Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC,* `https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium`*).*

Aquí se ha usado también el "Aladin sky atlas" desarrollado en el CDS*, Observatorio de Estrasburgo, Francia.*

Referencias

Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Campello R.J.G.B., Moulavi D., Sander J., 2013, J. Pei, V.S. Tseng, L. Cao, H. Motoda, G. Xu (Eds.), *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining*, 160–172, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg
Cantat-Gaudin T., Anders F., 2020, A&A, 633, A99
Cantat-Gaudin T., et al., 2018, A&A, 618, A93
Castro-Ginard A., et al., 2019, A&A, 627, A35
Castro-Ginard A., et al., 2020, A&A, 635, A45
Castro-Ginard A., et al., 2022, A&A, 661, A118
Fabricius C., et al., 2021, A&A, 649, A5
Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
Hao C.J., et al., 2022, A&A, 660, A4
He Z.H., et al., 2021, Research in Astronomy and Astrophysics, 21, 093
Hunt E.L., Reffert S., 2021, A&A, 646, A104
Hunt E.L., Reffert S., 2023, A&A, 673, A114
Li Z., et al., 2022, ApJS, 259, 19
Lindegren L., et al., 2021, A&A, 649, A4
Liu L., Pang X., 2019, ApJS, 245, 32
Maryeva O., et al., 2016, PASA, 33, e002
Negueruela I., et al., 2007, A&A, 471, 485
Orellana R.B., De Biasi M.S., Paíz L.G., 2021, MNRAS, 502, 6080
Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
Wright N.J., Drew J.E., Mohr-Smith M., 2015, MNRAS, 449, 741

Determinación de miembros del cúmulo abierto NGC 2910

A.R. Callen[1,2] & I. Bustos Fierro[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 22 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo se presenta un estudio del cúmulo abierto NGC 2910, en el que se determinan sus miembros empleando un algoritmo de 'machine learning' y el software Topcat sobre datos astrométricos de Gaia DR3. Además, se calcula la distancia a la que se encuentra. Como resultado, se encontró un total de 278 miembros y una distancia de d = (1.3 ± 0.4) kpc con el software Topcat. Por otra parte, se encontró un total de 234 miembros con 100 % de probabilidad de pertenencia y una distancia de d = (1.29 ± 0.06) kpc con machine learning.

Abstract / This study focuses on the open cluster NGC 2910, identifying its members using a machine learning algorithm and the Topcat software with astrometric data from Gaia DR3. The cluster's distance was also determined. Using Topcat, a total of 278 members were identified, with a distance of d = (1.3 ± 0.4) kpc. Besides, the machine learning algorithm identified 234 members with 100% membership probability and a distance of $d = (1.29 \pm 0.06)$ kpc.

Keywords / open clusters and associations: individual (NGC 2910) — methods: data analysis

1. Introducción

Los denominados cúmulos abiertos están formados por algunos cientos o pocos miles de estrellas, tienen forma irregular y se encuentran, por lo general, en las inmediaciones del plano galáctico, en regiones próximas a los brazos espirales de nuestra Galaxia (Clariá, 2007). Debido a esta ubicación típica que presentan, siempre ha sido desafiante aislarlos de las estrellas de campo. Por ese motivo, en este trabajo se puso a prueba la determinación de los miembros de un cúmulo abierto galáctico utilizando dos enfoques: primero, se realizó un análisis preliminar con el software Topcat, y posteriormente se empleó un algoritmo de aprendizaje automático (machine learning) para comparar y validar los resultados obtenidos con ambos métodos. Se eligió un cúmulo relativamente cercano y con parámetros determinados previamente en la literatura para contar también con una comparación externa, en este caso, el cúmulo abierto NGC 2910.

1.1. NGC 2910.

NGC 2910 (ver Figura 1) es un cúmulo abierto joven de la asociación Vela OB1 a una distancia de 1.4 kpc aproximadamente y con una edad de 60 Myr Giorgi et al. (2015). Sus coordenadas ecuatoriales J2000 son α = 09hs 30m 34.3s y δ = -52° 54' 47", mientras que sus coordenadas galácticas son l = 275.3186 y b = −1.1648. Por otra parte, su tamaño angular es 6.4'⋆. Como la latitud galáctica se mide a partir del plano galáctico, el hecho de que esté a una latitud b = −1.1648 indica que está cerca del plano galáctico; solo 1° hacia el sur, lo que es usual en los cúmulos abiertos. Su metalicidad es [Fe/H] = −0.04, teniendo así un Z = 0.018, similar al solar Paunzen et al. (2010). En cuanto a su enrojecimiento, en Giorgi et al. (2015) se reporta un valor de E(B − V) = 0.22.

Fig. 1. NGC 2910. Imagen extraída de @Aladin en color DSS2. Norte hacia arriba. Este hacia la izquierda. (FoV: 9'x9'). En celeste el diámetro angular.

2. Procedimiento

Los datos utilizados fueron tomados por la sonda espacial Gaia, publicados en el Data Release 3. Gaia consta de dos dispersores llamados *BP* por Blue Photometer

⋆https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/

✉ *Contacto* / ailen.callen@mi.unc.edu.ar

$(330 < \lambda < 680)$ nm, y RP por Red Photometer $(640 < \lambda < 1050)$ nm (Gaia Collaboration et al., 2023). En particular, se utilizaron los datos fotométricos (G, GBP y GRP), coordenadas ecuatoriales, paralaje y movimientos propios. Para este análisis, se utilizaron datos correspondientes a un campo de 15 minutos de radio. En dicho campo, se descargaron 41648 fuentes del catálogo Gaia, de las cuales se seleccionaron 34653 que contaban con una solución de cinco parámetros: posición, movimiento propio y paralaje.

2.1. Análisis mediante el software Topcat.

Para realizar una primera determinación de los miembros del cúmulo abierto NGC 2910 se utilizó el software 'Topcat'(Taylor, 2005), un graficador visual e interactivo que permite manipular tablas con una gran cantidad de datos. Para esto, lo primero que se hizo fue analizar un diagrama de movimientos propios y seleccionar aquellas estrellas con movimientos propios similares, ya que en un cúmulo se asume que sus estrellas miembros son cinemáticamente similares. Aunque presentan cierta dispersión en sus velocidades, comparten aproximadamente el mismo movimiento propio. De esta manera, se creó el primer subconjunto. Posteriormente, se filtraron los datos para seleccionar estrellas con paralajes entre 0 y 1.5", formando así el subconjunto *cluster*. Este rango se eligió tras analizar el histograma de paralajes ya que éste indicaba una mayor concentración de datos en ese intervalo. Esta selección se basó en la suposición de que todas las estrellas del cúmulo están aproximadamente a la misma distancia, y que la dispersión en las paralajes se debe a errores de medición y no a diferencias físicas en la distancia. El resultado de esta selección puede verse en la Figura 2. Por último, se creó un nuevo subconjunto llamado 'good distance', donde se seleccionaron solo los datos de paralaje que tenían un error relativo porcentual menor al 10 %. Este último subconjunto, que consta de 278 miembros, fue el que se eligió como representativo del cúmulo NGC 2910. En la Figura 3 se muestra el diagrama color-magnitud (DCM) final con las estrellas seleccionadas. Adicionalmente, el software Topcat tiene una herramienta de estadística que permite calcular la distancia promedio a través de la paralaje mediante la expresión d = 1000[pc]/paralaje[mas], donde la paralaje utilizada fue el promedio de las paralajes de las 278 estrellas seleccionadas como miembros.

2.2. Implementación de machine learning

Por su simplicidad y facilidad de uso, para este trabajo se usó el algoritmo de *clustering* dbscan (Density-Based Spatial clustering of Applications with Noise), con los códigos proporcionados por la librería Scikit-Learn (Pedregosa et al., 2011). El algoritmo dbscan considera los cúmulos como áreas de alta densidad separadas por áreas de baja densidad. Se ensayaron diferentes espacios multidimensionales, con distintas combinaciones de coordenadas (α , δ), movimientos propios ($\mu\alpha$, $\mu\delta$), proyección gnomónica (X, Y) y paralaje (ϖ).

En dos dimensiones: [μ_α, μ_δ]

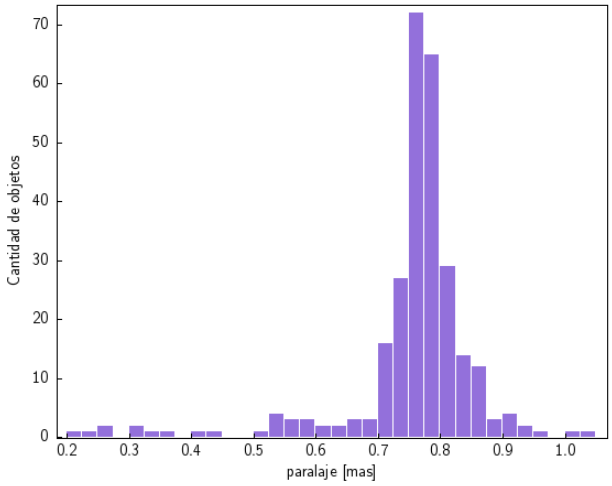


Fig. 2. Histograma de paralaje de las estrellas seleccionadas como miembros con el software Topcat

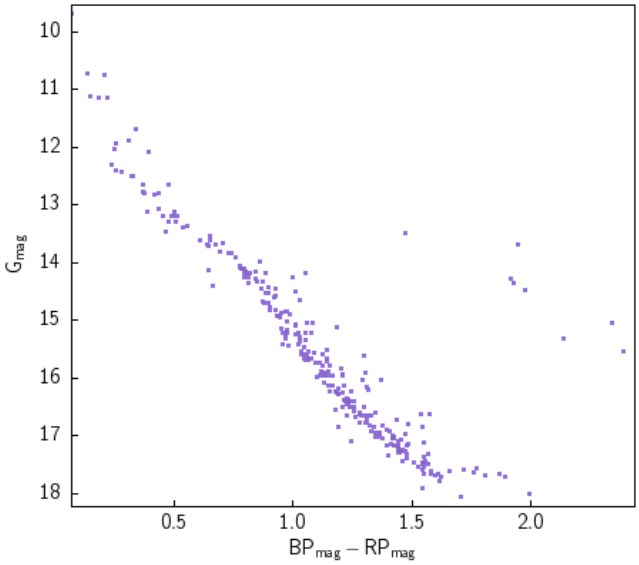


Fig. 3. DCM de las estrellas seleccionadas como miembros con el software Topcat

En tres dimensiones: [μ_α, μ_δ, ϖ]

En cuatro dimensiones: [μ_α, μ_δ, α , δ], [μ_α, μ_δ, X, Y]

En cinco dimensiones: [μ_α, μ_δ, X, Y,ϖ], [μ_α, μ_δ, α , δ, ϖ]

Se tuvo en cuenta la proyección gnomónica, además de las coordenadas de ascensión recta y declinación. Esto se debe a que dicha proyección simula la formación de la imagen en el plano focal del telescopio. En otras palabras, estas coordenadas son referentes a un plano tangente a la esfera celeste centrado en las coordenadas α y δ del cúmulo. Al emplear un plano tangente, se evitan las diferencias ocasionadas al medir las coordenadas sobre los meridianos, especialmente en una declinación como la de NGC 2910, que se encuentra bastante alejada del ecuador.

De todas las combinaciones de espacios multidimensionales, se eligió el de 3 dimensiones dado por [$\mu\alpha$, $\mu\delta$,

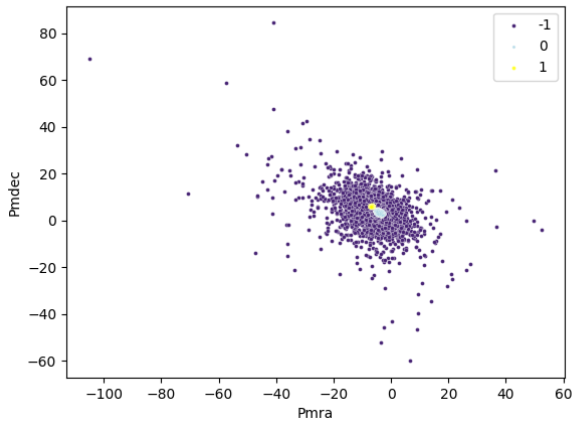


Fig. 4. Resultado de la identificación de *clusters* del algoritmo dbscan en un diagrama de movimientos propios, expresados en milisegundo de arco por año [mas/yr].

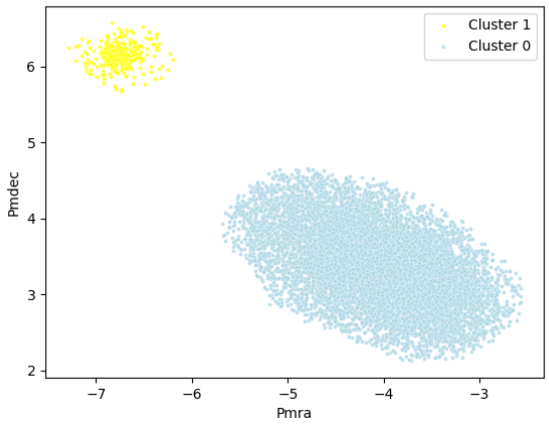


Fig. 5. Movimientos propios (en milisegundo de arco por año [mas/yr]) del *cluster* 0 (celeste) y el *cluster* 1 (amarillo).

ϖ] ya que era el que proporcionaba mejores resultados.

Como los *features* utilizados en cada prueba combinan distintas escalas, lo primero que se realizó fue una normalización de los datos. Para ello se usó una normalización dada por la librería Scikit-Learn, que está descripta por la ecuación 1. Esta normalización se eligió porque utiliza valores que son menos propensos a los valores atípicos como son la mediana y los cuartiles

$$X_{(norm)} = \frac{X - X_{(med)}}{Q_3 - Q_1} \quad (1)$$

Una vez normalizados los datos y elegido el espacio en el que se va a trabajar, se aplicó el algoritmo dbscan y como se puede observar en la Figura 4 y Figura 5, el algoritmo detecta 2 sobredensidades etiquetadas como 0 y 1, y un fondo que considera ruido etiquetado con -1. Analizando cada una de ellas vimos que el cúmulo abierto NGC 2910 es identificado y etiquetado bajo el número 1, mientras que el etiquetado como 0 simplemente corresponde al fondo, cuya distribución de movimiento propio tiene un pico en ese rango, y como el algoritmo utiliza los movimientos propios como *feature* , se produce esta identificación de un segundo *cluster*.

2.3. Probabilidad de pertenencia al cúmulo

Si bien en la sección anterior se detectaron los posibles miembros del cúmulo NGC 2910, el algoritmo no provee una medida de la probabilidad (o certeza) de pertenencia de esos objetos. Para lograr esto, se realizó una simulación Monte Carlo que consiste en generar nuevos conjuntos de datos a partir de un corrimiento aleatorio de los datos originales. Se realizaron 10 simulaciones, cada una con un corrimiento proporcional al error de cada *feature* de cada dato, o sea, el corrimiento se hizo a partir de generar números aleatorios con distribución gaussiana, centrada en el dato correspondiente y con desviación estándar igual al error de ese dato. Luego, se aplicó el mismo algoritmo con los mismos parámetros a cada una de las 10 simulaciones para hacer una comparación de los miembros detectados en cada corrida. Entonces, si vemos en cuántas simulaciones aparece como miembro del cúmulo cada estrella, podremos asignarle una medida de probabilidad de pertenencia. Asignándole 100 % de probabilidad de ser miembro a los objetos que aparecen en las 10 simulaciones, 90 % a los que aparecen en 9 de 10 simulaciones y así sucesivamente. Luego, en la Figura 6 presentamos el DCM final con los miembros encontrados e indicando la probabilidad de pertenencia a través de la escala cromática y en la Figura 7 se observa el histograma de paralaje utilizado para calcular la distancia al cúmulo a través de este método.

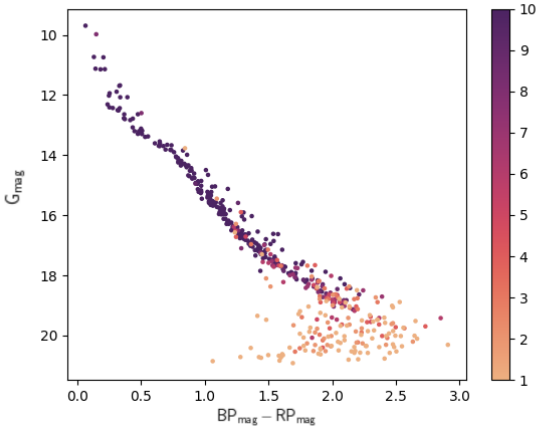


Fig. 6. DCM de las 10 simulaciones MonteCarlo. El código de colores indica la cantidad de simulaciones en las que la estrella resultó miembro del cúmulo. Siendo 10 el 100 % y 1 el 10 %.

3. Resultados

Mediante el análisis realizado con el software Topcat, se identificaron un total de 278 estrellas pertenecientes al cúmulo NGC 2910 a través del estudio de sus movi-

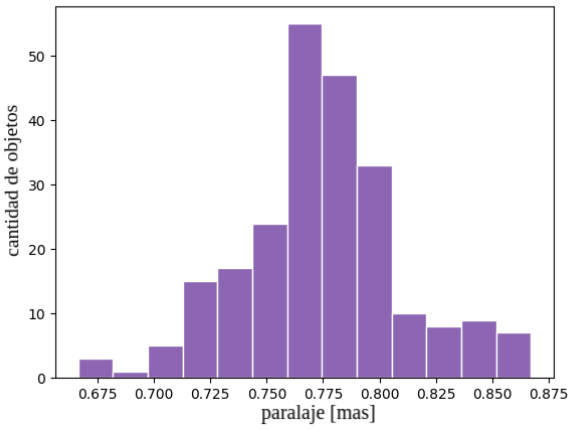


Fig. 7. Histograma de paralaje de los miembros determinados con dbscan con 100 % de probabilidad de pertenencia.

mientos propios y paralajes. Además, utilizando la relación entre la paralaje y la distancia, se determinó que el cúmulo abierto NGC 2910 se encuentra a una distancia de d = (1.3 ± 0.4) kpc.

Por otro lado, en la Tabla 1 se presenta la cantidad de miembros identificados mediante el algoritmo dbscan, junto con su probabilidad de pertenencia al cúmulo, calculada a partir de la simulación de Monte Carlo. De este análisis, se obtuvo que 234 estrellas tienen la mayor probabilidad de pertenecer al cúmulo. Utilizando las paralajes de estos 234 objetos, se calculó la distancia a NGC 2910, obteniendose un valor de d = (1.29 ± 0.06) kpc.

Tabla 1. Cantidad de miembros con su probabilidad de pertenencia al cúmulo NGC 2910

.

Probabilidad de pertenencia[%]	Cantidad de miembros
100	234
90	21
80	11
70	21
60	17
50	10
40	19
30	25
20	32
10	91

4. Conclusiones

En este trabajo se determinó la cantidad de miembros del cúmulo abierto NGC 2910, el movimiento propio promedio de sus miembros, como también su distancia a través de parámetros astrométricos con datos de Gaia DR3 (Tabla 2). En cuanto al análisis con el software Topcat, podemos concluir que es una herramienta muy útil para obtener una idea aproximada de la cantidad de miembros, pero tiene la desventaja de que no proporciona ningún tipo de certeza sobre la pertenencia de esos miembros. Por el contrario, la determinación de miembros con el algoritmo dbscan y su combinación con simulaciones Monte Carlo nos proporciona una cantidad de miembros similar a las obtenidas con Topcat, pero con la ventaja de que se le asignó una determinada probabilidad de pertenencia a cada estrella. Teniendo esto en cuenta, de acuerdo a la tarea que se quiera realizar con los datos del cúmulo, se pueden tomar distintos niveles de completitud y contaminación según se considere conveniente. Por otro lado, con respecto al cálculo de la distancia, la proporcionada por el software Topcat posee una incerteza mucho mayor a la determinada a partir de los miembros detectados por el algoritmo dbscan debido a la gran dispersión en las paralajes de los posibles miembros, como se puede notar en la Figura 2. De todos modos, notamos que ambas determinaciones son consistentes mutuamente.

Finalmente, se incluyeron en la Tabla 2 resultados previos disponibles en la literatura correspondientes a los trabajos de Cantat-Gaudin et al. (2020) (CG 2020) y Hunt & Reffert (2023) (HR 2023). De la comparación con estos trabajos, observamos que tanto las distancias como los movimientos propios reportados se encuentran dentro del rango de valores obtenidos en este estudio, lo que indica que nuestros resultados son consistentes y comparables con los previamente determinados en la literatura.

Tabla 2. Distancia, número de miembros, movimientos propios y probabilidad de pertenencia obtenido con los dos métodos utilizados. Ademas se muestran los valores reportados por Cantat-Gaudin et al. (2020) (CG 2020) y Hunt & Reffert (2023) (HR 2023).

Método	Nº miembros	Distancia [kpc]	Pmra [mas/yr]	Pmdec[mas/yr]	Probabilidad
Topcat	278	1.3 ± 0.4	–	–	–
	266	–	–	–	> 80
Dbscan	255	1.29 ± 0.06	-6.7 ± 0.2	6.1 ± 0.1	> 90
CG 2020	118	1.26	-6.802	6.159	> 70
HR 2023	422	1.22	-6.763	6.149	> 50

Agradecimientos: Los autores agradecen a la FaMAF, al OAC y al COL por hacer posible la participación en la 66° RAAA.

Referencias

Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Clariá J.J., 2007, *Astronomía General 1, Parte Astrofísica*, Universidad Nacional de Córdoba
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Giorgi E.E., et al., 2015, NewA, 40, 87
Hunt E.L., Reffert S., 2023, A&A, 673, A114
Paunzen E., et al., 2010, A&A, 517, A32
Pedregosa F., et al., 2011, Journal of Machine Learning Research, 12, 2825
Taylor M.B., 2005, P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 347, 29

Estudio de cúmulos abiertos posiblemente relacionados

E.E. Giorgi[1,2] , M.A. De Laurenti[3], M.M. Leiva[1], G.I. Perren[4.5] & R.A. Vázquez[1]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, 1900 La Plata, Argentina,*
[3] *Observatorio Astronómico Municipal "Ing. Angel Di Palma", Mercedes (Bs.As.), Argentina,*
[4] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Rosario, Argentina,*
[5] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Rosario, Argentina*
[6] *Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Rosario, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En los últimos años se ha incrementado la cantidad de cúmulos abiertos detectados y catalogados en la Vía Láctea. Algunos de estos cúmulos se encuentran en posiciones muy próximas entre sí, y esto ha sugerido que podrían estar también relacionados físicamente. En este trabajo se utilizan datos provenientes de *Gaia* DR3 en combinación con observaciones fotométricas *UBVI* de algunas regiones seleccionadas para analizar casos en donde los cúmulos podrían estar relacionados y formar parte de sistemas binarios o múltiples.

Abstract / In recent years, the number of open clusters detected and catalogued in the Milky Way has increased. Some of these clusters are located in very close positions to each other, and this has suggested that they could also be physically related. In this work, data from *Gaia* DR3 are used in combination with *UBVI* photometric observations of some regions to analyze cases where clusters could be related and form part of binary or multiple systems.

Keywords / (Galaxy:) open clusters and associations: general — techniques: photometric

1. Introducción

En los últimos años se ha incrementado la cantidad de cúmulos abiertos detectados y catalogados en la Vía Láctea. Algunos de estos cúmulos se encuentran en posiciones muy próximas entre sí, y esto ha sugerido que podrían estar también relacionados físicamente. En este trabajo se utilizan datos provenientes de Gaia DR3 en combinación con observaciones fotométricas UBVI de algunas regiones seleccionadas para analizar casos en donde los cúmulos podrían estar relacionados y formar parte de sistemas binarios o múltiples. Casado (2021) y Song et al. (2022) estudiaron varios grupos de cúmulos abiertos que podrían estar relacionados entre sí. Los cúmulos abiertos se forman en nubes moleculares gigantes y se podrían formar grupos de cúmulos relacionados (Camargo et al. (2016)). de La Fuente Marcos & de La Fuente Marcos (2009) plantea que los grupos de cúmulos pueden deberse a la formación simultánea de los cúmulos, o a un proceso de formación secuencial, o capturas por efectos de marea, trampas resonantes o simplemente ser pares ópticos, ya que los cúmulos con separaciones angulares pequeñas no necesariamente deben estar físicamente relacionados. En nuestro trabajo se seleccionaron dos regiones del cuarto cuadrante galáctico en las cuales estudiamos varios cúmulos abiertos a partir de observaciones fotométricas *UBVI* obtenidas con el telescopio de 2.15m Jorge Sahade, ubicado en San Juan, Argentina ⋆.

Se utilizaron también datos de paralajes, movimientos propios y fotometría *G y Bp-Rp* provistos por *Gaia DR3*. A las paralajes se le aplicaron las correcciones propuestas por Lindegren et al. (2021). Con todos estos datos se obtuvieron los parámetros de cada cúmulo utilizando los códigos *pyupmask* (Pera et al. (2021)) y *ASteCA* (Perren et al. (2015)). El código *pyupmask* permite hacer un análisis sobre la probabilidad de cada estrella de ser miembro del cúmulo estudiado.

Se realiza un estudio de las posiciones, movimientos propios y paralajes, asignándole automáticamente, y sin la supervisión del usuario, a cada una de las estrellas una probabilidad de pertenencia a un cúmulo. De esta manera con el uso de *pyUPMASK* es posible separar las estrellas que son posibles miembros del cúmulo de las estrellas de campo. El programa *pyUPMASK* está escrito en *Python* y basado en el código *UPMASK* (Krone-Martins & Moitinho, 2014) e introduce varias mejoras logrando que la distinción de las estrellas miembros de un cúmulo sea más eficiente. Naturalmente, el programa asigna probabilidades entre 0 y 1. En este trabajo se decidió considerar como posibles miembros aquellas estrellas con probabilidad mayor o igual a 0.70.

Una vez separadas las estrellas con mayor probabi-

⋆Basado en datos adquiridos en el Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.(código: JS-2023B-17)

✉ *Contacto* / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

Tabla 1. Datos calculados de NGC 3572 y Hogg 10.

Cúmulo	distancia	$\mu_\alpha \cos\delta$	μ_δ	*E(B-V)*	metalicidad (Z)	*Log (Edad)*
NGC 3572	2575 ±15 pc	-6.3 [mas/yr]	1.92 [mas/yr]	0.160 ±0.174	0.0023 ±0.0081	7.243 ±0.223 (17.37 Myr)
Hogg 10	2488 ±15 pc	-6.18 [mas/yr]	1.87 [mas/yr]	0.427±0.020	0.0123 ±0.0033	7.110 ±0.050 (12.8Myr)

Tabla 2. Datos calculados de VDBH 72 y NGC 2910

Cúmulo	distancia	$\mu_\alpha \cos\delta$	μ_δ	*E(B-V)*	metalicidad (Z)	*Log (Edad)*
VDBH 72	5550 ±15 pc	-4.51[mas/yr]	3.34[mas/yr]	1.030 ± 0.290	0.0147±0.007	8.451±0.765 (282.4 Myr)
NGC 2910	1234±5 pc	-6.7[mas/yr]	6.08 [mas/yr]	0.244±0.070	0.0102 ±0.0049	8.390 ±0.04 (245.4 Myr)

lidad de ser miembros de cada uno de los cúmulos estudiados se analizaron los datos fotométricos correspondientes a las estrellas seleccionadas utilizando el código *ASteCA*. Este código provee un análisis Bayesiano de las paralajes y movimientos propios y provee valores promedio para las distancias y los movimientos propios de cada cúmulo. Adicionalmente mediante el análisis de la fotometría es posible estimar los valores de la metalicidad, exceso de color y edad del cúmulo.

2. Región de NGC 3572 y Hogg 10

Song et al. (2022) propusieron que existía una relación entre los cúmulos abiertos NGC 3572 ($\alpha_{2000} = 11:10:33.6; \delta_{2000} = -60:17:38$ $l = 290.7423, b = +00.1683$) y Hogg 10 $\alpha_{2000} = 11:10;39.1; \delta_{2000} = -60:23:06$, $l = 290.7873, b = +00.0884$) ubicados en la constelación de Carina. Con el fin de estudiar la existencia de esta relación realizamos el análisis de los daros correspondientes a ambos cúmulos, obteniéndose los resultados mostrados en la Tabla 1.

Como puede observarse los valores de distancia, movimientos propios, metalicidades y edades son similares, mientras que encontramos una diferencia en el exceso *E(B-V)*. La coincidencia en distancias, movimientos propios, metalicidades y edades favorece la hipótesis de que se trata de cúmulos relacionados, miemtras que la diferemcia en *E(B-V)* se debe a que la cantidad de material interestelar ubucado por delante de ellos es distinta.

En esta región se encuentran también en las proximidades los cúmulos Hogg 11 (distancia 3700 pc), Collinder 240 (distancia 4800 pc) y Loden 309 (distancia 2000 pc) . Estas distancias a la que se ubican permiten descartar la posible relación de estos cúmulos con NGC 3572 y Hogg 10 quienes se encuentran a alrededor de 2500 pc.

3. Región de VDBH 72

El cúmulo abierto VDBH 72 ($\alpha_{2000} = 09:31:21.1; \delta_{2000} = -53:02:24$, $l = 275.4911; b = -01.177$) está ubicado en la constelación de Vela. Muy próximo angularmente a este cúmulo se encuentra NGC 2910 ($\alpha_{2000} = 09:30:34, \delta_{2000} = -52:54:47$, $l = 275.318; b = -01.164$). En una posición coincidente con VDBH 72, Hao et al. (2022) plantea la existencia del cúmulo OC 0516 ($\alpha_{2000} = 09:31:24; \delta_{2000} = -53:06:36$). Del análisis de los datos se obtienen los resultados resumidos en la Tabla 2. Si bien se encuentran coincidencias en los movimientos propios y edades entre los cúmulos VDBH 72 y NGC 2910 se estima una diferencia de más de 4000 pc entre ambos, lo que sugiere que no habría relación entre ellos. Por otra parte no encontramos evidencias claras de la existencia del cúmulo OC 0516 y podría tratarse solamente de un subgrupo de VDBH 72 y no de un cúmulo real.

4. Conclusiones

En este trabajo se han analizado los cúmulos abiertos localizados en dos regiones distintas del cuarto cuadrante galáctico y se han estudiado las posibles relaciones entre sí de los cúmulos de cada una de las regiones. En base a los valores obtenidos para sus distancias, paralajes, movimientos propios, metalicidades y edades se ha confirmado la posible relación entre los cúmulos NGC 3572 Y Hogg 10. Mientras que no se han encontrado evidencias de que exista relación entre los cúmulos VDBH 72 y NGC 2910.

Referencias

Camargo D., Bica E., Bonatto C., 2016, A&A, 593, A95
Casado J., 2021, Astronomy Reports, 65, 755
de La Fuente Marcos R., de La Fuente Marcos C., 2009, A&A, 500, L13
Hao C.J., et al., 2022, A&A, 660, A4
Krone-Martins A., Moitinho A., 2014, A&A, 561, A57
Lindegren L., et al., 2021, A&A, 649, A4
Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Song F., et al., 2022, A&A, 666, A75

Estudio del cúmulo globular NGC 6316 a partir de su espectro integrado de la biblioteca "WAGGS"

A. Martinez-Bezoky[1,2], A.L. García[1,2], L.R. Vega-Neme[2,4] & A.V. Ahumada[2,3]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo se presenta el análisis del cúmulo globular galáctico NGC 6316, basado en espectros integrados obtenidos del *"WiFes Atlas of Galactic Globular Spectra" (WAGGS)*. Aplicando técnicas de síntesis espectral, se derivan valores de edad y metalicidad. Los resultados sugieren la presencia de poblaciones estelares múltiples, ya que la síntesis espectral de NGC 6316 revela la presencia de dos poblaciones estelares simples dominantes, una correspondiente a una edad de 2-3 $\times$ 10^9 años y la otra con edades mayores a 10^{10} años.

Abstract / In this work we present the analysis of the galactic globular cluster NGC 6316, which is based on integrated spectra obteined from the *"WiFes Atlas of Galactic Globular Spectra" (WAGGS)*. By applying spectral synthesis techniques we derive the age and metalicity. The results suggest the presence of multiple stellar populations, since the spectral synthesis of NGC 6316 reveals the presence of two dominant simple stellar populations, one corresponding to an age of 2-3 $\times$ 10^9 years and the other with ages greater than 10^{10} years.

Keywords / (Galaxy:) globular clusters: individual (NGC6316) — techniques: spectroscopic — methods: data analysis

1. Introducción

Un cúmulo estelar (CE) es un grupo de estrellas coetáneas, es decir, nacidas al mismo tiempo y de una misma nube molecular, que comparten una composición química inicial (Cantat-Gaudin, 2022). Estas estructuras se consideran los bloques fundamentales de las galaxias que las albergan, por lo que su estudio proporciona información valiosa sobre los procesos de formación estelar y la historia de la evolución química de las galaxias en general. Dentro de este contexto, los cúmulos globulares (CG) adquieren una relevancia particular debido a su papel como trazadores de la evolución galáctica (Greggio & Renzini, 2011).

En particular los CG galácticos, agrupaciones compactas de numerosas estrellas pobres en metales, presentan edades, que, en promedio, rondan los 10^{10} años (aproximadamente 8×10^9 años hasta la edad del Universo). Actualmente, en la Vía Láctea (VL), de acuerdo al trabajo de Baumgardt & Vasiliev (2021), se encuentran catalogados 162 CG, buena parte de los cuales se presentaban en el catálogo de Harris (1996). Es de esperar que el número de CG conocidos siga creciendo, ya que varios estarían ocultos por el plano de la Galaxia (Beasley, 2020).

Tradicionalmente, los CG se han considerado como poblaciones estelares simples (PES), es decir, conjuntos de estrellas de igual edad y composición química. Sin embargo, algunas investigaciones han evidenciado la presencia de múltiples poblaciones estelares (MPE) en muchos CG, lo que implica la coexistencia de estrellas con diferentes edades y/o composiciones químicas en un mismo cúmulo (Renzini et al., 2022). Este fenómeno desafía las definiciones clásicas y genera nuevas incógnitas en torno a los mecanismos de formación y evolución de estos CE.

En contraste con las PES, si se presentan sistemas estelares que albergan estrellas de diferente composición química inicial y diferentes edades, aunque estas diferencias sean pequeñas, estaríamos frente a MPE (Gratton et al., 2019). Éste sería el caso de de gran parte de los CG, con mayor probabilidad de presentarse en los más viejos.

Aún no está claro qué propiedades de los CG determinan con precisión la presencia de MPE en ellos, pero hasta el momento, el parámetro más importante que determina la evolución dentro de un cúmulo sería su masa original. Ésta puede ser muy diferente de la masa actual porque los CG tienen una evolución dinámica sustancial, ya que los cúmulos más antiguos han perdido al menos el 30 % de su masa original. Se cree que este parámetro es crucial, ya que en el estudio de MPE se hizo evidente que casi todos los CG antiguos albergan MPE y que hasta ahora ninguno de los cúmulos abiertos las tiene (Bragaglia et al., 2012). Bastian & Lardo (2018), señalaron que los cúmulos más masivos serían capaces de retener las eyecciones estelares de una primera generación de estrellas y formar otras de segunda generación con ese material enriquecido. En este escena-

✉ *Contacto* / alejandra.martinez.bezoky@mi.unc.edu.ar Research article

rio, al menos una parte del contenido estelar de los CG pertenecería a la segunda generación. Todo esto indica que los CG podrían contener poblaciones estelares de diferentes edades y metalicidades, lo cual se evidencia en sus espectros. El estudio de las MPE en CG no es un tema cerrado, tal como lo indican Cadelano et al. (2024) analizando de manera minuciosa al CG NGC 3201.

En este trabajo se evalúan los modelos de síntesis de poblaciones estelares y las técnicas de análisis utilizadas en el estudio de los CG, aplicados a NGC 6316, un CG perteneciente a la VL. Para ello, utilizamos el Atlas de Espectros de CG Galácticos *WAGGS* (Usher et al., 2017), y STARLIGHT, un código de síntesis espectral (Cid Fernandes et al., 2005).

2. Metodología

2.1. Síntesis espectral

La síntesis espectral es una herramienta que busca determinar la combinación de espectros individuales que mejor reproduzca el espectro del objeto. Existen dos tipos de síntesis espectrales de poblaciones estelares: la síntesis evolutiva, que usa los conocimientos obtenidos de la evolución estelar y asume expresiones analíticas para función inicial de masa (*Initial Mass Function, IMF* por sus siglas en inglés), el enrrojecimiento, etc; y la síntesis empírica, que trata de modelizar el espectro observado como una combinación de espectros individuales de estrellas, sean éstos observacionales o sintéticos (provenientes de modelos de atmósferas estelares).

Existe una variedad de códigos que realizan síntesis espectral. Para nuestros análisis decidimos utilizar el código STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2005), el cual se basa en ajustar el espectro observado como una combinación lineal de espectros de PES. De esta manera, el código utiliza técnicas de cómputo desarrolladas para la síntesis empírica con resultados de la síntesis evolutiva (Vega-Neme & Ahumada, 2024).

En este trabajo se utilizó la base de Bruzual & Charlot (2003) en su versión actualizada del 2009 (CB09), compuesta por 150 PES, obtenidas con los caminos evolutivos (es decir las isócronas) de Padova94, la librería de espectros estelares *MILES* (Sánchez-Blázquez et al., 2006), observados entre 3500 Å y 7500 Å, pesados por una *IMF* de Chabrier (2003). Las 150 PES de la base comprenden 6 abundancias $Z/Z_{\odot} = 0.005, 0.02, 0.2, 0.4, 1$ y 2.5, y 25 edades que van desde 1×10^6 años hasta 1.5×10^{10} años.

2.2. Espectro *WAGGS*

El *WiFeS Atlas of Galactic Globular Spectra - WAGGS* (Usher et al., 2017) es una biblioteca de espectros integrados de CG de la VL y del Grupo Local. Su utilidad principal es determinar parámetros astrofísicos de estos sistemas, y se puede usar para probar modelos de síntesis de poblaciones estelares obtenidos con espectrógrafo de campo integral *WiFes* instalado en el telescopio de 2.3 m de la *Australian National University* ⋆. Los espectros integrados abarcan de 3300 a 9050 Å con resolución R∼6800, y corresponden a una región de 25"×38". Las observaciones contienen 64 CG de la VL, 3 de Fornax, 14 de la Nube Mayor de Magallanes, y 5 de la Nube Menor. Los datos de la literatura (obtenidos mediante técnicas fotométricas) arrojan un amplio rango de edades (entre 1×10^7 y 13.5×10^9 años) y metalicidades ($-2.4 < [Fe/H] < -0.1$, i.e. $0.004 < Z/Z_{\odot} < 0.08$). Es importante mencionar que los cúmulos que observaron con edades menores a 8×10^9 años pertenecen a otras galaxias, ya que al tener cada una de ellas una historia evolutiva diferente, sus cúmulos también presentan diferencias en edad y metalicidad.

⋆ `https://rsaa.anu.edu.au/observatories/instruments/wide-field-spectrograph-wifes`

Fig. 1. Imagen 10'x6' de NGC 6316 en el filtro I, obtenida en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, OAC-UNC (EABA). Norte hacia arriba, Este hacia la izquierda.

3. Síntesis espectral de NGC 6316

NGC 6316 es un CG perteneciente a la VL ubicado a 11.3±0.3 kpc del Sol, en las coordenadas J2000:
α = 17h 13m 28s, δ = -28° 5' 8"(Deras et al., 2023) (Fig. 1).

Para realizar la síntesis espectral de este CG, se utilizó su espectro integrado del *WAGGS* y el código STARLIGHT con la base de CB09. Se restringió el análisis al rango espectral entre 3500 a 7500 Å ya que es donde la librería *MILES* (que utiliza la base CB09) presenta mayor resolución ($\sim$ 2.3 Å), por lo que el código trabaja mejor en este rango (Gomes, 2009).

Inicialmente, se realizó la síntesis utilizando el espectro en el rango espectral mencionado, con la base completa (150 PES). La síntesis resultante no proporcionó contenido estelar correspondiente a poblaciones edades menores a 1×10^9 años, como así tampoco metalicidades sobresolares ni demasiado pobres. Es decir, el código no necesitó de las PES con edades jóvenes ni metalicidades extremas, lo cual es coherente con las características del contenido estelar de CG. Posteriormente, en base a este criterio astrofísico, se decidió restringir la base a 36 PES que abarcan un rango etario de 1×10^9 años hasta 1.5×10^{10} años, y un rango de abundancias químicas Z de 0.0004 a 0.02 ($Z/Z_{\odot}$ = 0.02 a 1, $[Fe/H]$ = -1.7 a 0).

Con esta nueva base de PES se realizaron nuevos ajustes: a los fines de explorar la dependencia de los ajustes según el rango espectral elegido, se realizaron

Tabla 1. Resultados de la síntesis espectral de NGC 6316. Se presentan las contribuciones de las poblaciones más relevantes.

Región Espectral	Contribución	Edad 10^9años	$Z/Z_\odot$
Completo	33 %	15	0.02 y 0.2
(3500 − 7500 Å)	67 %	1-3	0.2 y 0.4
Azul	41 %	2.5	0.02
(3500 − 5500 Å)	59 %	15	0.2 y 1
Rojo	13 %	6.3	0.4
(5500 − 7500 Å)	87 %	1-3	0.4

tres síntesis espectrales correspondientes al espectro en el rango espectral completo (3500 Å a 7500 Å), teniendo en cuenta sólo la región azul (3500Å a 5500 Å), y considerando sólo la región roja (5500Å a 7500 Å).

Las Figuras 2, 3 y 4 muestran los resultados obtenidos. Para cada una de las figuras se presentan la comparación entre el espectro observado y el modelo que se obtuvo de STARLIGHT, junto con las contribuciones de cada PES (vectores de población) para cada ajuste, en función de cada edad y metalicidad. La Tabla 1 resume las contribuciones correspondientes a las tres síntesis espectrales realizadas, en donde se presentan las principales poblaciones contribuyentes en cada rango espectral analizado.

4. Discusión

Se realizó el ajuste del espectro integrado del CG NGC 6316 mediante técnicas de síntesis espectral, considerando diferentes rangos espectrales. Con respecto a la elección del rango espectral, vemos que la región azul es más confiable a la hora de obtener los parámetros astrofísicos, tal como se discutió en Vega-Neme & Ahumada (2024).

Es de notar que en todos los casos, se obtuvieron vectores de población que incluyeron diferentes PES de varias edades y metalicidades, evidenciando una historia de formación estelar que difiere de la comúnmente aceptada para CG como poblaciones simples.

Técnicamente, el código debió utilizar más de una PES para realizar la síntesis espectral de NGC 6316. Las MPE obtenidas pueden agruparse aproximadamente en dos, con edades alrededor de 2-3 $\times$ 10^9 años y otra mayor que 10^{10} años. Parte de estos resultados concuerdan con los reportados por Deras et al. (2023), quienes le asignan a NGC 6316 una edad de $\sim 13 \times 10^{10}$ años. Sin embargo, es de notar que ese caso corresponde a un ajuste de isócronas, por lo que se estaría representando sólo una parte de la población del CG correspondiente a una única PES.

Estos resultados hacen que se considere la genuina posibilidad de la existencia de MPE en NGC 6316. Es de notar, sin embargo, algunas limitaciones de este tipo de análisis, a saber:

- La síntesis utilizada hace uso de un modelo semi-empírico, cuyas librerías están basadas en estrellas de la vecindad solar, diferentes de las estrellas de un CG. Esto hace que la construcción de las PES con espectros de estrellas de campo no deje de ser una aproximación con ciertas incertezas.
- Posible incompletitud de la base de PES, ya que éstas corresponden a ciertos valores de edades y abundancias. de esta manera, la base puede no contar con todas las PES existentes y podría ocurrir que la que corresponde a este CG no esté dentro de nuestra base. No hay que olvidar que es un código probabilístico, por lo tanto STARLIGHT buscará las PES que mejor se ajusten, sin que esto signifique que son las que efectivamente estén presentes (Ahumada et al., 2019).
- La reducción realizada, la cual puede estar inevitablemente afectada por la presencia de algunos rayos cósmicos, líneas de cielo, etc. Aunque este efecto puede enmascararse con STARLIGHT, en la región espectral roja puede ser más apreciable.
- Se observa una región reducida del CG. A pesar de ser un espectro integrado, *WAGGS* observa sólo una región y no el cúmulo en su totalidad. Esto puede influir en los resultados, ya que posiblemente exista una segregación en el contenido estelar, como por ejemplo que las estrellas más viejas de los CG se encuentran en el centro y las estrellas más jóvenes en la región más externa. Si ese fuera el caso, existe la posibilidad de que no se esté observando parte de la población de estrellas del cúmulo y el resultado esté sesgado hacia una cierta edad estelar.

5. Conclusiones

Los resultados obtenidos nos indican la posibilidad que el CG NGC 6316 albergue una genuina MPE, que se puede aproximar por dos edades: una correspondiente a edades alrededor de 2-3 $\times 10^9$ años y la otra con edades mayores a 10^{10} años.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Bastian N., Lardo C., 2018, ARA&A, 56, 83
Baumgardt H., Vasiliev E., 2021, MNRAS, 505, 5957
Beasley M.A., 2020, P. Kabath, D. Jones, M. Skarka (Eds.), *Reviews in Frontiers of Modern Astrophysics; From Space Debris to Cosmology*, 245–277
Bragaglia A., et al., 2012, A&A, 548, A122
Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
Cadelano M., Dalessandro E., Vesperini E., 2024, A&A, 685, A158
Cantat-Gaudin T., 2022, Universe, 8, 111
Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
Deras D., et al., 2023, ApJ, 942, 104
Gomes J.M., 2009, *Tesis de Doctorado, UFSC (Brasil)*
Gratton R., et al., 2019, A&A Rv, 27, 8
Greggio L., Renzini A., 2011, *Stellar Populations. A User Guide from Low to High Redshift*
Harris W.E., 1996, AJ, 112, 1487
Renzini A., Marino A.F., Milone A.P., 2022, MNRAS, 513, 2111
Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, MNRAS, 371, 703
Usher C., et al., 2017, MNRAS, 468, 3828
Vega-Neme L.R., Ahumada A.V., 2024, BAAA, 65, 221

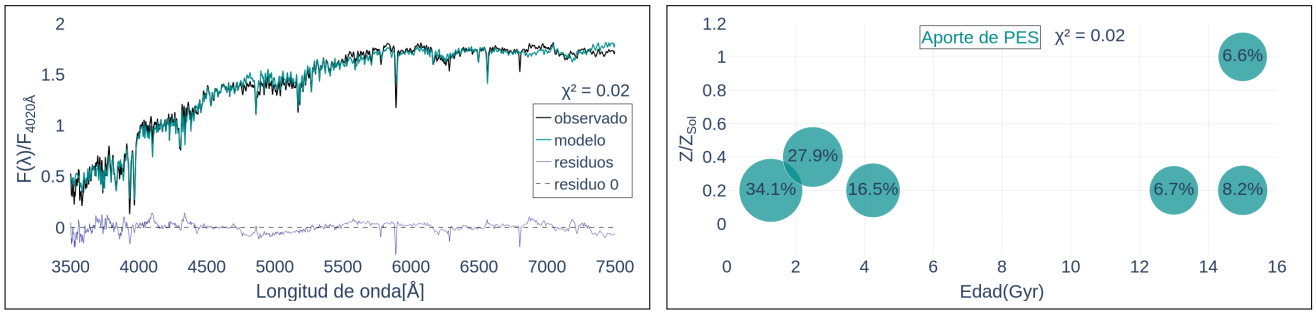


Fig. 2. Resultados de STARLIGHT aplicado al rango espectral completo de *WAGGS*. *Panel izquierdo:* Se muestran los espectros observado, modelo, y residual. *Panel derecho:* Vector de poblaciones correspondiente a este ajuste. Se presenta la edad en unidades de 10^9 años en el eje horizontal, y la abundancia en función de la abundancia solar en el eje vertical.

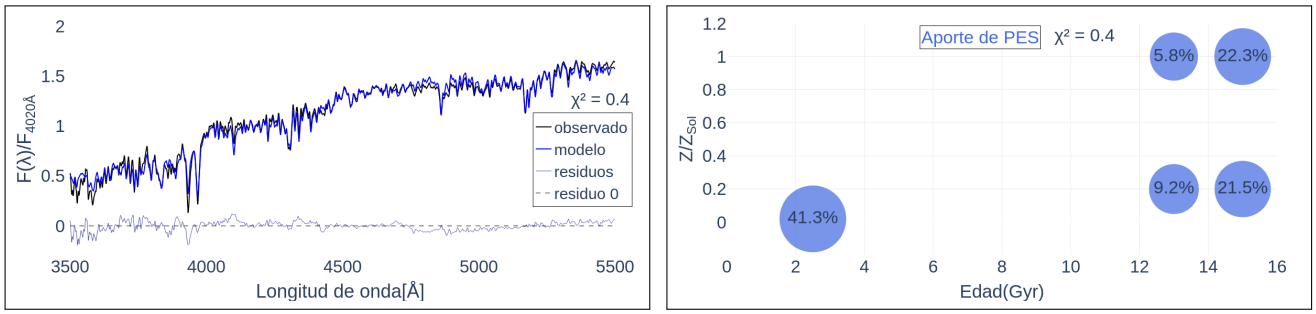


Fig. 3. Similar a la Figura 2 en el rango espectral azul.

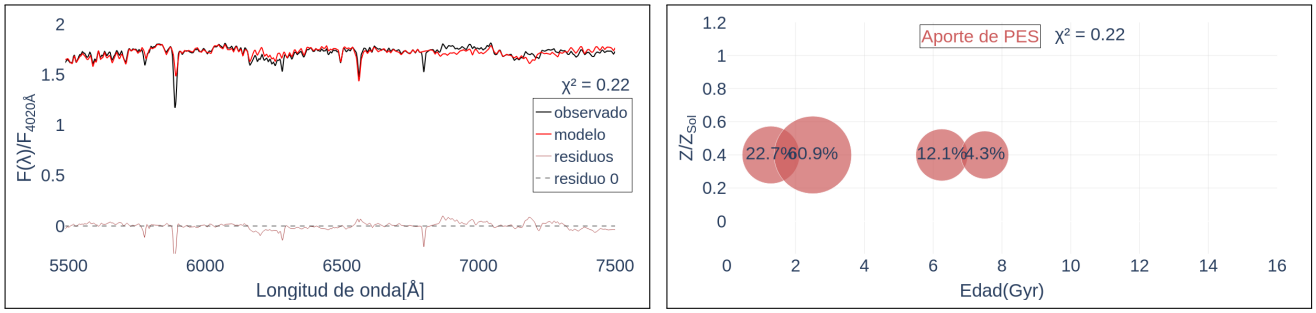


Fig. 4. Similar a la Figura 2 en el rango espectral rojo.

Poblaciones y agrupaciones estelares en las Nubes de Magallanes

G. Baume[1,2], C. Parisi[3,4], C. Feinstein[1,2] & B. De Bórtoli[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico, UNC, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 01 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Se ha realizado la separación de diferentes poblaciones estelares en las Nubes de Magallanes junto con una identificación de agrupaciones estelares. El estudio se ha basado en datos provistos por los relevamientos Gaia DR3 y S-Plus DR4. En una primer etapa, se han correlacionado los datos Gaia y S-Plus, y se han utilizado criterios astrométricos para separar la población estelar de las Nubes de Magallanes de la contaminación producida principalmente por la población estelar de la Vía Láctea. La fotometría multi-banda que proveen tanto los datos S-Plus como los datos Gaia ha permitido construir diagramas color-color y color-magnitud. Mediante el uso de estos diagramas se ha logrado discriminar las poblaciones estelares de cada galaxia que comparten una misma fase evolutiva. Finalmente, se ha realizado la identificación de agrupaciones estelares basadas en la distribución espacial de las poblaciones estelares más relevantes. En este último procedimiento se han aplicado algorítmos de aprendizaje automático no supervisado.

Abstract / The separation of different stellar populations and the identification of stellar clusters in the Magellanic Clouds was carried out. The study was based on data provided by the Gaia DR3 and S-Plus DR4 surveys. In the first stage, the Gaia and S-Plus data were correlated, and astrometric criteria were used to separate the stellar population of the Magellanic Clouds from the contamination produced mainly by the stellar population of the Milky Way. The multi-band photometry provided by the S-Plus and Gaia data allowed the construction of color-color and color-magnitude diagrams. By using these diagrams, it was possible to discriminate the stellar populations in each galaxy that share the same evolutionary phase. Finally, the identification of stellar clusters was carried out, driven by the spatial distribution of the most relevant stellar populations. In this last procedure, unsupervised machine learning algorithms have been applied.

Keywords / Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general — galaxies: structure

1. Introducción

Las agrupaciones estelares se caracterizan por ser grupos de estrellas que pertenecen una misma región del espacio y comparten una historia común (Piecka & Paunzen 2021; Baume et al. 2022). Ellas involucran las asociaciones estelares, los cúmulos abiertos y los cúmulos globulares. Dado que los parámetros fundamentales de estas agrupaciones se pueden estimar de una forma más confiable y precisa que para el caso de estrellas individuales, las agrupacioes estelares permiten dilucidar más claramente la historia y la distribución espacial de las diferentes poblaciones estelares que constituyen la galaxia anfitriona. Una primer etapa para realizar estos estudios consiste en la identificación de las agrupaciones estelares de una galaxia.

En particular, numerosos trabajos han utilizado a las agrupaciones estelares para el estudio de las Nubes de Magallanes (MCs por su nombre en inglés). En este sentido, se pueden mencionar los catálogos de Bica et al. (2008, 2020) y de Nayak et al. (2016), el análisis de observaciones del Telescopio Espacial Hubble realizado por Milone et al. (2023), o la serie de trabajos basados en los datos del relevamiento fotométrico VISCACHA (p.e. Maia et al. 2019; Rodríguez et al. 2023; Parisi et al. 2024). En varios de estos trabajos, se han empleado diferentes técnicas para catalogar las agrupaciones estelares y obtener sus parámetros básicos. Además, estudios recientes han llevado a cabo búsquedas sistemáticas utilizando métodos automáticos (ver Strantzalis et al. 2024). No obstante, estos procedimientos se han realizado usualmente sobre regiones acotadas de las MCs.

Por otro lado, actualmente existe un acceso relativamente sencillo a diferentes herramientas de aprendizaje automático, mientras que es usual disponer de bases de datos producidas por importantes relevamientos celestes que proveen información homogénea de alta calidad. Estas condiciones permiten llevar a cabo estudios sistemáticos sobre regiones muy extensas de la esfera celeste.

En el presente análisis se focaliza la atención sobre un conjunto de datos de diferentes relevamientos celestes que cubren de forma completa el campo de ambas MCs.

✉ *Contacto* / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

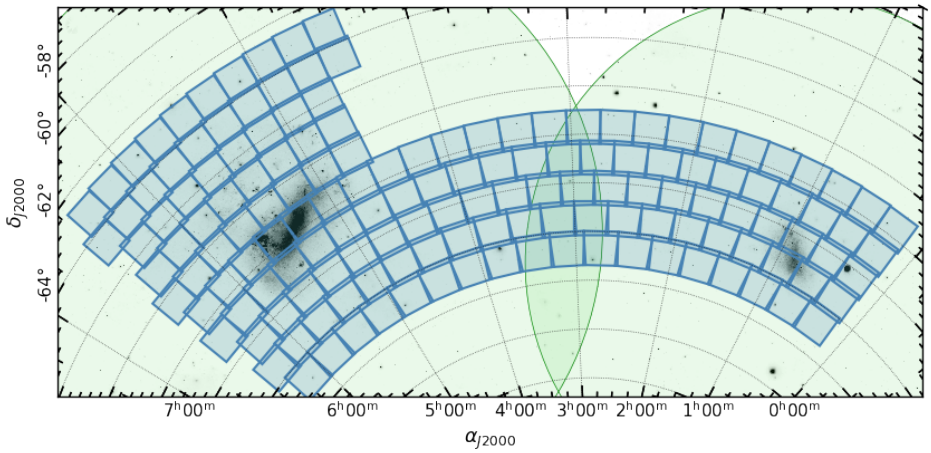


Fig. 1. Imagen basada en el relevamiento DSS2 de Aladin cubriendo la región de las dos MCs. Los 150 campos del relevamiento S-Plus ($1.4° \times 1.4°$) se hallan indicados por los cuadrados azules. Los círculos verdes indican las regiones centradas en cada una de las galaxias y adoptadas para la selección de los datos Gaia.

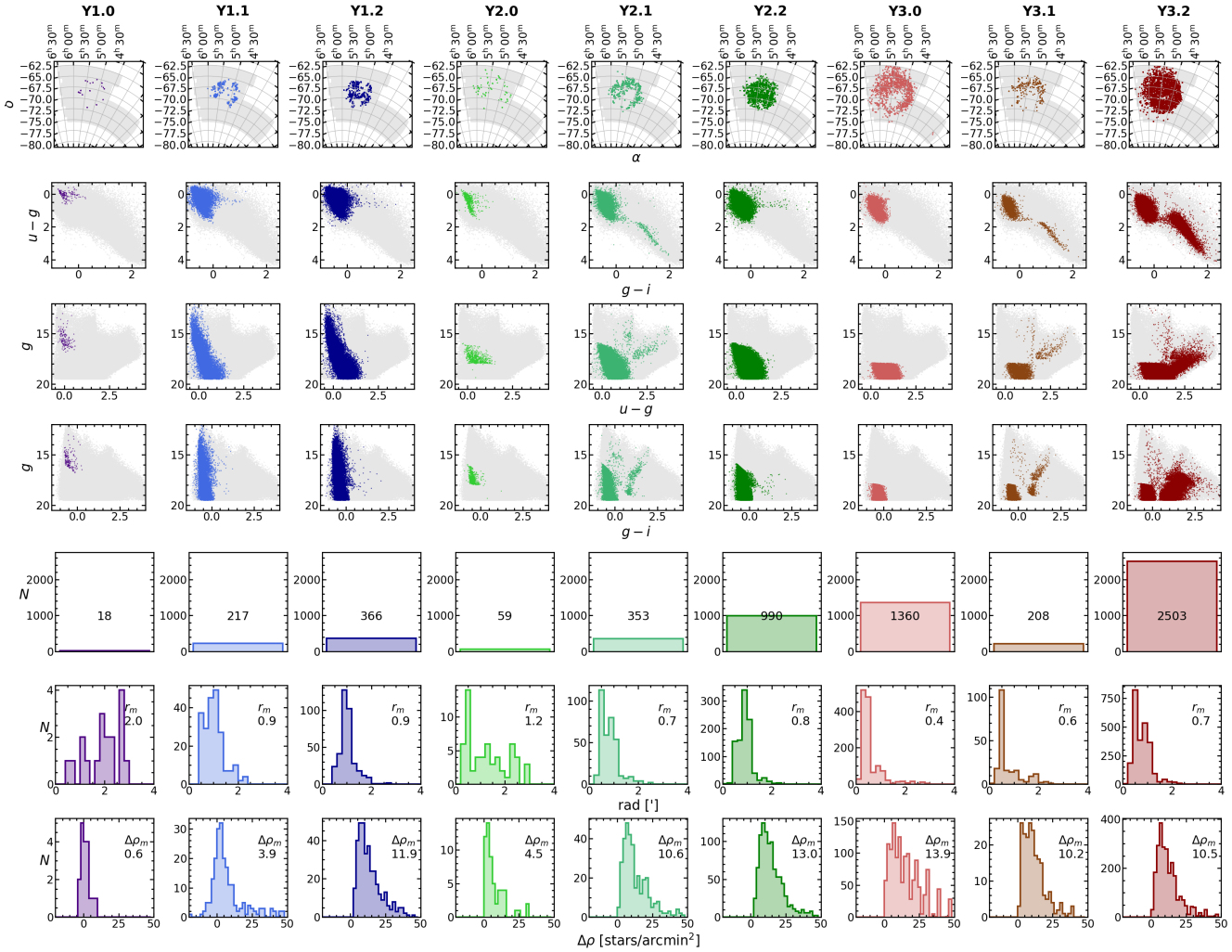


Fig. 2. Diagramas de las agrupaciones estelares identificadas en la Nube Mayor de Magallanes. Los paneles de la primer fila presentan las cartas buscadoras de las estrellas consideradas miembros de las agrupaciones estelares. Los paneles de la segunda, tercer y cuarta filas corresponden a los diagramas fotométricos. Los paneles de las últimas tres filas indican la cantidad de agrupaciones, sus distribuciones de tamaños y de sobredensidades. Cada columna corresponde a una clasificación diferente. Se presentan también los tamaños medios (r_m) y sobredensidades medias ($\Delta\rho_m$) de cada caso.

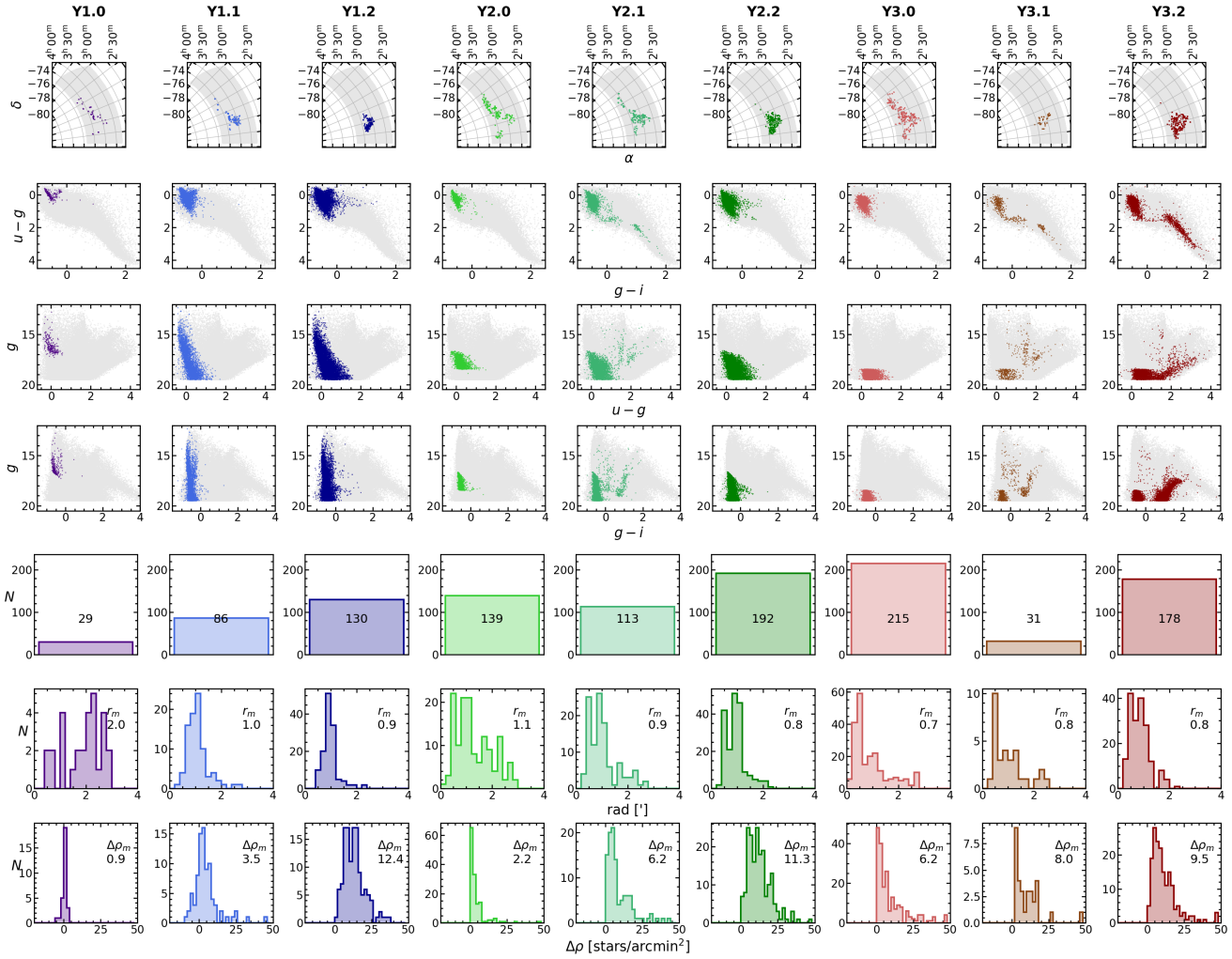


Fig. 3. Diagramas de las agrupaciones estelares identificadas en la Nube Menor de Magallanes. El significado de los paneles es análogo a los de la Fig. 2.

2. Datos

En el presente trabajo se utilizan los datos fotométricos y astrométricos del relevamiento Gaia DR3⋆ (Gaia Collaboration et al., 2023) junto con los datos fotométricos del relevamiento S-Plus DR4⋆⋆ (Mendes de Oliveira et al. 2019; Herpich et al. 2024).

Los datos de los relevamientos Gaia proveen posiciones, magnitudes / colores (G, G_{BP}, G_{RP}), movimientos propios y paralajes. Estos datos fueron seleccionados para dos zonas circulares que incluyen a cada una de las MCs y sus entornos (ver Fig. 1). Por otro lado, los datos del relevamiento S-Plus DR4 brindan fotometría PSF en 12 bandas, basadas en el sistema *ugriz* y en siete filtros de banda angosta. Este relevamiento cubre un área de ∼3000 grados cuadrados involucrando varias zonas del cielo austral e incluyendo completamente la región de las MCs (ver Fig. 1). En nuestro estudio, seleccionamos los datos astrométricos y fotométricos de la región de las MCs correspondientes a las bandas *ugri*.

⋆`https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/`
⋆⋆`https://splus.cloud/`

3. Metodología

Dado que el relevamietno S-Plus DR4 cubre las MCs con 150 campos, se construyó un único cátalogo a partir de los catálogos individuales de cada campo. Posteriormente, se correlacionaron dichos datos con aquellos de Gaia y se utilizaron los criterios de selección indicados por Gaia Collaboration et al. (2021). Estos criterios permiten emplear los parámetros astrométricos de Gaia para eliminar la contaminación, producida principalmente por estrellas de la Vía Láctea.

A continuación, se utilizaron los diagramas fotométricos obtenidos a partir de los datos Gaia y los datos S-Plus, junto con los criterios indicados por Gaia Collaboration et al. (2021) para llevar a cabo la separación de las poblaciones estelares en cada galaxia. Dicha separación fue refinada utilizando la fotometría *ugri*. Cada población obtenida se corresponde con diferentes fases evolutivas y vinculadas con rangos de edades aproximadamente acotados (ver Gaia Collaboration et al. 2021).

Posteriormente, se utilizó HDBSCAN (McInnes et al., 2017) para identificar sobre-densidades sobre ca-

da una de las poblaciones estelares definidas en la etapa anterior y se seleccionaron aquellas sobre-densidades de menor tamaño (radio < 3'). Se construyeron entonces las agrupaciones estelares como una combinación de las estrellas correspondientes a las sobre-densidades resultantes del paso anterior, unificándo aquellas que se encontraban cerca espacialmente (< 1'). Este procedimiento permitió clasificar a las agrupaciones en las categorías denominadas como $Y1.0$, $Y1.1$, $Y1.2$, $Y2.0$, $Y2.1$, $Y2.2$, $Y3.0$, $Y3.1$ e $Y3.2$, las cuales siguen aproximadamente un orden evolutivo. Luego, para minimizar la presencia de agrupaciones espúreas, se seleccionaron aquellas agrupaciones cuyas densidades estelares centrales ("ρ_C") eran relevantes respecto a la densidad estelar de fondo ("ρ_F"). Además, en aquellas agrupaciones estelares resultantes con mas de 10 estrellas, se eliminaron los miembros considerados "*outliers*" en base a sus medidas de movimientos propios del catálogo Gaia.

La distribución espacial y los diagramas fotométricos de las estrellas consideradas miembros de las agrupaciones identificadas en diferentes poblaciones se presentan de forma superpuestas en los graficos de las cuatro filas de paneles superiores de las Figs. 2 y 3. Adicionalmente, las tres filas de paneles inferiores presentan, para cada caso, las cantidades de agrupaciones estelares identificadas y las distribuciones de sus tamaños y sobre-densidades.

4. Resultados preliminares y trabajo futuro

El análisis realizado nos ha permitido establecer los siguientes resultados preliminares:

- Los datos astrométricos y fotométricos multi-banda de las estrellas de las MCs han permitido llevar a cabo una separación refinada de las diferentes poblaciones estelares en cada una de las galaxias. De esta forma, fue posible mapear la distribución espacial de cada una de ellas.
- Utilizando una metodología automatizada, se ha generado un catálogo de candidatas a agrupaciones estelares en cada una de las MCs.
- La información fotométrica ha permitido realizar, también automáticamente, la clasificación aproximada de dichas agrupaciones en tres grupos de edades diferentes.

El presente trabajo se verá complementado en el futuro cercano con un estudio comparativo entre las agrupaciones encontradas automáticamente con aquellas ya catalogadas por otros autores o mediante otras metodologías. Además, se llevará a cabo un estudio detallado los diagramas fotométricos individuales de las agrupaciones.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP 112-202101-00714), el Programas de Incentivos 11/G182 de la Universidad Nacional de La Plata. Los autores agradecen al árbitro de este artículo por sus sugerencias.

Referencias

Baume G., Feinstein C., Rodríguez M.J., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 158
Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
Bica E., et al., 2020, AJ, 159, 82
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A7
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Herpich F.R., et al., 2024, A&A, 689, A249
Maia F.F.S., et al., 2019, MNRAS, 484, 5702
McInnes L., Healy J., Astels S., 2017, The Journal of Open Source Software, 2
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Milone A.P., et al., 2023, MNRAS, 524, 6149
Nayak P.K., et al., 2016, MNRAS, 463, 1446
Parisi M.C., et al., 2024, MNRAS, 527, 10632
Piecka M., Paunzen E., 2021, A&A, 649, A54
Rodríguez M.J., et al., 2023, MNRAS, 519, 3357
Strantzalis A., et al., 2024, A&A, 681, A24

Estudio de la estructura interna de los cúmulos estelares del Puente de Magallanes

G. Baume[1,2], C. Feinstein[1,2], M.J. Rodriguez[2,3], M. Fiorentino[1], B. Dias[4], J.F.C. Santos Jr.[5], F.S.M. Maia[6], & L. Kerber[7]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
[3] *Space Telescope Science Institute, USA*
[4] *Facultad de Ciencias Exactas, Instituto de Astrofísica, Universidad Andrés Bello, Chile*
[5] *Departamento de Física, ICEx-UFMG, Brasil*
[6] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil*
[7] *Departamento de Ciencias Exatas, Universidade Estadual de Santa Cruz (UESC), Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 16 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Se ha analizado la estructura interna de una muestra de varios cúmulos de estrellas localizados en el puente de las Nubes de Magallanes. El estudio se ha basado en observaciones fotométricas obtenidas en el relevamiento VISCACHA. A partir de la distribución espacial de las estrellas consideradas miembros, se ha construido el árbol de expansión mínimo ("*minimum spanning tree*") para cada cúmulo y se ha calculado el correspondiente parámetro "Q". Este parámetro permite explorar la estructura interna de los cúmulos. En el estudio se han considerando diferentes estrategias de descontaminación de las estrellas de campo para encontrar la mas adecuada al objetivo planteado. Se presentan los resultados preliminares que surgen de evaluar la dependencia del parámetro "Q" con los diferentes parámetros fundamentales de los cúmulos. En particular, se encuentran valores anormales del parámetro "Q" en algunos de los cúmulos, respecto a los esperados para sus estados evolutivos. Este hecho se podría interpretar como una consecuencia de las fuerzas de marea presentes en la región bajo estudio.

Abstract / The internal structure of a sample of several star clusters located in the bridge of the Magellanic Clouds was analyzed. The study was based on photometric observations obtained in the VISCACHA survey. From the spatial distribution of the considered member stars, the minimum spanning tree was built for each cluster and the corresponding parameter "Q" was calculated. This parameter allows us to explore the internal structure of the clusters. The study has considered different strategies for decontaminating field stars to find the most adequate one for the stated objective. Preliminary results arise from evaluating the dependence of the parameter "Q" on the different fundamental parameters of the clusters. In particular, abnormal values of the parameter "Q" were found in some clusters, concerning those expected for their evolutionary states. This fact could be interpreted as a consequence of the tidal forces in the region under study.

Keywords / Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general — galaxies: structure

1. Introducción

La formación de los cúmulos estelares se debe a una acción combinada de efectos de turbulencia supersónica y auto-gravedad dentro de nubes moleculares. Estos procesos provocan una fragmentación jerárquica de la nube y conducen a una distribución inicial fractal de las estrellas dentro de un cúmulo (Clarke, 2010). Dicha distribución fractal inicial se erosiona con el paso del tiempo debido a la evolución dinámica del cúmulo (Cartwright & Whitworth, 2004).

Dado que aún se desconocen los detalles de estos procesos, como por ejemplo la escala de tiempo en la que los cúmulos estelares pierden su distribución fractal inicial (Gieles & Portegies Zwart, 2011; Parker et al., 2014), es necesario realizar estudios sistemáticos de muestras homogéneas de cúmulos estelares cubriendo un amplio rango de edades para clarificar la evolución de los procesos presentados y la validez de los diferentes métodos de análisis (Rodríguez et al., 2023).

En el presente estudio se focaliza la atención sobre una muestra de cúmulos estelares localizados en el entorno de la Nube Menor de Magallanes (SMC por su sigla en inglés): 42 de los cúmulos se encuentran en el Puente de Magallanes ("*Wing/Bridge*"), uno en el "contra-puente" ("*Counter bridge*") y dos en el "halo occidental" ("*Western halo*"). Los cúmulos del "*Wing/Bridge*" son el objetivo principal del presente estudio, mientras que los restantes se utilizan para comparar los resultados obtenidos. Por otro lado, se pretende evaluar la dependencia de los resultados con el uso de diferentes técnicas de decontaminción para separar la población de cada cúmulo del campo estelar en el que ellos se encuentran.

El trabajos se organiza de la siguiente manera: La sección 2 describe los datos utilizados, y la sección 3 presenta la metodología empleada para el análisis. Fi-

✉ *Contacto* / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

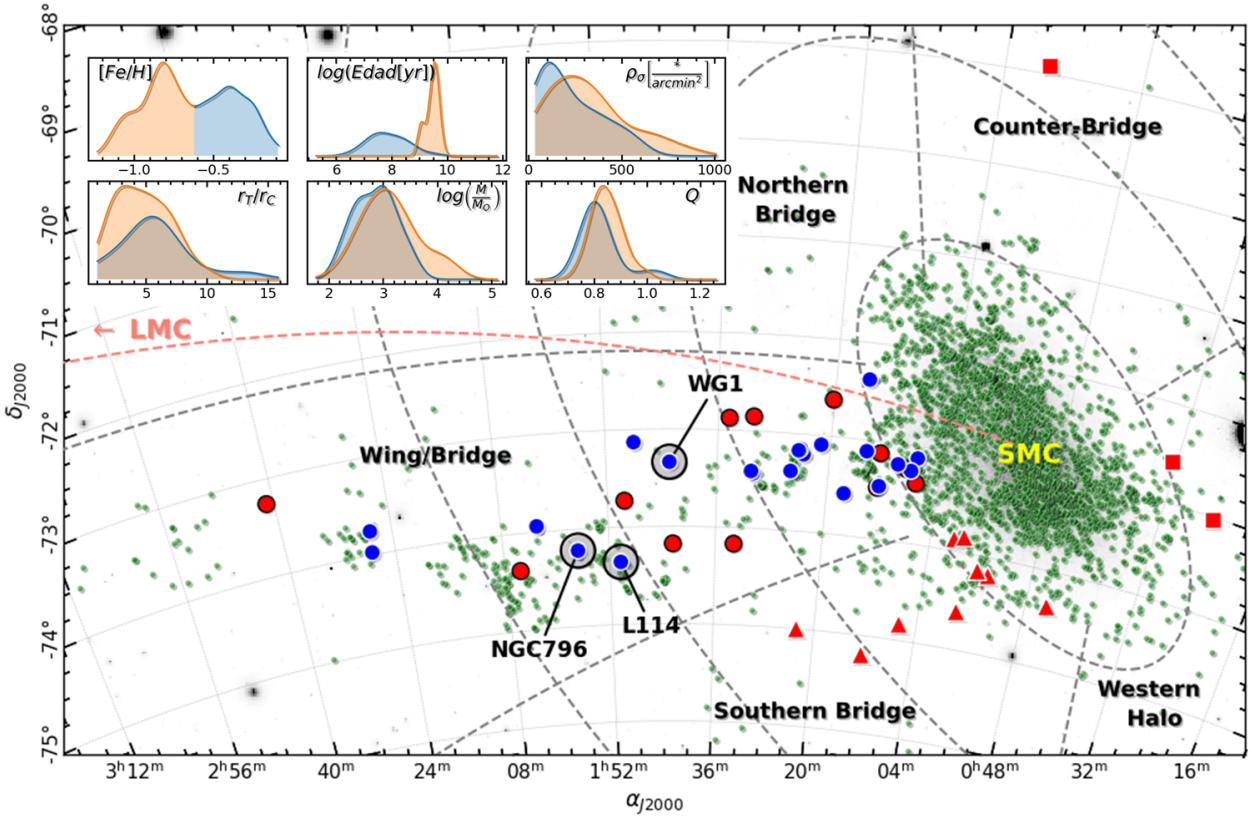


Fig. 1. Panel principal: Zona de la Nube Menor de Magallanes (SMC) y su entorno basada en el DSS2 de Aladin. Se indican los nombres de las diferentes regiones. Los símbolos indican los grupos estelares catalogados por Bica et al. (2020). En particular, los símbolos más grades (en azul y en rojo) corresponden a los cúmulos estelares estudiados en el presente trabajo. Los colores rojo y azul distinguen los objetos con baja ($[Fe/H] < -0.62$) y con alta ($[Fe/H] > -0.62$) metalicidad, respectivamente. Los cúmulos estudiados en el "*Wing/Bridge*" se indican con círculos, los estudiados en el "*Southern bridge*" se indican con triángulos, mientras que los correspondientes al "*Counter bridge*" y al "*Western halo*" se indican con cuadrados. Paneles internos: Distribuciones de varios parámetros de las dos poblaciones de los cúmulos estudiados basados en estudios previos (Oliveira et al., 2023; Parisi et al., 2024) y en los valores de "Q" obtenidos para el caso "Radial" (ver sección 3 y Fig. 2).

nalmente, en la sección 4 se indican cuales son los resultados preliminares alcanzados.

2. Datos

Todos los cúmulos estudiados han sido cubiertos por del relevamiento VISCACHA. Los datos de este relevamiento consisten en observaciones fotométricas en las bandas BVI obtenidas con el telescopio SOAR (4,1m) con el "*Adaptive Module Imager*" (SAMI, Tokovinin et al. 2016). El uso de este módulo permite resolver las eventuales regiones pequeñas y aglomeradas de los cúmulos estelares. Para más detalles de las observaciones, ver Maia et al. (2019), Santos et al. (2020) y Dias et al. (2020). En particular, el nivel de completitud fotométrica alcanza $V \sim 23$ en la zona central de los cúmulos, lo que permite alcanzar sus estrellas de secuencia principal de baja masa. La distribución espacial de los cúmulos analizados se presenta en el panel principal de la Fig. 1.

Las principales propiedades de los cúmulos estudiados fueron determinados por Oliveira et al. (2023) y por Parisi et al. (2024). Estas incluyen distancias, edades, metalicidades y tamaños. En particular, los tamaños estimados se obtuvieron sobre la base de ajustes de perfiles radiales de densidad estelar (King, 1962; Elson et al., 1987), resultando los correspondientes radios de centrales (r_C) y radios de marea (r_T).

3. Metodología

Se estudió la estructura interna de cada cúmulo estelar construyendo su correspondiente "árbol de expansión mínima" (MST; Gower & Ross 1969) y calculando luego la longitud promedio de los segmentos conectados normalizados por el área del cúmulo ($\overline{m}$) y la separación media entre las estrellas normalizadas por el radio del cúmulo ($\overline{s}$). Se obtuvo entonces el parámetro "Q" correspondiente a cada cúmulo como el cociente de los dos parámetros anteriores ($Q = \overline{m}/\overline{s}$).

El parámetro "Q" brinda una herramienta para indicar si la estructura de un cúmulo es fractal ($Q < 0.8$) o sigue una distribución radial ($Q > 0.8$). Ver Cartwright & Whitworth (2004) para más detalles.

Para el cálculo del MST y del valor de "Q" se eliminaron las estrellas más débiles ($V > 23$) y se emplearon diferentes metodologías de descontaminación de las es-

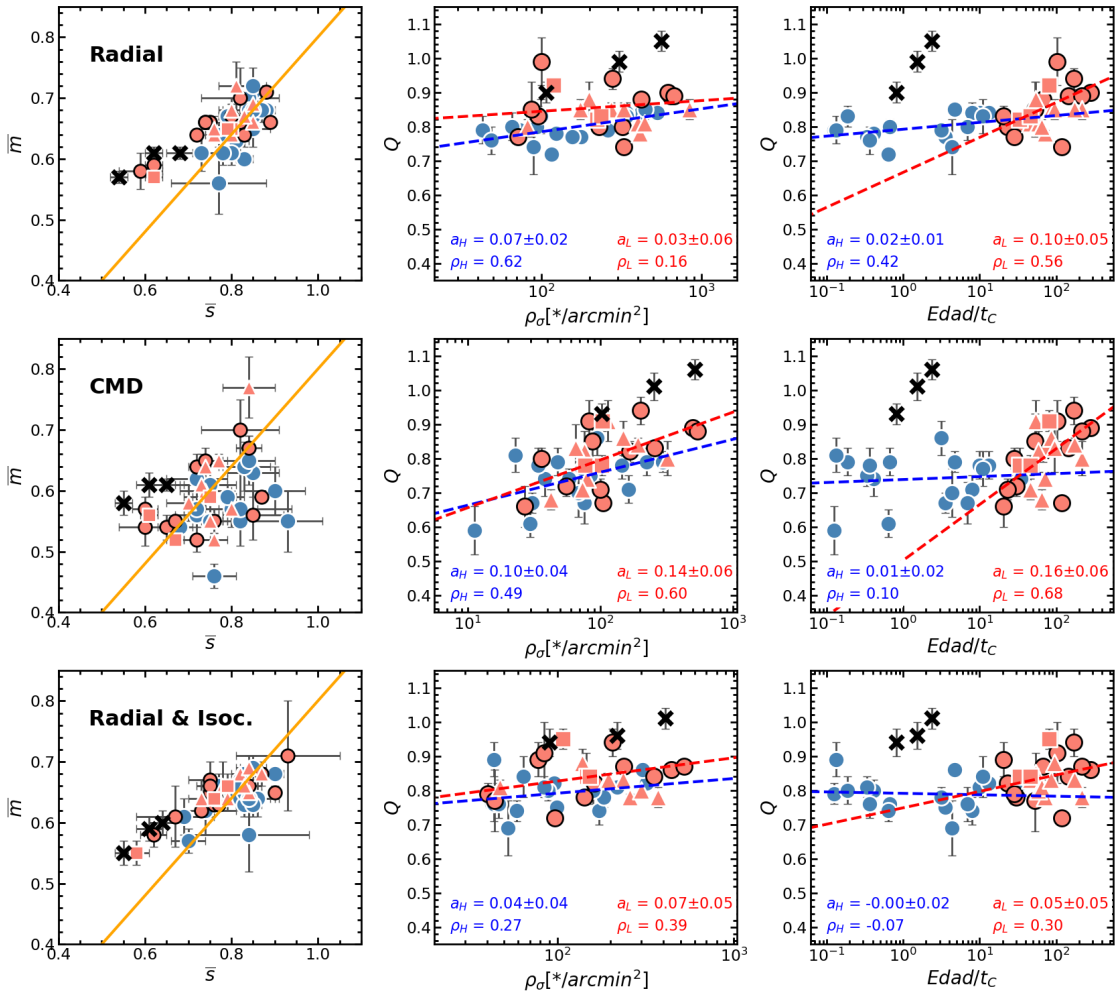


Fig. 2. Paneles de la izquierda: Diagramas "$\overline{m}$" vs. "$\overline{s}$", donde la recta corresponde a $Q = 0.8$. Paneles centrales y de la derecha: Comportamiento del parámetro "Q" con la densidad central y la evolución de los cúmulos. Los símbolos representan lo mismo que en la Fig. 1. Las líneas a trazos indican los ajustes correspondientes, y los valores son las respectivas pendientes y coeficientes de correlación. Los símbolos "X" corresponden a los cúmulos L114, NGC796 y WG1 no incluidos en los ajustes. Los subíndices "L'' y "H'' de los coeficientes de los ajustes corresponden a las metalicidades baja y alta, respectivamente. Cada línea de paneles corresponde a una metodología de decontaminación diferente.

trellas de campo. Estas metodologías fueron las siguientes:

- **Radial:** Se consideraron solo las estrellas localizadas dentro de un radio acotado (0.6 r_T) alrededor del centro adoptado para el cúmulo.
- **CMD:** Utilizando los diagramas color-magnitud (CMDs), se compararon las poblaciones estelares de la zona de la sobre-densidad de cada cúmulo identificada con HDBSCAN (McInnes et al., 2017) y la correspondiente vecindad. El uso de HDBSCAN permitió minimizar el efecto de dependencia radial de la metodología de descontaminación usual indicada por Maia et al. (2010).
- **Radial & Isoc:** Similar al caso "Radial" pero considerando solo las estrellas localizadas, en el CMD, en torno a la isocrona correspondiente a la edad del cúmulo.

Se estimaron las masas totales de cada uno de los cúmulos considerando la cantidad de estrellas brillantes de cada uno de ellos y una distribución de Salpeter. Por otro lado, se calcularon los correspondientes tiempos de cruce (t_C) considerando los lineamientos dados por Gieles & Portegies Zwart (2011).

Con la finalidad de analizar el comportamientos de las propiedades de los cúmulos estudiados, ellos fueron separados en dos poblaciones con diferentes metalicidades. Dado que los cúmulos poseen una distribución bimodal, se adoptó como límite de separación al valor que corresponde al mínimo de metalicidad entre los dos picos ($[Fe/H] = -0.62$). En base a esta separación, se construyeron las distribuciones de los principales parámetros de los cúmulos. Todas las distribuciones mencionadas se presentan en el panel interno de la Fig. 1, incluyendo las masas totales calculadas en el presente trabajo. Por otro lado, en la Fig. 2, se muestran los diagramas $\overline{m} - \overline{s}$ y la dependencia del valor de "Q" con los parámetros más relevantes de los cúmulos, teniendo en cuenta los diferentes métodos de decontaminación. En los diagramas se presentan los ajustes lineales de los cúmulos de baja y alta metalicidad considerando solo los cúmulos

correspondientes al "*Wing/Bridge*".

4. Resultados preliminares

El análisis realizado nos ha permitido establecer los siguientes resultados preliminares:

- De acuerdo a lo presentado en las distribuciones de la Fig. 1, la separación de las dos poblaciones en base a diferentes metalicidades de los cúmulos estudiados conduce a una separación clara de los mismos con diferentes rangos de edades con una separacion en $\sim 10^9$ años. Por otro lado, los cúmulos de baja metalicidad (viejos) tienen una tendencia a tener densidades estelares mas altas y ser mas masivos que los cúmulos de alta metalicidad (jóvenes). Estos resultados concuerdan con lo encontrado recientemente por Piatti (2021) en un estudio global de los cúmulos de la SMC.
- Tanto la distribución de los valores de "Q" presentada en la Fig. 1 como los diagramas de la Fig. 2 confirman la tendencia general de que los cúmulos viejos poseen mayores valores de "Q" que los cúmulos jóvenes. Además de la dependencia del parámetro "Q" con la densidad central de los cúmulos estelares (ver Gieles & Portegies Zwart 2011; Parker et al. 2014).
- Se encuentra solo una leve dependencia del valor de "Q" con la evolución dinámica de los cúmulos jóvenes y mayor dependencia del valor de "Q" en el caso de los cúmulos viejos.
- Si bien los cúmulos de distintas zonas del entorno de la SMC poseen comportamientos diferentes (ver Piatti 2021), dichas diferencias no llegan a apreciarse en los diagramas de la Fig. 2.
- Se encuentra que los cúmulos L114, NGC796 y WG1 poseen valores elevados del parámetro "Q" (> 0.9), a pesar de tratarse de objetos jóvenes. Estos tres cúmulos revelan su presencia anormal en los diagramas de la Fig. 2, donde se los indica con los símbolos "X", Se nota que dicha anormalidad es independiente del método de decontaminación utilizado, dando mayor confianza al resultado. Además, este comportamiento anormal es el causante del segundo pico menor de la distribución bimodal de "Q" para los cúmulos jóvenes de la Fig. 1.
- Los diagramas de la Fig. 2 revelan que las dependencias existentes entre los diferentes parámetros de los cúmulos se reconocen más claramente utilizando la metodología de decontaminacion "*Radial*" que más simple de todas las utilizadas. Aparentemente, las metodologías basadas en el uso del los diagramas color-magnitud introducen errores significativos para estudiar la estructura interna de los cúmulos estelares.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP 112-202101-00714), el Programas de Incentivos 11/G182 de la Universidad Nacional de La Plata. Los autores agradecen al árbitro de este artículo por sus sugerencias.

Referencias

Bica E., et al., 2020, AJ, 159, 82
Cartwright A., Whitworth A.P., 2004, MNRAS, 348, 589
Clarke C., 2010, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 368, 733
Dias B., et al., 2020, A. Bragaglia, M. Davies, A. Sills, E. Vesperini (Eds.), *Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe*, *IAU Symposium*, vol. 351, 89–92
Elson R.A.W., Fall S.M., Freeman K.C., 1987, ApJ, 323, 54
Gieles M., Portegies Zwart S.F., 2011, MNRAS, 410, L6
Gower J.C., Ross G.J.S., 1969, Journal of the Royal Statistical Society. Series C (Applied Statistics), 18, 54
King I., 1962, AJ, 67, 471
Maia F.F.S., Corradi W.J.B., Santos J. F. C. J., 2010, MNRAS, 407, 1875
Maia F.F.S., et al., 2019, MNRAS, 484, 5702
McInnes L., Healy J., Astels S., 2017, The Journal of Open Source Software, 2, 205
Oliveira R.A.P., et al., 2023, MNRAS, 524, 2244
Parisi M.C., et al., 2024, MNRAS, 527, 10632
Parker R.J., et al., 2014, MNRAS, 438, 620
Piatti A.E., 2021, A&A, 647, A11
Rodríguez M.J., et al., 2023, MNRAS, 519, 3357
Santos João F. C. J., et al., 2020, MNRAS, 498, 205
Tokovinin A., et al., 2016, PASP, 128, 125003

Estudio fotométrico de una decena de cúmulos abiertos galácticos

A.L. García[1,2], F.O. Simondi-Romero[1,2] & A.V. Ahumada[2,3]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 01 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Se presentan los parámetros astrofísicos preliminares obtenidos para 10 cúmulos abiertos de nuestra Galaxia. Los resultados, tales como edad, enrojecimiento, distancia y abundancia química, fueron derivados a partir de diagramas color-magnitud realizados con datos fotométricos provenientes de la misión *Gaia* y del ajuste de isócronas teóricas a los mismos. La muestra de cúmulos resulta heterogénea en edad, siendo vdBH 92 el más jóven y ESO 445-74 el más viejo con una edad de 0.03×10^9 y 3.00×10^9 anõs, respectivamente. En cuanto a la metalicidad, Alessi 18 resulta el objeto más pobre en metales.

Abstract / Preliminary astrophysical parameters obtained for 10 open clusters in our Galaxy are presented. Results such as age, reddening, distance, and chemical abundance were derived from color-magnitude diagrams constructed using photometric data from the *Gaia* mission and the fitting of theoretical isochrones. The sample of clusters is heterogeneous in age, with vdBH 92 being the youngest and ESO 445-74 the oldest, with ages of 0.03×10^9 and 3.00×10^9 years, respectively. Regarding metallicity, Alessi 18 is the most metal-poor object.

Keywords / open clusters and associations: general — techniques: photometric — astrometry

1. Introducción

Entre los diversos objetos que pueblan la Galaxia, la Vía Láctea (VL), se pueden encontrar a los cúmulos estelares (CE) como herramientas esenciales para comprender y analizar la estructura e historia de formación y evolución de sus componentes, así también como estudiar la dinámica y cinemática de los mismos. Las propiedades astrofísicas de los CE en general pueden revelar importantes propiedades de las galaxias que los albergan, al mismo tiempo, también pueden contribuir al estudio de la astronomía estelar verificando los modelos de formación y evolución de las estrellas y a responder preguntas sobre el cómo y por qué las estrellas se agrupan (Adamo et al., 2020).

Los CE tradicionalmente se consideran como grupos de estrellas coetáneas nacidas de una misma nube molecular y ligadas gravitacionalmente (Cantat-Gaudin, 2022). Dentro de la VL, estas estructuras fundamentales se pueden clasificar en globulares o abiertos. En particular, el estudio de los cúmulos abiertos (CA) es de gran relevancia ya que permiten principalmente examinar la historia de la formación estelar a partir del análisis de su distribución espacial en función de la edad, la metalicidad y la distribución de velocidades; ampliar el estudio del paleogradiente a lo largo del disco galáctico; explicar la relación que existe entre los brazos espirales y los CA que los pueblan; y ahondar respecto a la ausencia de CA de determinadas edades en diferentes partes del disco galáctico (Cantat-Gaudin et al., 2020; Moraux, 2016).

El estudio de los CA es limitado por su escasez y ubicación típica en el disco de la Galaxia lo que los hace difíciles de aislar del resto de estrellas de campo a lo largo de la línea de visión (Cantat-Gaudin, 2022). Sin embargo los datos astrométricos y fotométricos mejorados de la misión *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2016) han revolucionado la comprensión, en particular de los CA, y de la VL en general, permitiendo nuevos conocimientos acerca de las propiedades de éstos (Hunt & Reffert, 2023).

En este trabajo se presenta el estudio realizado a una muestra total de 10 CA observables desde el hemisferio sur pobremente estudiados empleando datos fotométricos de *Gaia*. Además se seleccionó NGC 6204 como objeto de control por ser el más estudiado de la muestra. El objetivo es determinar sus parámetros astrofísicos fundamentales (edad, metalicidad, distancia y exceso de color) a partir de diagramas color-magnitud (DCM) y del ajuste de isócronas teóricas. El análisis aquí realizado de manera sistemática con cada uno de ellos se describe en la sección siguiente (Sec. 2). Los resultados se presentan en la Sec. 3. Una vez determinados los parámetros astrofísicos, se comparan las edades con aquellas derivadas por otros autores. Por último en la Sec. 4 se brindan comentarios finales y perspectivas a futuro.

2. Determinación de parámetros

En la Tabla 1 se presenta la muestra de 10 CA estudiados, junto a sus coordenadas y la clasificación de Trum-

✉ *Contacto* / ana.laura.garcia@mi.unc.edu.ar

Research article

Tabla 1. Parámetros fundamentales para los 10 CA.

Cúmulo	l_{J2000} [°]	b_{J2000} [°]	α_{J2000} [°]	δ_{J2000} [°]	Clasificación de Trumpler	Diámetro angular [‘]	Otras denominaciones*
Archinal 1	38.246	1.774	283.710	5.540	II2p	1.70	MWSC 3021
Berkeley 82	46.830	1.617	287.835	13.096	III1p	4.00	Lund 880, MWSC 3065
Alessi 18	241.414	-2.560	114.292	-26.385	II2p	1.15	MWSC 1284
ESO 430-09	247.155	0.514	120.600	-29.767	-	2.50	MWSC 1420
ESO 312-04	259.442	-1.729	126.693	-41.238	II2	2.00	MWSC 1491
ESO 435-48	264.820	22.289	152.385	-28.358	I2	5.00	MWSC 1775
vdBH 92	282.983	0.434	154.780	-56.423	II2p	4.00	MWSC 1791
ESO 445-74	318.249	29.038	208.662	-31.950	II3	4.00	MWSC 2179
NGC 6204	338.551	-1.035	251.535	-47.020	I3m	5.00	vdBH 196, Cr 312
ESO 518-03	355.066	12.433	251.775	-25.805	I2p	4.25	MWSC 2462

* Nota: MWSC (Kharchenko et al., 2013), Lund (Lyngå, 1988), vdBH (van den Bergh & Hagen, 1975), Cr (Collinder, 1931).

pler (Trumpler, 1931), entre otros. De ellos se dispone de datos fotométricos: magnitudes G, G_{BP} y G_{RP}, y astrométricos: paralajes, movimientos propios y coordenadas ecuatoriales provenientes del DR3 (Gaia Collaboration et al., 2023) de la misión *Gaia*. Este telescopio espacial opera con dos dispersores llamados BP por *Blue Photometer* (330 nm $< \lambda <$ 680 nm), y RP por *Red Photometer* (640 nm $< \lambda <$ 1050 nm), con los cuales se obtienen las magnitudes G_{BP} y G_{RP}, y por lo tanto, el índice de color $(G_{BP} - G_{RP})$ ⋆. Además, se emplea el *software* TopCat (Taylor, 2005) para la selección de miembros de los CA siguiendo el método descrito por Baracchi et al. (2023), y la confección del DCM con ajuste visual de isócronas según lo indicado por Callen et al. (2024).

Como primer paso se realiza una búsqueda de candidatos a miembros del CA en la dirección del mismo y en un diámetro angular tres minutos de arco mayor al reportado en la literatura (Tabla 1), con el propósito de minimizar errores por omisión y asegurar una mayor precisión en la determinación de integrantes. De todos los posibles candidatos en la dirección al cúmulo, se restringe la muestra, en primera instancia, según valores de movimientos propios realizando inspección visual de los *vector point diagrams* (diagramas de movimientos propios). Luego, se limita por valores de paralajes cercanos a la media de la distribución de los mismos. Sumado a ello se realiza una limpieza adicional por errores relativos de paralajes (positivos) descartando aquellos con errores superiores al valor adoptado, típicamente eligiendo el umbral en 20 % (Luri et al., 2018).

A continuación se construye el DCM ($G_{BP} - G_{RP}$, G). Las isócronas disponibles provienen de la versión CMD 3.7 ⋆⋆ del código PARSEC (Bressan et al., 2012) indicando el sistema fotométrico empleado (*Gaia*), la curva de extinción de Cardelli et al. (1989) y la función inicial de masa de Kroupa (2001). El ajuste de la isócrona se realiza primero fijando la metalicidad como el valor solar $Z_\odot = 0.0152$ y variando el parámetro de la edad. Una vez encontrado el valor adecuado para la edad se ajusta la metalicidad variando la misma hasta encontrar la apropiada. A partir de los desplazamientos en los ejes $G_{BP} - G_{RP}$ y G se obtienen los valores de exceso de color $E(G_{BP} - G_{RP})$ y módulo de distancia aparente $(G - M_G)$, respectivamente.

En la Fig. 1 se presentan, a modo de ejemplo, los DCM de un CA joven y uno de edad intermedia, vdBH 92 y ESO 518-03, respectivamente junto a los ajustes de isócronas finalmente escogidos.

3. Resultados

En la Tabla 2 se presentan los valores encontrados por el método de ajuste de isócronas. Las incertidumbres asociadas a la determinación de edades se atribuyen a las diferencias entre los valores de las isócronas que mejor se ajustan al resultado final. De manera análoga, para las incertezas en el valor de la metalicidad, se consideraron las isócronas más cercanas correspondientes a la misma edad. En cuanto a los dos parámetros restantes, $G - M_G$ y $E(G_{BP} - G_{RP})$, los errores se definieron como el valor mínimo obtenido al desplazar la isócrona seleccionada en ambos ejes del DCM hasta que se observara un cambio notable. Además se añade el valor de $E(B-V)$ calculado a partir de la relación introducida por Sun et al. (2021) para hacer el pasaje de exceso de color de las magnitudes de *Gaia* al exceso de color $(B - V)$.

Al analizar las edades encontradas, se puede ver que el CA más joven de esta muestra es vdBH 92 con una edad de $(0.03\pm0.02)\times10^9$ años determinada por el ajuste de isócronas; mientras que el de mayor edad es ESO 445-74 con $(3.00 \pm 1.00) \times 10^9$ años.

A modo de comparación, en la Tabla 3 se presentan las edades determinadas en este trabajo junto con las de otros autores a partir de métodos automáticos. Por un lado, las de Kharchenko et al. (2013) (K13) correspondientes a la era *pre-Gaia*, y por otro las de Hunt & Reffert (2023) (HR23), Dias et al. (2021) (D21) y las de Cantat-Gaudin et al. (2020) (CG20) quienes utilizaron datos de *Gaia*. Esta información se resume en la Fig. 2. En general se observa una amplia concordancia entre los valores presentados, siendo más cercanos a los determinados por K13. En algunos casos (por ejemplo Alessi 18) se encuentran grandes diferencias en las edades aquí obtenidas y las de D21 y CG20, incluso entre ellos, siendo que utilizaron los mismos datos que en este trabajo.

⋆ `http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/`

⋆⋆ `http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_3.7`

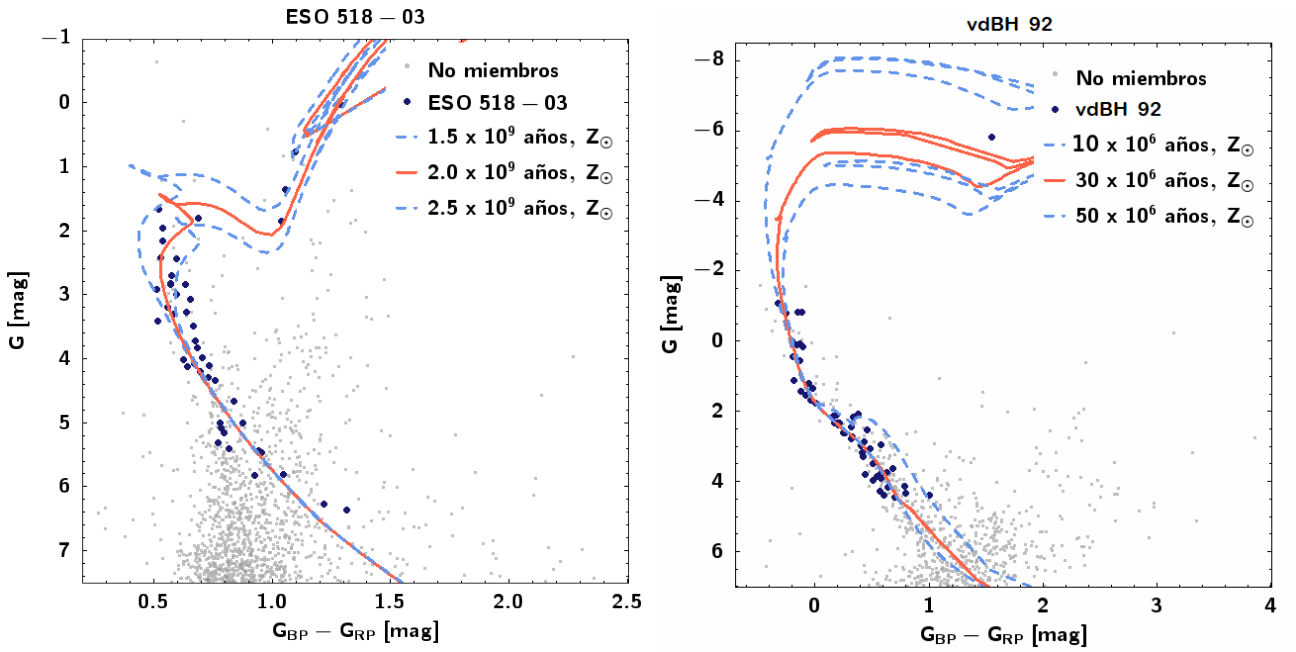


Fig. 1. DCM para ESO 518-03 (panel izquierdo) y para vdBH 92 (panel derecho). En línea continua roja la isócrona adoptada y en líneas punteadas celestes las isócronas con edades más próximas de misma metalicidad. Los puntos oscuros son los miembros pertenecientes al cúmulo y en gris se muestran los no miembros.

Tabla 2. Parámetros astrofísicos derivados para los 10 CA a partir del ajuste de isócronas.

Cúmulo	Edad [$\times 10^9$ años]	Z	$G - M_G$ [mag]	$E(G_{BP} - G_{RP})$ [mag]	$E(B-V)$ [mag]
Alessi 18	2.00 ± 1.00	0.001 ± 0.001	14.2 ± 0.1	0.90 ± 0.10	0.64 ± 0.09
Archinal 1	0.20 ± 0.10	0.030 ± 0.010	15.2 ± 0.1	2.40 ± 0.10	1.70 ± 0.09
Berkeley 82	0.20 ± 0.10	0.030 ± 0.010	10.9 ± 0.1	0.90 ± 0.10	0.64 ± 0.09
ESO 312-04	0.10 ± 0.05	$Z_\odot \pm 0.005$	15.0 ± 0.1	1.10 ± 0.10	0.78 ± 0.09
ESO 430-09	0.20 ± 0.05	$Z_\odot \pm 0.005$	13.5 ± 0.1	0.60 ± 0.10	0.43 ± 0.09
ESO 435-48	$1.00^{-0.70}_{+0.20}$	$Z_\odot \pm 0.005$	13.0 ± 0.1	0.40 ± 0.10	0.28 ± 0.09
ESO 445-74	3.00 ± 1.00	$Z_\odot \pm 0.005$	13.0 ± 0.1	0.30 ± 0.10	0.21 ± 0.09
ESO 518-03	2.00 ± 0.50	$Z_\odot \pm 0.005$	11.5 ± 0.1	0.45 ± 0.05	0.32 ± 0.04
NGC 6204	0.23 ± 0.03	0.030 ± 0.010	11.3 ± 0.3	0.55 ± 0.03	0.39 ± 0.03
vdBH 92	0.03 ± 0.02	$Z_\odot \pm 0.005$	13.7 ± 0.1	0.90 ± 0.05	0.64 ± 0.04

La distribución de metalicidades muestra que la mayoría de los CA tienen valores solares, mientras que solo algunos presentan valores ligeramente mayores y uno solo con $Z < Z_\odot$, es decir, el más pobre en metales del grupo. Al revisar la edad de este último, Alessi 18, se encuentra que es uno de los CA con mayor edad de la muestra, lo cual es congruente con la relación edad-metalicidad. Dado que los CA jóvenes están caracterizados por ser objetos ricos en metales, los resultados encontrados para las abundancias son consistentes con lo esperado.

4. Sumario

Se han determinado parámetros astrofísicos, tales como la edad y la metalicidad, para una muestra total de 10 CA pertenecientes a la VL. Mediante el ajuste de isócronas teóricas en los DCM se encontraron no sólo la edad y la metalicidad para cada objeto, sino también el módulo de distancia y exceso de color en cada caso. Se encuentra que, en general, las edades determinadas son similares a las de otros autores. En particular, se presentan las primeras edades determinadas utilizando datos *Gaia* de los CA poco estudiados ESO 430-09, ESO 435-48 y ESO 445-74 ***, destacando particularmente que los dos últimos corresponden a objetos de edad intermedia. Ya que este es un primer avance en la determinación de estos parámetros, se investigarán las razones por las que las edades de Alessi 18 y Archinal 1 presentan discrepancias con aquellas determinadas por otros autores utilizando datos *Gaia*, siendo que su semejanza con Kharchenko et al. (2013) es notable. Esto permitirá

***https://drive.google.com/drive/folders/1ewAvfB-sN0BHt1yMzmS9nqNBVmDrEwJP?usp=drive_link

Tabla 3. Edades [$\times 10^9$ años] de los 10 CA encontradas en este trabajo y derivadas por otros autores.

Objeto	Datos de *Gaia*				K13
	Este trabajo	HR23	D21	CG20	
Alessi 18	2.00 ± 1.00	-	$0.700^{+3.000}_{-0.500}$	$0.005^{+0.003}_{-0.002}$	$1.00^{+0.30}_{-0.20}$
Archinal 1	0.20 ± 0.10	$0.010^{+0.005}_{-0.005}$	$0.010^{+0.004}_{-0.003}$	$0.100^{+0.060}_{-0.04}$	$0.10^{+0.08}_{-0.04}$
Berkeley 82	0.20 ± 0.10	$0.090^{+0.060}_{-0.030}$	$0.200^{+0.200}_{-0.090}$	-	$0.10^{+0.09}_{-0.05}$
ESO 312-04	0.10 ± 0.05	$0.090^{+0.070}_{-0.040}$	$0.100^{+0.500}_{-0.090}$	$0.050^{+0.030}_{-0.020}$	$0.20^{+0.05}_{-0.04}$
ESO 430-09	0.20 ± 0.05	$0.070^{+0.040}_{-0.030}$	-	-	$0.30^{+0.08}_{-0.07}$
ESO 435-48	$1.00^{+0.20}_{-0.70}$	-	-	-	0.50 ± 0.10
ESO 445-74	3.00 ± 1.00	-	-	-	$3.00^{+0.80}_{-0.70}$
ESO 518-03	2.00 ± 0.50	$0.600^{+0.300}_{-0.200}$	2.000 ± 0.300	$1.000^{+0.600}_{-0.400}$	$1.00^{+0.40}_{-0.30}$
NGC 6204	0.20 ± 0.03	$0.080^{+0.050}_{-0.030}$	$0.100^{+0.070}_{-0.040}$	$0.090^{+0.050}_{-0.030}$	$0.10^{+0.08}_{-0.04}$
vdBH 92	0.03 ± 0.02	$0.004^{+0.001}_{-0.001}$	$0.030^{+0.040}_{-0.020}$	$0.200^{+0.090}_{-0.060}$	0.80 ± 0.20

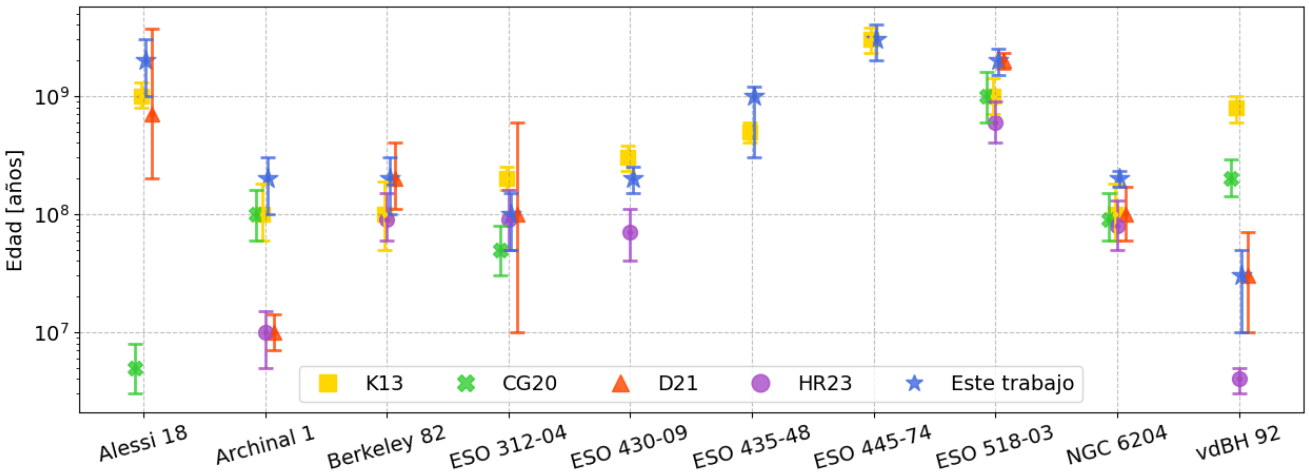


Fig. 2. Comparación de edades para los 10 CA determinadas por diferentes autores (ver Tabla 3) representados con distintos símbolos y colores junto a sus barras de error.

avanzar en la confiabilidad de los parámetros de los CA, y mejorar así en el conocimiento acerca de la Galaxia.

Agradecimientos: ALG agradece al OAC por hacer posible la participación en la 66° RAAA. Los autores agradecen al árbitro de este artículo por sus sugerencias.

Referencias

Adamo A., et al., 2020, SSRv, 216, 69
Baracchi M.A., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 96
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Callen A.R., et al., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 126
Cantat-Gaudin T., 2022, Universe, 8, 111
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
Collinder P., 1931, Annals of the Observatory of Lund, 2, B1
Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A41
Hunt E.L., Reffert S., 2023, A&A, 673, A114
Kharchenko N.V., et al., 2013, A&A, 558, A53
Kroupa P., 2001, S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, R. Wielen (Eds.), *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 228, 187
Luri X., et al., 2018, A&A, 616, A9
Lyngå G., 1988, F. Murtagh, A. Heck, P. Benvenuti (Eds.), *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, vol. 28, 379–382
Moraux E., 2016, E. Moraux, Y. Lebreton, C. Charbonnel (Eds.), *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 80-81, 73–114
Sun M., et al., 2021, ApJS, 254, 38
Taylor M.B., 2005, P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 347, 29
Trumpler R.J., 1931, PASP, 43, 145
van den Bergh S., Hagen G.L., 1975, AJ, 80, 11

A chemical study of the active molecular core related to the young stellar object MSX G030.1981−00.1691

M. Pina[1], N.C. Martinez[2,3], S. Paron[2], M.E. Ortega[2], & A. Petriella[2]

[1] *Instituto de Geocronología y Geología Isotópica, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Depto. de Física. Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 17 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / El objeto estelar joven MSX G030.1981−00.1691 (G30) es un candidato a protoestrella masiva que posee una luminosidad bolométrica de L ∼ 3×10^4 L$_\odot$. Esta fuente, ubicada a una distancia de ∼5.6 kpc, se encuentra en una región muy compleja del medio interestelar, en donde filamentos de polvo, regiones HII y abundante gas molecular parecen estar interactuando. Recientemente hemos descubierto que G30 se encuentra embebida en un núcleo molecular detectado a través de la emisión en continuo milimétrico a 1,3 mm con datos del Atacama Large Millimeter Array. En este trabajo, presentamos una exhaustiva identificación de especies moleculares de diversa complejidad hacia el núcleo molecular. Utilizando la emisión de una de ellas, el cianuro de metilo, se estimó la temperatura del gas en 282 ± 99 K, confirmando que la estructura gaseosa analizada es efectivamente un núcleo molecular caliente. La presencia de las moléculas detectadas y el estudio de su química asociada son de interés para investigar, en trabajos futuros, las diversas etapas químicas por las que atraviesa una estrella masiva durante su formación.

Abstract / The young stellar object MSX G030.1981−00.1691 (G30) is a massive protostar candidate that has a bolometric luminosity of L ∼ 3×10^4 L$_\odot$. This source, located at a distance of ∼5.6 kpc, lies in an interesting and very complex region of the interstellar medium, where dust filaments, HII regions, and abundant molecular gas appear to interact. We have recently discovered that G30 is embedded in a molecular core detected through millimeter continuum emission at 1.3 mm from the Atacama Large Millimeter Array data. In this work, we present an exhaustive identification of molecular species of varying complexity toward the molecular core. Using the emission of one of them, methyl cyanide, the temperature of the gas was estimated in 282 ± 99 K, confirming that the analyzed gaseous structure is indeed a hot molecular core. The presence of the detected molecules and the analysis of their associated chemistry are essential for exploring, in future studies, the distinct chemical stages that occur during the formation of a massive star.

Keywords / Stars: formation — Stars: protostars — ISM: molecules

1. Introduction

Gaseous and dusty structures in the interstellar medium (ISM), such as filaments, molecular clumps, and cores, are crucial for studying star formation processes across different spatial and temporal scales. Particularly, hot molecular cores (HMCs) are excellent astrochemical laboratories to investigate how complex molecules are formed in space (e.g., Jørgensen et al. 2020; Coletta et al. 2020). Consequently, this understanding allows us to characterize the gas and dust condensations where stars form more effectively.

Indeed, the molecular matter is present at all spatial and temporal scales related to star formation. The HMCs, where the most complex organic molecules (COMs) are detected, mainly exhibit the chemical richness linked to the physical processes of the star formation (Herbst & van Dishoeck, 2009; Rivilla et al., 2017; Bonfand et al., 2019; Mininni et al., 2023). Identifying molecules, especially from the COMs, is challenging due to frequent line blending. Therefore, studies on resolving individual lines are essential for building a reliable inventory of these species in a specific region. This will be valuable for further investigations into its physical and chemical conditions.

In a recent work, Ortega et al. (2024) investigated the high-energy source 4FGL J1846.9−0227 that, among other possibilities, had been proposed to be connected to the young stellar object (YSO) MSX G30.1981−00.169 (G30). Through observations of H_2CO emission, the authors revealed the presence of molecular outflows associated with G30. However, based on a comprehensive, multiwavelength analysis, they ruled out any physical connection between this YSO and the high-energy source. G30 is cataloged as a massive YSO with a luminosity of L ∼ 3 ×10^4 L$_\odot$ (Lumsden et al., 2013) and is located at a distance of about 5.6 kpc (Anderson & Bania, 2009). G30 lies in a very complex region of the ISM; it is close to a dust filament traced mainly at 24 μm (depicted in green in Fig. 1), which appears as part of an infrared dark cloud (see the obscure silhouette in Fig. 1). Additionally, several photodissociation regions, traced at 8 μm (high-

✉ *Contact* / marielpina@conicet.gov.ar

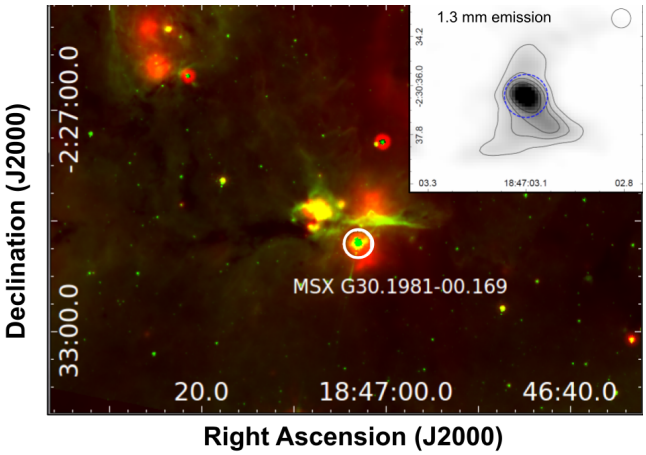


Fig. 1. Two-color image displaying the 8 μm emission from IRAC-*Spitzer* and the 24 μm emission from MIPS-*Spitzer* in red and green, respectively. The position of G30 is indicated with a white circle. The infrared data were extracted from the GLIMPSE survey. The inset image shows the ALMA continuum emission at 1.3 mm toward the molecular core associated with G30. The contour levels are 2, 6, and 10 mJy beam^{-1}. The beam size measuring 0.″7 is indicated in the top-right corner. The blue dashed circle in the inset represents the region from which spectra presented in Fig. 2 were extracted.

lighted in red in Fig. 1), seem to be associated with the filament described above. The infrared data presented in Fig. 1 were extracted from the Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire (GLIMPSE).*

As shown by Ortega et al. (2024), G30 is embedded in a molecular core, possibly of great chemical richness. Thus, in this work, based on data obtained from the Atacama Large Millimeter Array (ALMA), we present a comprehensive identification of molecular lines toward this core, aiming to establish an inventory of molecules that will serve as a reference for future studies on the chemistry of this region. Furthermore, the rotational temperature of CH_3CN was determined. This is related to the kinetic temperature of the core, providing a relevant parameter to characterize the molecular environment of the region.

2. Data and procedure

The continuum and data cubes from project 2015.1.01312 (PI: Fuller, G.; Band 6) were obtained from the ALMA Science Archive.** The single-pointing observation for the target was carried out using the telescope configurations with L5BL/L80BL(m) 42/222 in the 12 m array. The frequency range used in our analysis goes from 224.2 to 242.8 GHz, covered in four spectral windows. The angular resolution is 0.″7. The maximum recoverable scale is about 6.″2. The field of view is 25″. The frequency and velocity resolutions are 1.1 MHz and 1.4 km s^{-1}, respectively. The continuum and line (10 km s^{-1} averaged) sensitivity are 0.2 and 1.5 mJy beam^{-1}, respectively.

To identify the molecular lines, a database was built with the line rest frequencies obtained from the spectra visualized using QFitsView 4.1.*** The velocity of 103.8 km s^{-1} was determined for the molecular clump containing the core (Urquhart et al., 2011). This value was verified and slightly adjusted using the CH_3OH peak at 239.746 GHz, which was then used to convert the observed frequencies in the spectra to rest values. Lines above the arbitrary signal-to-noise (S/N) threshold of 5 were analyzed. Some lines with S/N close to or slightly above the S/N threshold could not be identified due to a high blending level. The molecular lines were identified individually using the CDMS and JPL libraries available in the Splatalogue Database for Astronomical Spectroscopy.**** In all cases, transitions were selected when the upper energy of the excited state was below 500 K.

3. Results

The inset image of Fig. 1 displays the continuum emission at 1.3 mm, showing the morphology of the molecular core associated with G30. From the blue dashed circle, centered at the peak of the continuum emission, we extracted averaged spectra from the four cubes of the analyzed ALMA spectral windows.

Figure 2 displays the spectra obtained for each spectral window. In some cases, the continuum subtraction is not optimal; however, this does not affect the identification of spectral lines. The spectra show all the molecular lines identified following the procedure explained in Sect. 2. It is important to note that all these lines were recognized separately, without any automatic method. We accurately identified 23 molecular species and 75 emission lines. In some cases, question marks and circular arrows between two molecules appear. This is because the overlapping lines of different species could not be distinguished.

3.1. Core temperature

To estimate the core temperature, an important parameter for further studies of the chemistry in the region, we used the emission of the CH_3CN. It is important to note that the baseline of the spectrum containing the CH_3CN lines is at the zero level. We estimated the rotational temperature of the core (T_{rot}) from a typical population diagram method (Goldsmith & Langer, 1999) by integrating the k = 0 to 6 projections of the CH_3CN J=13–12 transition (see, for instance, Martinez et al. 2024 for more details). Assuming optical thin lines and local thermodynamic equilibrium conditions, we considered that the obtained T_{rot} is equal to the kinetic temperature (T_k) of the gas in the region. The k=0 projection line thickness was checked and confirmed as optically thin. Figure 3 exhibits the rotational diagram, where the x-axis represents the upper-level energy of the

*https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/GLIMPSE/
**http://almascience.eso.org/aq/
***https://www.mpe.mpg.de/~ott/QFitsView/
****https://splatalogue.online/#/advanced

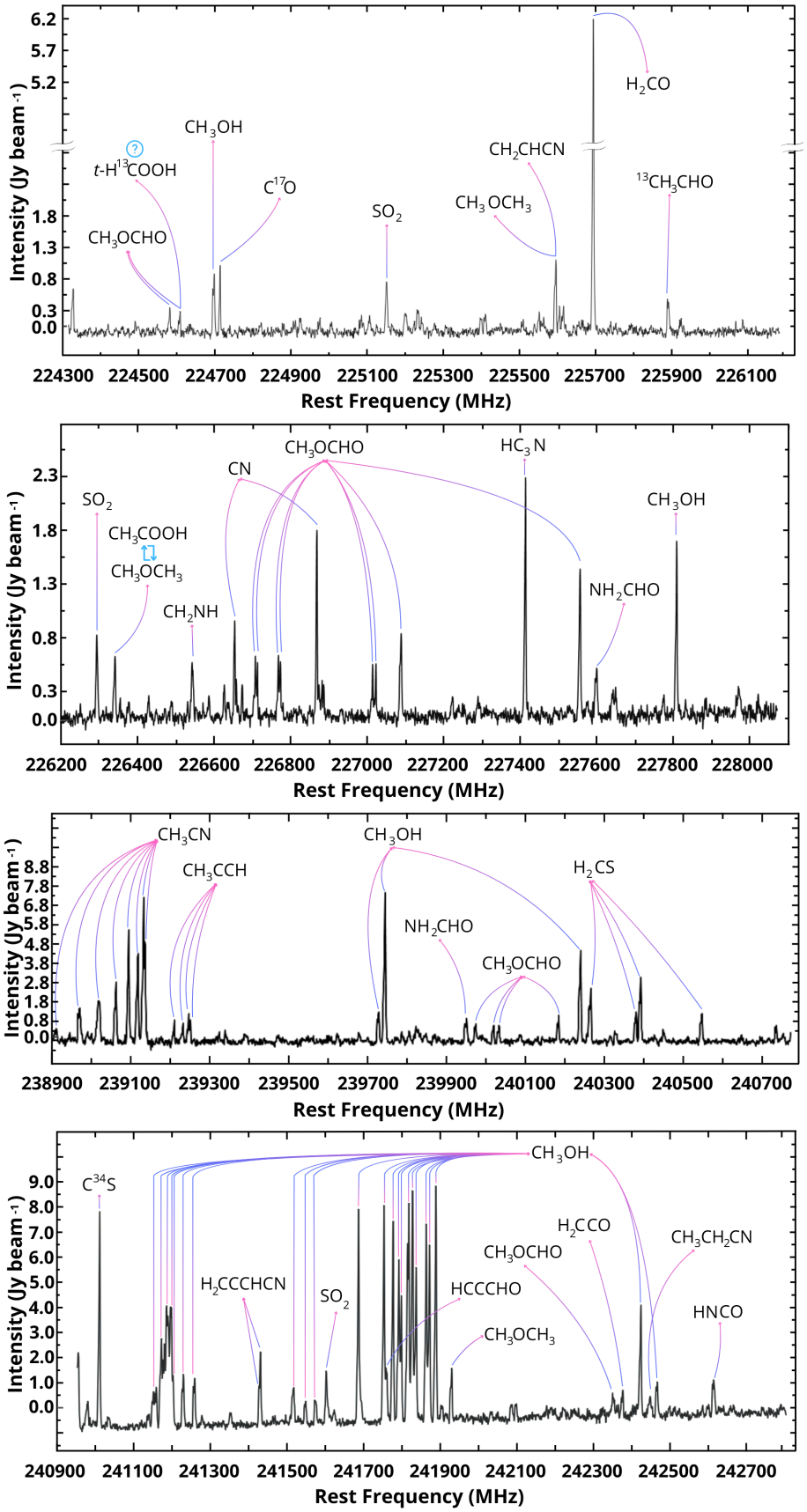


Fig. 2. Averaged spectra obtained from the region indicated with a blue dashed circle in Fig. 1. The identified molecular lines above the arbitrary S/N threshold of 5 are indicated.

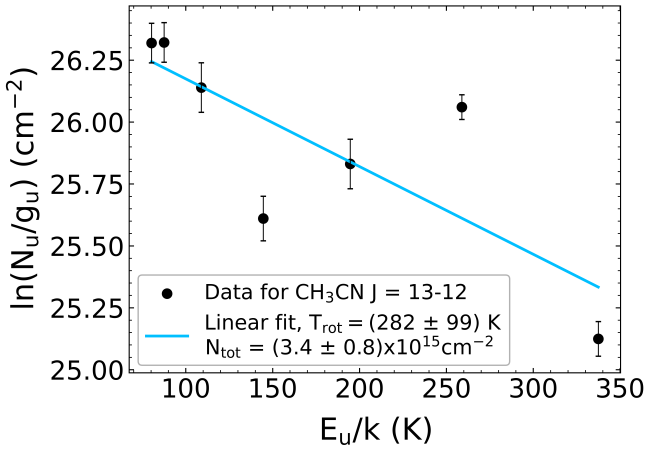


Fig. 3. Rotational diagram for CH_3CN J=13–12 transition, based on the K=0 to 6 projections. The light-blue line represents the best linear fit of the data, with a coefficient of determination $R^2 = 0.62$.

transitions (E_u/k) expressed in Kelvin, plotted against the y-axis, which is the natural logarithm of the normalized column density (N_u). The degeneracy factor (g_u) accounts for the statistical weight of the upper level. A linear fit to the data yielded a $T_{rot} = 282 \pm 99$ K and a CH_3CN column density of $(3.4 \pm 0.8) \times 10^{15}$ cm^{-2}.

4. Discussion

The analysis of the molecular core associated with G30 highlights its remarkable chemical diversity. The detection of 23 molecular species, including compounds such as CH_3CN and H_2CO, underscores the chemically active environment in this region of the ISM. This chemical richness is consistent with findings from other well-studied HMCs, such as OMC-1 and Sgr B2, where COMs, including CH_3OH and CH_3OCHO, are prevalent due to the interplay of high temperatures and intense UV radiation fields (Blake et al., 1987; Garrod & Herbst, 2006).

The calculated core temperature, significantly exceeding the typical desorption threshold of approximately 120 K (Ortega et al., 2023), aligns with the observed chemical richness, confirming that the core is indeed an HMC. The derived T_{rot} indicates physical conditions consistent with advanced stages of stellar evolution, facilitating the release of complex molecules from dust grains into the gas phase. In particular, the detected lines of CH_3CN are tracers of a high-density and high-temperature environment, characteristic of HMCs (Remijan et al., 2004; Araya et al., 2005). Such high temperatures not only enhance the chemical complexity of the core but also allow gas-phase reactions and molecule sublimation from frozen dust to occur, producing second-generation COMs (Öberg et al., 2014). This supports the hypothesis that G30 is in an advanced stage of evolution, where thermal processes might dominate its chemistry.

The observed molecular emissions further provide insight into the physical and chemical processes. Molecules like CH_3OCHO, concentrated in the warmer inner layers, indicate active heating mechanisms presumably driven by protostellar radiation (Bottinelli et al., 2004). Conversely, the presence of H_2CO in probably cooler outer regions (lines with $E_u \sim 30$ K) indicates a gradient in temperature and density, characteristic of collapsing cores (van der Tak et al., 2000). These spatial variations are critical for understanding the reciprocal processes between the protostar and its surrounding environment. Moreover, identifying transitions with upper energy levels below 500 K is consistent with studies of other massive star-forming regions where similar excitation conditions were reported (Allen et al., 2017; Rivilla et al., 2019). These comparisons suggest that G30 shares chemical and physical traits with other HMCs, reinforcing its classification as a prototypical example of such structures and providing a benchmark for future studies in massive star-forming regions.

Finally, this work demonstrates the utility of high-resolution observations with ALMA for unveiling the complex chemistry of HMCs. The combination of rotational temperature derivations, spatially resolved emissions, and numerous molecular species detections emphasizes the convoluted interaction of physical and chemical processes. Future studies will aim to model the chemical pathways in G30 to gain deeper insights into its evolutionary status and the role of feedback processes in shaping its molecular environment.

Acknowledgements: This work was partially supported by the Argentinian grants PIP 2021 11220200100012 and PICT 2021-GRF-TII-00061 awarded by CONICET and ANPCYT.

References

Allen V., et al., 2017, A&A, 603, A133
Anderson L.D., Bania T.M., 2009, ApJ, 690, 706
Araya E., et al., 2005, ApJS, 157, 279
Blake G.A., et al., 1987, ApJ, 315, 621
Bonfand M., et al., 2019, A&A, 628, A27
Bottinelli S., et al., 2004, ApJ, 615, 354
Coletta A., et al., 2020, A&A, 641, A54
Garrod R.T., Herbst E., 2006, A&A, 457, 927
Goldsmith P.F., Langer W.D., 1999, ApJ, 517, 209
Herbst E., van Dishoeck E.F., 2009, ARA&A, 47, 427
Jørgensen J.K., Belloche A., Garrod R.T., 2020, ARA&A, 58, 727
Lumsden S.L., et al., 2013, ApJS, 208, 11
Martinez N.C., et al., 2024, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 65, 173
Mininni C., et al., 2023, A&A, 677, A15
Öberg K.I., et al., 2014, Faraday Discussions, 168, 81
Ortega M.E., Petriella A., Paron S., 2024, MNRAS, 532, 4446
Ortega M.E., et al., 2023, A&A, 677, A129
Remijan A., et al., 2004, ApJ, 606, 917
Rivilla V.M., et al., 2017, A&A, 598, A59
Rivilla V.M., et al., 2019, MNRAS, 483, 806
Urquhart J.S., et al., 2011, MNRAS, 418, 1689
van der Tak F.F.S., et al., 2000, ApJ, 537, 283

Environmental conditions and the CO emission in the Small Magellanic Cloud

H.P. Saldaño[1,2], M. Rubio[3], L. Ferrero[4] & C.C. Mendez[5]

[1] *Instituto de Investigaciones en Energía no Convencional, UNSa, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Godoy Cruz 2290, CABA, Argentina*
[3] *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile*
[4] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[5] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNSa, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 24 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / La Nube Menor de Magallanes (NmM) es un laboratorio ideal para el estudio del medio interestelar (MIE) en condiciones físicas similares al Universo primigenio: baja fracción de gas molecular, intensos campos de radiación ultravioleta y baja metalicidad. En este trabajo, analizamos la dependencia de la emisión integrada del CO ($J = 3 - 2$) con trazadores de formación estelar (colores en la banda del infrarojo de *Herschel* y *Spitzer*) y propiedades físicas del polvo (densidad superficial, temperatura y absorción visual) en el MIE de la barra de la NmM. Encontramos que la emisión de CO ($J = 3 - 2$) en la barra de la NmM tiene una buena correlación con los índices de color en el infrarojo y con las propiedades del polvo estudiadas, indicando que esta molécula es un buen trazador de regiones de alta densidad con activa formación estelar en la NmM.

Abstract / The Small Magellanic Cloud (SMC) is an ideal laboratory for studying the interstellar medium (ISM) in physical conditions that are similar to the early Universe: low molecular gas fraction, high ultraviolet radiation fields, and low metallicity. In this work, we analysed the dependence of the integrated CO ($J = 3 - 2$) emission with star-formation tracers (e.g., *Spitzer* and *Herschel* infrared colours) and physical dust properties (surface density, temperature, and visual absorption) of the ISM in the SMC's Bar (SMC-Bar). We found that the CO ($J = 3 - 2$) emission in the SMC-Bar shows a good correlation with the infrared colour indices and the dust properties, indicating that this molecule is a reliable tracer of dense and actively star-forming regions in the SMC.

Keywords / galaxies: individual (SMC) — galaxies: dwarf — galaxies: ISM — galaxies: star formation

1. Introducción

The Small Magellanic Cloud (SMC) serves as an ideal laboratory for studying the physical properties of the interstellar medium (ISM) under conditions of low metallicity (20% solar neighbourhood abundance), high ultraviolet radiation field, and extremely low dust and molecular abundances (Roman-Duval et al., 2017; Jameson et al., 2018). Due to its proximity to our Galaxy ($\sim$ 60 kpc), hundreds of small molecular clouds have been identified in the SMC at high spatial resolutions ($\sim 1-10$ pc) using carbon monoxide (CO) (e.g., Tokuda et al., 2021; Saldaño et al., 2023, 2024), thereby characterising the main properties of the clouds, such as size, velocity dispersion, and CO luminosity. These observations showed that the low metallicity may affect such properties, resulting in less turbulent and luminous clouds than their Milky Way counterparts of similar size. Moreover, since the CO clouds in the SMC are embedded within large reservoirs of H_2 gas (Jameson et al., 2018), the CO-to-H_2 conversion factor (α_{CO}) of the SMC tends to be three to tens of times larger than that of the Galaxy (Bolatto et al., 2013).

The gas density and star formation can also influence the properties of the ISM. A parameter that is highly sensitive to the environment is the ratio between integrated CO lines of different transitions (e.g., $R_{21} = [\mathrm{CO}\,(2-1)]/[\mathrm{CO}\,(1-0)]$). Theoretical studies have demonstrated that varying the stellar radiation field by two orders of magnitude produces an increase in R_{21} by up to a factor of two (Peñaloza et al., 2018). den Brok et al. (2021) also observed a positive correlation between R_{21} and observational properties that trace star formation in low-metallicity galaxies, whereas Saldaño et al. (2024) analysed the integrated CO line ratio $R_{32} = [\mathrm{CO}\,(3-2)]/[\mathrm{CO}\,(2-1)]$ in the SMC-Bar, showing an increase of R_{32} with infrared observational properties. These authors concluded that regions with high density and strong star formation activity can be traced by high values of R_{32} (> 0.65).

However, the measurements of R_{32} in the SMC by Saldaño et al. (2024) were made in four small regions (yellow boxes in Fig. 1), where the $\mathrm{CO}\,(2-1)$ emissions were observed by Saldaño et al. (2023). These regions are located within the full survey of $\mathrm{CO}\,(3-2)$ in the SMC-Bar, indicated by a white contour in the figure. In this study, we used the complete $\mathrm{CO}\,(3-2)$ survey of the SMC-Bar to explore the correlations between the integrated $\mathrm{CO}\,(3-2)$ emission and dust parameters. A detailed description of these data, along

✉ *Contact* / hpablohugo@gmail.com

Research article

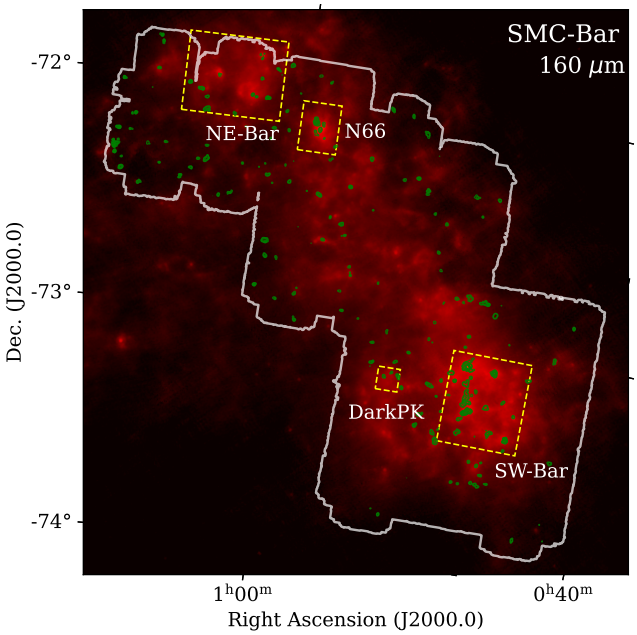


Fig. 1. CO (3−2) observations of the SMC-Bar with APEX. The white contour outlines the SMC-Bar region, while the green contours represent the CO (3 − 2) distribution. Yellow boxes indicate the CO (2 − 1) survey coverage in the SW-Bar, NE-Bar, N66, and DarkPK regions. The background emission corresponds to 160 μm data from *Spitzer*.

with an overview of all datasets used in our analysis, is provided in Sect. 2. Sect. 3 outlines the methodology used to process the data. In Sect. 4, we present the correlations between CO and dust properties, followed by a discussion in Sect. 5. Finally, Sect. 6 summarises the main findings of our study.

2. CO and dust surveys

We used the recent CO (3−2) survey of the SMC at 6 pc ($\sim 20''$) resolution (Saldaño et al., 2024), observed with the 12 m Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) telescope (Güsten et al., 2006). The survey was carried out using the SuperCAM instrument (Kloosterman et al., 2012), covering the main body (bar) of the SMC within a field of view (FoV) of ~ 3.5 square degrees (see Fig. 1). The root mean squared (rms) in intensity of the mapped regions is ~ 1 K at a $7''$ pixel size.

We also used the APEX CO (2 − 1) survey at 9 pc ($\sim 30''$) resolution (Saldaño et al., 2023). This survey covers the south-west bar (SW-Bar) and the north-east bar (NE-Bar) regions of the SMC, as well as the highest H II region of the SMC (N66), and the dark peak (DarkPK) region, indicated by yellow boxes in Fig. 1. These regions give a total FoV of ~ 0.4 square degrees and have rms between $\sim 0.1 - 0.3$ K at a $14''$ pixel size.

In addition, we used the mid-infrared (MIR) maps from Surveying the Agents of Galaxy Evolution (SAGE) in the SMC (Gordon et al., 2011) at 8 and 24 μm, and the far-infrared (FIR) maps from the *HERschel* Inventory of The Agents of Galaxy Evolution (HERITAGE) in the Magellanic Clouds Project (Meixner et al., 2013) at 100, 160, 250, 350, and 500 μm. Both projects covered the entire IR emitting region of the SMC. We also used the dust surface density ($\Sigma_{\rm dust}$) and temperature ($T_{\rm dust}$) maps created by Gordon et al. (2014) using a broken emissivity modified black-body (BEMBB) model with a constrained exponential index (β) ranging between 0.8 and 2.5. All dust property maps are at $\sim 40''$ resolution, and have been binned into $56''$ pixels to ensure that the data for each point are independent.

3. Data processing

We convolved the CO data cubes to a common spatial resolution of $\sim 40''$, then the convolved maps were regridded to match the pixel size of the dust maps ($56''$) in order to perform a pixel-by-pixel analysis. Given the low signal-to-noise (S/N) ratio of the CO (3 − 2) survey and its non-uniform background noise (see Saldaño et al., 2024), we employed the CO(1 − 0) data cube (Mizuno, 2009) to mask channels with unreliable CO (3 − 2) emission. Subsequently, we calculated the integrated CO emission in each pixel using the expression $I_{\rm CO} = \sum T_{\rm CO}(v)\Delta v$, where $T_{\rm CO}$ represents the main beam brightness temperature in Kelvin and Δv denotes the channel width in km s^{-1}. The integration was performed within the velocity range of the CO line, where $T_{\rm CO} \gtrsim 3 \times$ rms.

On the other hand, we estimated the total infrared surface brightness ($S_{\rm TIR}$) using a combination of the *Spitzer* 24 and 70 μm bands with the *Herschel* 100, 160, and 250 μm bands (Jameson et al., 2018). This was accomplished through the expression $S_{\rm TIR} = \sum c_i S_i$, where S_i denotes the brightness in the respective *Spitzer* and *Herschel* band i. Here, c_i represents the calibration coefficient for the combined brightness (Galametz et al., 2013). Both $S_{\rm TIR}$ and S_i are expressed in W kpc^{-2}.

We also estimated the visual extinction (A_V) in the SMC-Bar. Following the methodology outlined by Lee et al. (2015), we used the temperature ($T_{\rm dust}$) and the *Herschel* 160 μm map (Gordon et al., 2014) to determine the visual extinction, expressed as $A_V = 2200\,\tau_{160}$, where the optical depth τ_{160} is given by:

$$\tau_{160} = \frac{S_{160}[\mathrm{MJy/sr}]}{B_\nu(T_{\rm dust}, 160\mu\mathrm{m})} \quad (1)$$

In Eq. 1, S_{160} represent the surface brightness at 160 μm and $B_\nu(T_{\rm dust}, 160\,\mu\mathrm{m})$ the Planck function. The factor 2200 in the expression for A_V was estimated by comparing visual extinctions and optical depths in the Galaxy.

4. Results

In Fig. 2, we present the correlation between the integrated emission of CO (3 − 2) and CO (2 − 1) at $40''$ resolution for the SW-Bar, NE-Bar, N66, and DarkPK regions (see Fig. 1). To avoid a noise-dominated correlation, we considered integrated emissions in both transitions with uncertainties lower than 30%, i.e., S/N ≥ 3. Across the three regions (SW-Bar, NE-Bar, and N66), most pixels with high S/N ratios in both integrated emissions exhibited R_{32} values between 0.4 and 1.0, with

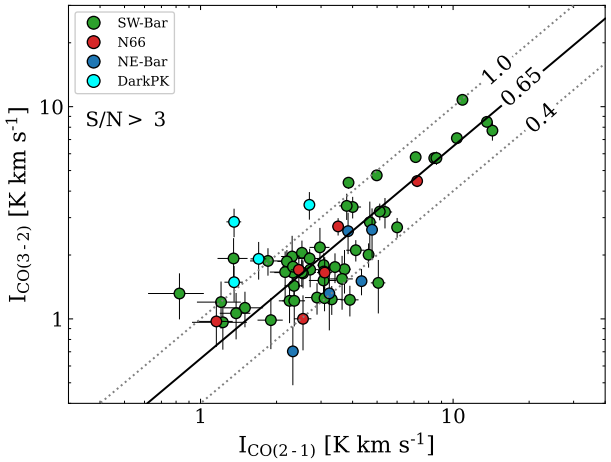


Fig. 2. Correlation between the integrated CO $(3-2)$ and CO $(2-1)$ emission at $40''$ resolution. All values correspond to regions where the integrated emission in both transitions has S/N ≥ 3. The dotted and solid lines represent R_{32} values of 0.4, 0.65, and 1.0, corresponding to the slopes of the linear function $y = a\,x$.

a median of 0.65. In contrast, pixels with high S/N ratios in the DarkPK region exhibited $R_{32} \gtrsim 1$. These ratios are consistent with those reported by Saldaño et al. (2024) for the SMC-Bar region at a smaller spatial resolution, supporting the analyses presented in Figs. 3, 4, and 5.

Figure 3 shows the correlation between the integrated CO $(3-2)$ emission and observable quantities in the FIR range (S_{160}/S_{500}, S_{250}/S_{500}, and $S_{\rm TIR}$) for the SMC-Bar. The integrated CO emissions with high S/N (≥ 3) are depicted in green, while empty circles represent pixels with low S/N ratios (< 3). The left and middle panels of Fig. 3 reveal that $I_{\rm CO(3-2)}$ with high S/N ratios exhibit moderately increasing trends with FIR colours, characterised by Spearman coefficients (ρ_S) of 0.7. In contrast, the right panel of Fig. 3 shows a strong correlation between $I_{\rm CO(3-2)}$ and $S_{\rm TIR}$, with a Spearman coefficient of 0.8.

Similar results were obtained for the relationships between the $I_{\rm CO(3-2)}$ and *Spitzer* colours (S_{24}/S_{08}, S_{24}/S_{70}, and S_{70}/S_{160}), as shown in Fig. 4. The relationships between $I_{\rm CO(3-2)}$ and the dust parameters ($\Sigma_{\rm dust}$, A_V, $T_{\rm dust}$) are shown in Fig. 5.

5. Discussion

Our findings suggest that the CO $(3-2)$ emission effectively traces dense and actively star-forming regions. This inference is supported by our empirical correlations with the IR colours and $S_{\rm TIR}$. Warm dust clouds generally peak between 70 and 160 μm, and some are peaking between 35 and 70 μm (Madden et al., 2012), causing the MIR and FIR colours to trace dust temperatures and interstellar radiation fields (den Brok et al., 2021) and are therefore indicative of the star formation rate (Gregg et al., 2022). While $S_{\rm TIR}$ scales with the gas surface density and star formation (den Brok et al., 2021).

In particular, the emission lines of polycyclic aromatic hydrocarbons, which fall within the *Spitzer* 8 μm band, are typically excited by far-ultraviolet radiation in the outer regions of molecular clouds, known as photodissociation regions (see Madden et al., 2020). Consequently, in the innermost parts of the clouds, the emission at 8 μm decreases while the emission at 24 μm increases, and vice versa. This implies that in regions with high dust density and strong CO emission, the S_{24}/S_{08} colour increases. This observation helps to explain the positive correlation observed between CO $(3-2)$ and the *Spitzer* S_{24}/S_{08} colour. This agrees with the increasing trend of the local strength of star formation with the S_{24}/S_{08} colour shown by Gregg et al. (2022) in local galaxies.

These findings are consistent with the positive correlations that we found between the $I_{\rm CO(3-2)}$ and dust properties, as illustrated in Fig. 5. Specifically, we observed an increase in $I_{\rm CO(3-2)}$ within dense, optically thick regions, as shown in the left and middle panels of Fig. 5. Similar results were reported by Lee et al. (2015) using the integrated CO $(2-1)$ emission but only in the SW-Bar region. Furthermore, we identified a moderate correlation between CO $(3-2)$ emission and the dust temperature ($\rho_S = 0.4$). This relatively weak correlation may indicate that the molecular gas and dust temperatures are poorly coupled (see Luo et al., 2023).

Finally, we found that all correlations improved when data with lower uncertainties were selected (S/N ≥ 5 or 10), although the number of data decreased.

6. Summary

For the first time, we present the correlation between the integrated CO $(3-2)$ emission and dust properties across the entire SMC-Bar at a resolution of $\sim 40''$. We found that $I_{\rm CO(3-2)}$ increases with MIR and FIR colours, as well as with the TIR surface brightness. These results indicate that the CO $(3-2)$ is a good tracer of dense and active star-forming regions in the SMC.

References

Bolatto A.D., et al., 2013, ARA&A, 51, 207
den Brok J.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 3221
Galametz M., et al., 2013, MNRAS, 431, 1956
Gordon K.D., et al., 2011, AJ, 142, 102
Gordon K.D., et al., 2014, ApJ, 797, 85
Gregg B., Calzetti D., Heyer M., 2022, ApJ, 928, 120
Güsten R., et al., 2006, A&A, 454, L13
Jameson K.E., et al., 2018, ApJ, 853, 111
Kloosterman J., et al., 2012, *SPIE CS*, vol. 8452, 845204
Lee C., et al., 2015, MNRAS, 450, 2708
Luo G., et al., 2023, ApJ, 942, 101
Madden S.C., et al., 2012, *IAU Symposium*, vol. 284, 141
Madden S.C., et al., 2020, A&A, 643, A141
Meixner M., et al., 2013, AJ, 146, 62
Mizuno N., 2009, *IAU Symposium*, vol. 256, 203–214
Peñaloza C.H., et al., 2018, MNRAS, 475, 1508
Roman-Duval J., et al., 2017, ApJ, 841, 72
Saldaño H.P., et al., 2023, A&A, 672, A153
Saldaño H.P., et al., 2024, A&A, 687, A26
Tokuda K., et al., 2021, ApJ, 922, 171

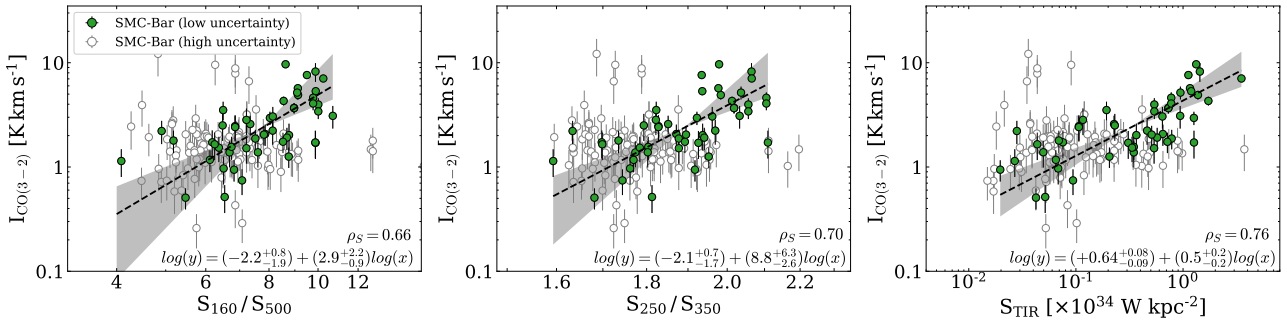


Fig. 3. Correlation between $I_{CO(3-2)}$ and FIR datasets for the SMC-Bar. The left and middle panels show $I_{CO(3-2)}$ as a function of the *Herschel* colour ratios S_{160}/S_{500} and S_{250}/S_{350}, respectively. The subscripts in the surface brightnesses (S) in each panel indicate the wavelength of the *Herschel* bands. The right panel displays $I_{CO(3-2)}$ vs. TIR surface brightness (S_{TIR}). Integrated CO emissions with uncertainties lower than 30% are highlighted in green, while empty circles represent emissions with higher uncertainties. The Spearman rank correlation coefficient (ρ_S) and the best fits for the low-uncertainty data are shown in the bottom-right corner of each panel.

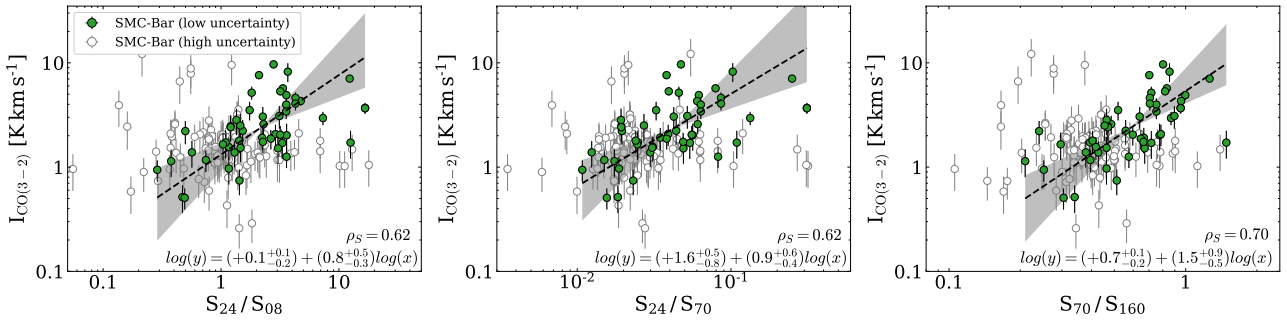


Fig. 4. Similar to Fig. 3 , but for *Spitzer* MIR and FIR colours.

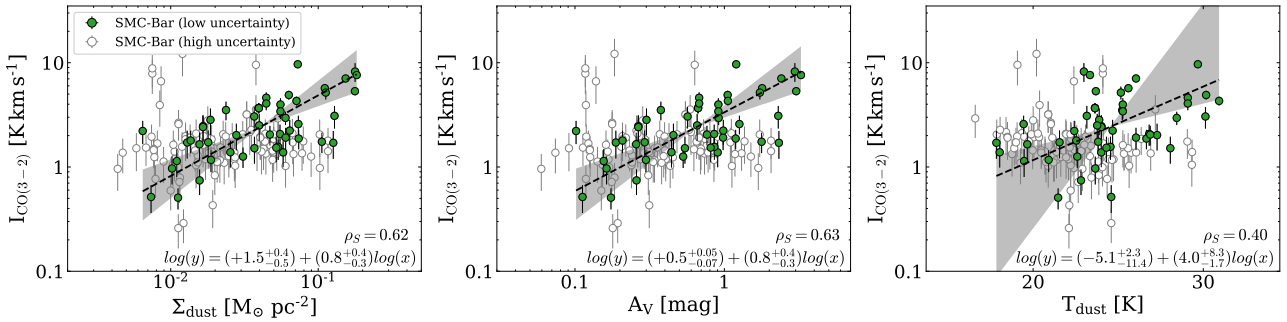


Fig. 5. $I_{CO(3-2)}$ vs. dust parameters for the SMC-Bar. *Left:* The $I_{CO(3-2)}$ as function of the dust surface density (Σ_{dust}). *Middle:* $I_{CO(3-2)}$ as a function of the visual extinction (A_V). *Right:* correlation between $I_{CO(3-2)}$ and the dust temperature (T_{dust}).

CO abundance in the Small Magellanic Cloud

C.C. Mendez[1], H.P. Saldaño[2,3], & L.V. Ferrero[4]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas-Depto de Física, Universidad Nacional de Salta (UNSa),Argentina*
[2] *Instituto de Investigación de Energía no Convencional (INENCO), UNSa,Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET),Argentina*
[4] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 03 July 2025
©The Authors 2024

Resumen / La Nube Menor de Magallanes (SMC) es la galaxia de baja metalicidad más cercana a la Vía Láctea ubicada a $\sim$ 60 kpc . Su metalicidad es un $\sim 20\,\%$ de la vecindad solar. Esta deficiencia de metales hace que la abundancia molecular y de polvo sea varios órdenes de magnitud menor a los valores medidos en galaxias de mayor metalicidad, haciendo que el estudio de la emisión molecular en la SMC se convierta en un gran desafío. Para poder estimar la densidad o masa total de H_2 de una nube moleculares, es necesario recurrir a trazadores indirectos como el monóxido de carbono (CO), capaz de emitir en condiciones de bajas temperaturas y bajas densidades en el medio interestelar. Para esto, necesitamos conocer la abundancia de CO respecto al hidrógeno molecular, [CO/H_2], la cual resulta ser un importante factor de conversión para modelos teóricos de formación de galaxias. En este trabajo, presentamos una estimación de la abundancia de [CO/H_2] en la region central de la Nube Menor de Magallanes usando observaciones del CO en las transiciones moleculares $J = 2-1$ y $J = 3-2$ y estimaciones de la densidad de H_2 tomados de bases de datos públicos. En promedio, encontramos que la abundancia de [CO/H_2] en la SMC es $(1.5\pm0.8)\times10^{-6}$, dos ordenes de magnitud menor al encontrado en la Vía Láctea ($\sim 10^{-4}$). Además, encontramos que hay una tendenencia creciente de [CO/H_2], desde el noreste al suroeste de la barra de la SMC, dando indicios de la dependencia de este factor con las condiciones físicas del medioambiente. Esta es la primera estimación de la abundancia de [CO/H_2] en la SMC basado en datos submilimétricos.

Abstract / The Small Magellanic Cloud (SMC) is the closest low-metallicity galaxy to the Milky Way, located at $\sim$ 60 kpc. Its metallicity is 20% of the solar neighbourhood. This metal deficiency makes the molecular and dust abundances several orders of magnitude lower than those measured in high-metallicity galaxies, which turns the study of molecular emission in the SMC into a significant challenge. To identify the main molecular components of H_2, tracers like carbon monoxide (CO) are commonly used. This tracer can be detected in conditions of low temperature and density in the interstellar medium (ISM). CO observations are used to estimate the H_2 surface density and masses of molecular clouds. For that, we require knowing the CO abundance with respect to H_2, [CO/H_2], an important conversion factor for theoretical models of galaxy formation. In this work, we present the first estimations of the [CO/H_2] abundance in the central region of the SMC (bar) using observations of CO in the $J = 2 - 1$ and $J = 3 - 2$ transitions and estimations of the surface H_2 density from public databases. On average, we found that the [CO/H_2] abundance in the SMC is $(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-6}$, two orders of magnitude lower than measured in the Milky Way ($\sim 10^{-4}$). Indeed, we found that [CO/H_2] tends to increase from the northeast towards southwest in the SMC-bar, giving clues of the environment dependence of this conversion factor. This is the first determination of the [CO/H_2] abundance in the SMC-bar based on submillimeter data.

Keywords / Galaxy: structure — galaxies: individual (SMC)

1. Introduction

Low-metallicity galaxies, such as the Small Magellanic Cloud (SMC) offer a unique opportunity to study the chemical and physical evolution of the interstellar medium (ISM) in environments similar to those present in the early Universe. The SMC has an oxygen-to-hydrogen abundance ratio (O/H) that is approximately 20% of the Milky Way value (Russell & Dopita, 1992). This low metallicity made that the SMC had a low molecular and dust abundance (Jameson et al., 2018), and a poor active star formation compared to other larger, more metal-rich galaxies (Sewiło et al., 2013). These make the SMC an interesting target to understand how molecular clouds form and evolve under different environments.

However, the molecular hydrogen (H_2), the main component of molecular gas, is difficult to detect in the ISM due to its lack of a permanent dipole moment, which restricts its emission to higher infrared (IR) frequencies at temperatures above 100 K. Then, carbon monoxide (CO) is much easier to detect in environments of low temperature ($\sim$ 30 K) and density, where the star formation occurs. Therefore, the use of tracers such as CO, whose emission is observable in the sub-millimetre range, is required to infer the presence of H_2 (Glover et al., 2010).

As the H_2 density and masses are required to adequately characterize and model the molecular cloud formation and evolution in galaxies, it is necessary to

✉ *Contact* / mendezcris.75@gmail.com

Research article

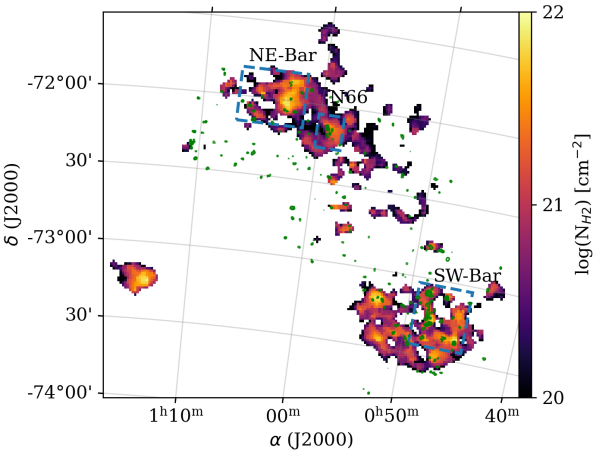


Fig. 1. Map of H_2 column density in the Small Magellanic Cloud. Green contours show the distribution of CO (J = 3–2) emission along the SMC bar. The blue dashed boxes indicate the SW-Bar, NE-Bar, and N66 regions, where 28 dust clouds from Takekoshi et al. (2017) were used for spectral line extraction.

study the [CO/H_2] abundance in the SMC conditions. In this work, we present the first estimation of the sub-millimetre-based [CO/H_2] abundance in the main body of the SMC-bar (at 12 pc resolution) using recent CO survey data in the J = 2–1 and J = 3–2 transitions (Saldaño et al., 2023, 2024).

To investigate the [CO/H_2] abundance in the SMC, we examined 28 dust clouds from Takekoshi et al. (2017) in three regions of the SMC towards the southwest-bar (SW-Bar), the northeast-bar (NE-Bar), and N66 (See Fig. 1). Our results provide new insights into molecular gas properties in low-metallicity environments, helping to improve our understanding of molecular cloud formation in galaxies like the SMC.

2. Data

We used CO $J = (3-2)$ and CO $J = (2-1)$ survey data of the SMC from Saldaño et al. (2023, 2024). The first survey mapped CO $J = (3-2)$ emission across the entire SMC-bar with a spatial resolution of 6 pc and a root-mean-square (rms) noise of ~ 1 K. The second survey focused on seven smaller regions, including SW-Bar, NE-Bar, and N66 (see Fig. 1), detecting CO $J = (2–1)$ emission with a coarser resolution of 9 pc but improved sensitivity ($\sim$ 0.3K). To ensure consistency, we convolved and regridded the data cubes from both surveys to match the 40″ resolution and 56″ pixel size of the H_2 column density map from Jameson et al. (2016). The latter used far-infrared dust emission data from the Herschel telescope to estimate the H_2 column density on a pixel-by-pixel basis (colour scale in Fig. 1)

3. Methods

We investigated the [CO/H_2] abundance using spectral lines along the line of sight (LOS) of 28 dust clouds previously identified by Takekoshi et al. (2017) towards SW-Bar, NE-Bar and N66 (see Fig.1).

We selected 17 clouds in the SW-Bar region, 9 in the NE-Bar, and 2 in N66. We extracted average CO spectral lines from the cloud regions defined by Takekoshi et al. (2017),ensuring that the measurements correspond to areas of significant dust emission. Due to the low signal-to-noise ratio in the CO (J=3 − 2) maps toward the northern regions, we detected only three small molecular clouds in the NE-Bar (NE-3, NE-6, and NE-7) showing significant CO emission in both transitions. In contrast, our improved spatial resolution allowed us to resolve the larger dust cloud in N66 corresponding to (NE-1 in Takekoshi et al., 2017) into four smaller molecular clouds (see Fig. B.3 from Saldaño et al., 2023). However, only two of these substructures — the plume and the central region of the N66 bar — display detectable CO emission. In the SW-Bar, we identified 9 clouds with emission in both CO transitions. Consequently, our final sample comprises 14 dust clouds suitable for estimating the [CO/H_2] abundance.

Assuming local thermodynamic equilibrium (LTE) and following the formalism of Mangum & Shirley (2015), we derived the total CO column density ($N_{\rm CO}$) and the excitation temperature ($T_{\rm ex}$) from the spectral lines associated with the dust clouds. In this approach, we assume that both CO transitions share the same excitation temperature. We fitted the CO (J=3–2) and CO (J=2–1) spectral lines with multiple Gaussian functions to derive the integrated optical depth, $\int \tau_\upsilon \, d\upsilon$, for a given $T_{\rm ex}$, using the equation:

$$\tau_\upsilon = -\ln[1 - \frac{T_{\rm mb}}{f[J(T_{\rm ex}) - J(T_{\rm bg})]}], \quad (1)$$

where $T_{\rm mb}$ is the main-beam brightness temperature (in K), $T_{\rm bg}$ is the background temperature, assumed to be 2.7 K (the cosmic microwave background), f is the beam filling factor, which accounts for the fraction of the telescope beam subtended by the source. In our analysis, we assumed $f = 1$. $J(T)$ is defined as $J(T) = \frac{h\nu}{k}\left(\frac{1}{e^{h\nu/(kT)}-1}\right)$. Finally, we calculated the total CO column density ($N_{\rm CO}$) from both transitions using the following equation:

$$N_{\rm CO} = \frac{3h}{8\pi^3 \mu J} Q_{\rm rot} \frac{\exp\left(\frac{hB_o\,J\,(J+1)}{k\,T_{\rm ex}}\right)}{\left[\exp\left(\frac{h\nu}{k\,T_{\rm ex}}\right) - 1\right]} \int \tau_\upsilon \, d\upsilon, \quad (2)$$

where h and k are the Planck's and Boltzmann's constants. The factor μ is the magnetic dipolar moment, J is the upper level of the CO transition, $Q_{\rm rot}$ the equipartition function, and ν the frequency for the given transition. We iteratively adjust $T_{\rm ex}$ until the total column densities derived from both transitions converge to similar values.

4. Results

In Fig.2, we show the CO (J = 2–1) and CO (J = 3–2) spectra for the brightest six clouds of the total sample. These spectra represent a diversity of CO line profiles in our sample, including single and multiple CO components. In some clouds (e.g., SW-1, SW-2, and N66-bar), we detected two velocity components in the CO spectra.

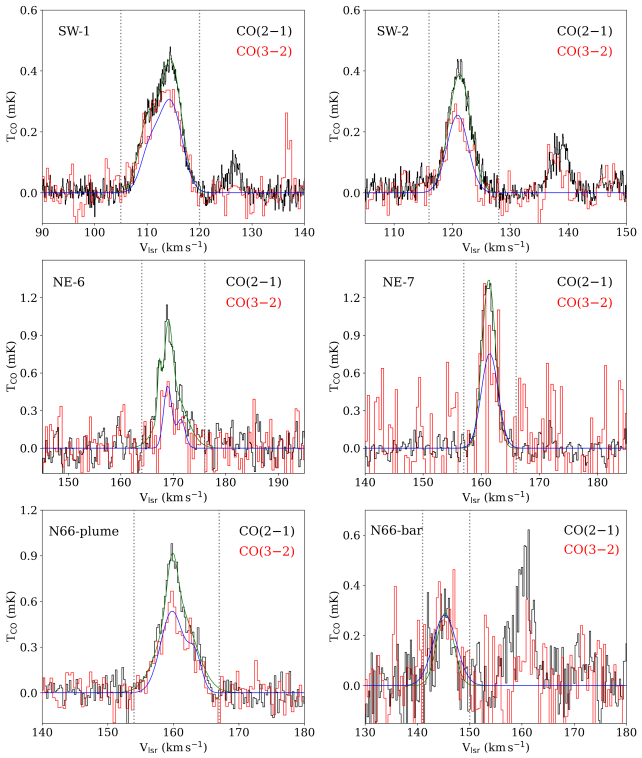


Fig. 2. Spectral lines of CO ($J = 3$–2) and CO ($J = 2$–1) for six dust clouds in the SW, NE, and N66 regions. *Top panels:* SW-1, SW-2 sources. *Middle panels:* NE-6,NE7 sources. *Bottom panels:* N66-Plume, N66-bar sources. Gaussian fits are shown with solid coloured lines.The labels in the upper left corners correspond to the dust clouds identified by Takekoshi et al. (2017). The vertical dotted lines indicate the velocity range over which the CO lines were integrated.

We assume that the brightest components in both transitions correspond to the dust clump, while the weaker secondary components likely arise from another cloud partially outside the main aperture. Indeed, the CO ($J = 3 - 2$) emission of the weaker component is at or below the spectral rms noise level. Thus, we used the brightest CO ($J = 2 - 1$ and $J = 3 - 2$) components to derive the molecular parameters of the dust clouds.

In Table 1, we show the parameters of the CO lines for the selected dust clouds. The corresponding velocity dispersions (σ_υ, cols. 2 and 4) were determined using the moment method rather than Gaussian fitting, due to the presence of multiple-Gaussian components in the brightest CO profiles. The integrated intensities of the CO lines are shown in columns 3 and 5. The integration was performed within the velocity ranges marked by vertical dotted lines in Fig. 2, ensuring consistent selection of emission in both transitions. Column 6 presents the H_2 column densities derived from dust continuum emission by Jameson et al. (2018), whereas columns 7 and 8 list the excitation temperature ($T_{\rm ex}$) and the CO column density ($N_{\rm CO}$) derived in this work, assuming LTE conditions.

In Fig. 3 we show the correlation between CO and H_2 column densities. We find a moderate correlation between the column densities, with a Spearman coefficient of 0.7, indicating that the CO emission generally traces H_2, but with significant scatter likely due to environmental variations within the SMC.

To quantify this correlation, we performed a fit to the CO-to-H_2 relation using linear regression in logarithmic scale following the methodology described in Saldaño et al. (2023). We consider two cases: a power-law model ($y = \alpha\, x^{\beta}$), where we obtained $\alpha = (2.5 \pm 2.0) \times 10^{-34}$ and $\beta = 2.3 \pm 1.0$. For the second case,we fixed β to 1. Here, we obtained $\alpha = (1.4 \pm 0.5) \times 10^{-6}$. In this second fit, α represents the [CO/H_2] abundance, defined by the $N_{\rm CO}/N_{\rm H_2}$ ratio. The average [CO/H_2] abundance derived for the 14 clouds is $(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-6}$, which is consistent (within the uncertainties) with the slope obtained in the second fit.

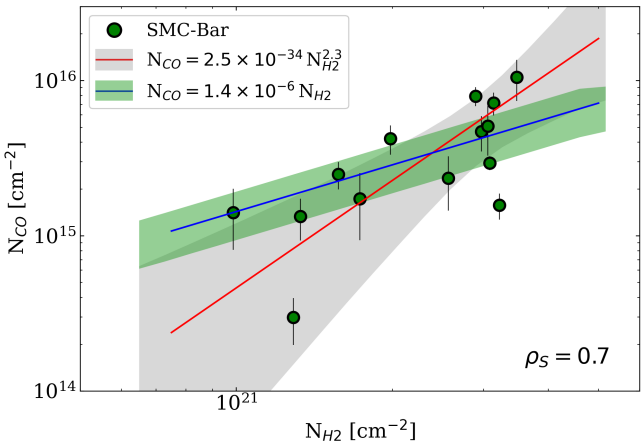


Fig. 3. Correlation between $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2}$ of molecular clouds in the SMC-Bar (green dots). In the lower right corner, the Spearman's coefficient of 0.7 is shown. The $N_{\rm CO}$-$N_{\rm H_2}$ relationship was modelled using both a power-law function (red line) and a linear function (blue line), each with its respective confidence band.

5. Discussion

The derived [CO/H_2] abundance of $(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-6}$ is comparable to the value found in LMC-30Dor (Bluhm & de Boer, 2001), but about two orders of magnitude lower than the typical abundance in the Milky Way ($\sim 10^{-4}$, see Bolatto et al., 2013). More recently,Balashev et al. (2025) estimated the [CO/H_2] abundance toward the source SK 143 in the eastern part of the SMC wing using UV CO absorption lines. Their result, 8.3×10^{-5}, is about an order of magnitude higher than our estimate and roughly four times lower than the Galactic value.

The low [CO/H_2] abundances we estimated may be explained by the low metallicity and strong ultraviolet (UV) radiation fields in the SMC Bar, which result in high thermal pressures of $10^5 - 10^6$ K cm^{-3}. These values are higher than those typically detected in the Milky Way (see Fig. 5 from Balashev et al., 2025) and are required to maintain cloud stability in such harsh environments. In contrast, the higher abundance and lower thermal pressure measured towards SK 143 ($\sim 10^4$ K cm^{-3}, Welty et al., 2016) may reflect the lower star formation activity in that region.

Name	CO(2 − 1)		CO(3 − 2)		Dust method	LTE method	
	σ_v [km s^{-1}]	$\int T_v\, dv$ [K km s^{-1}]	σ_v [km s^{-1}]	$\int T_v\, dv$ [K km s^{-1}]	N_{H_2} [$\times 10^{21}$ cm^{-2}]	T_{ex} [K]	N_{CO} [$\times 10^{15}$ cm^{-2}]
SW-1	2.8 ± 0.1	3.1 ± 0.3	2.3 ± 0.6	2.0 ± 0.8	2.97	6.4 ± 0.7	4.7 ± 1.2
SW-2	1.85 ± 0.05	1.8 ± 0.2	1.8 ± 0.2	1.2 ± 0.1	3.08	6.2 ± 0.3	2.8 ± 0.3
SW-3	2.7 ± 0.6	5.4 ± 0.4	3.0 ± 0.6	3.2 ± 0.8	3.45	5.9 ± 0.6	10.8 ± 3.1
SW-4	1.9 ± 0.3	4.5 ± 0.7	1.7 ± 0.6	2.9 ± 0.6	2.90	6.4 ± 0.6	7.5 ± 1.1
SW-5	1.2 ± 0.8	1.0 ± 0.7	1.3 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.33	6.7 ± 1.0	1.4 ± 0.4
SW-14	2.6 ± 0.2	3.2 ± 0.7	2.3 ± 0.6	2.4 ± 1.1	3.05	6.6 ± 1.1	5.5 ± 1.8
SW-16	1.5 ± 0.7	2.1 ± 0.2	0.6 ± 0.1	1.2 ± 0.2	2.00	5.8 ± 0.7	4.2 ± 0.9
SW-20	1.7 ± 0.4	3.2 ± 1.0	2.1 ± 0.1	1.7 ± 0.3	3.14	5.6 ± 0.9	7.1 ± 1.2
SW-23	1.8 ± 0.2	2.0 ± 0.4	1.6 ± 0.3	1.7 ± 0.3	1.57	7.1 ± 1.4	2.5 ± 0.5
NE-3	2.7 ± 0.4	4.8 ± 0.8	1.5 ± 0.5	3.5 ± 1.3	1.73	9.3 ± 4.5	1.8 ± 0.8
NE-6	2.2 ± 0.4	4.3 ± 1.0	1.8 ± 0.3	1.5 ± 0.6	2.53	6.8 ± 1.8	2.5 ± 0.9
NE-7	1.16 ± 0.03	3.9 ± 0.1	1.4 ± 0.4	2.7 ± 1.0	0.98	9.8 ± 2.8	1.4 ± 0.6
N66-plume*	2.2 ± 0.1	4.4 ± 0.7	2.1 ± 0.4	2.9 ± 1.1	3.22	9.5 ± 1.7	1.6 ± 0.3
N66-bar*	1.6 ± 0.3	1.8 ± 0.3	2.2 ± 0.5	1.6 ± 0.4	1.30	16.6 ± 6.1	0.3 ± 0.1

Table 1. CO line parameters and H_2 densities for the selected dust clouds from Takekoshi et al. (2017) in the SMC. The velocity dispersion (σ_v) in col. 2 and 4 was determined employing the moment method. The dust-based N_{H_2} was taken from Jameson et al. (2016). *N66-plume and N66-bar are associated **with** the dust cloud NE-1.

We also examined the spatial variation of the [CO/H_2] abundance across the Bar of the SMC, comparing the south-western (SW-Bar) and north-eastern (NE-Bar and N66) regions. We found the [CO/H_2] ratio to be, on average, higher in the SW-Bar:

- **South-west**: $(1.9 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
- **North-east**: $(8.1 \pm 4.2) \times 10^{-7}$

This suggests that local conditions, such as molecular gas content and UV radiation fields, influence the CO abundance. The higher [CO/H_2] ratio in the SW-Bar likely reflects lower photodissociation effects and higher molecular gas density, while the lower ratio in the NE-Bar and N66 could be due to stronger UV radiation and/or lower CO densities.

Although these results are consistent with previous studies reporting suppression of CO emission in low-metallicity galaxies due to enhanced photodissociation and lower dust shielding (e.g., Bolatto et al., 2013; Jameson et al., 2018),it is important to note that our estimates rely on assumptions that may affect the derived abundances. For example, most dense gas tracers are not in LTE, and excitation temperatures can vary across transitions (see Mangum & Shirley, 2015). In addition, using an upper-limit gas-to-dust ratio in the calculation may lead to overestimated H_2 column densities, resulting in lower [CO/H_2].

References

Balashev S., Kosenko D., Noterdaeme P., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2503.12516

Bluhm H., de Boer K.S., 2001, A&A, 379, 82

Bolatto A.D., Wolfire M., Leroy A.K., 2013, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 51, 207–268

Glover S.C., et al., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 404, 2

Jameson K.E., et al., 2016, The Astrophysical Journal, 825, 12

Jameson K.E., et al., 2018, The Astrophysical Journal, 853, 111

Mangum J.G., Shirley Y.L., 2015, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 127, 266

Russell S.C., Dopita M.A., 1992, ApJ, 384, 508

Saldaño H.P., et al., 2023, A&A, 672, A153

Saldaño H.P., et al., 2024, A&A, 687, A26

Sewiło M., et al., 2013, ApJ, 778, 15

Takekoshi T., et al., 2017, The Astrophysical Journal, 835, 55

Welty D.E., et al., 2016, ApJ, 821, 118

Where the stellar wind impinges the interstellar medium

M.C. Fernandez[1] & D.H. Nickeler[2]

[1] *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Czech Republic*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 14 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las estrellas masivas poseen fuertes vientos impulsados por radiación, perdiendo parte de su masa a lo largo de su evolución. Cuando estos vientos encuentran el medio interestelar, se forma una superficie de separación conocida como la astropausa. La astropausa separa la región de viento estelar llamada astrosfera, del flujo externo del medio interestelar. En el vértice de la astropausa se encuentra el punto de estancamiento, donde la velocidad de ambos flujos (el flujo del medio interestelar y el flujo de viento estelar) se anula. Los campos de velocidad en las regiones de la astropausa pueden describirse mediante la teoría potencial, mientras que la teoría m-CAK se utiliza para describir los vientos impulsados por radiación, en la proximidad de las estrellas masivas. En este trabajo, buscamos conectar los resultados de estas dos teorías para describir la interacción entre el viento estelar y su entorno. Proponemos un criterio para delimitar las regiones de validez de cada una de estas aproximaciones y encontramos una relación entre los parámetros del viento estelar (tasa de pérdida de masa y velocidad terminal), las condiciones del medio interestelar y la distancia entre la estrella y el punto de estancamiento (denominada distancia de estancamiento).

Abstract / Massive stars have strong radiation-driven winds, losing part of their mass along their evolution. A separatrix surface called 'astropause' is formed due to the encounter of the winds with the interstellar medium. The astropause separates the stellar wind region, the astrosphere, from the outer streaming interstellar medium. At the apex of the astropause, the stagnation point is located. At that point, the streaming velocity of both flows, namely the flow of the interstellar medium and the stellar wind flow, vanishes. The velocity field in the astropause region can be described by potential theory, while the well-known m-CAK theory can be used to model the radiation-driven wind, in the proximity of the star. In this work, we aim to describe the interaction between the stellar wind and their surrounding, by connecting the results of both theories. We propose a criterion to define the validity regions of both theories, and we found a relation between the stellar wind parameters (mass-loss rate and terminal velocity), the interstellar medium conditions, and the distance between the star and the stagnation point (called the stagnation distance).

Keywords / hydrodynamics — stars: winds, outflows — ISM: kinematics and dynamics

1. Introduction

Massive stars play a key role in the evolution of galaxies, driving large-scale feedback processes through their intense radiation and strong stellar winds. These radiation-driven winds lead to significant mass loss, shaping the surrounding interstellar medium (ISM). The interaction between the stellar wind and the ISM creates a boundary region called the astropause. The astropause separates the stellar wind region, known as the astrosphere, from the interstellar flow. At the apex of this boundary lies the stagnation point, where the velocities of both flows cancel out.

The interaction between stellar winds and the ISM is a multi-scale problem that requires different theoretical approaches to be modelled. Close to the star, the m-CAK theory (recently reviewed by Curé & Araya, 2023) provides a detailed description of the stellar wind, assuming a spherically symmetric and stationary flow driven by line radiation. Farther from the star, where azimuthal components of the velocity become significant, the potential theory is better suited to describe the flow. Despite their individual successes, a unified framework that bridges these two theories is still to be found. Establishing such a connection is crucial for understanding the full impact of stellar winds on their surroundings, particularly their role in shaping star formation, bubble structures, and ISM dynamics.

In this work, we present a methodology to unify these descriptions by defining a criterion to match the radial outflow from the m-CAK theory with the azimuthally affected potential flow. We derive analytical relations linking the stellar wind parameters (e.g., terminal velocity and mass-loss rate), the kinetic pressure of the ISM, and the stagnation distance. This approach provides insights into the physical conditions governing the transition between the inner stellar wind and the outer ISM flow, offering a novel perspective on the interplay between massive stars and their environments.

2. Interstellar medium: Potential theory

Potential flows are found by solving the Laplace equation $\Delta\psi = 0$, where ψ is the so-called stream function, following, for example, Nickeler et al. (2014). We focus

✉ *Contact* / melinacarlafernandez@gmail.com

Research article

on 2D theory to describe the incompressible outflow in the equatorial plane far away from the compressible, radial outflow close to the star. The incompressible flows in 2D can then be described by the above-mentioned stream function ψ, with the velocity field given by the cross product $\vec{v} = \vec{\nabla}\psi(x,y) \times \vec{e}_z/\sqrt{\rho}$, where the mass density is constant along streamlines and can, therefore, be expressed as $\rho = \rho(\psi)$. We can use conformal mappings or more general (anti-)holomorphic functions to solve the Laplace equation. We apply the complex stream function Ψ that can be written as

$$\begin{aligned}\Psi(u := x + iy) &= \phi(x,y) + i\psi(x,y) \\ &= W_\infty u + C_0 \ln(u),\end{aligned} \tag{1}$$

with the complex flow field

$$W(u) = \frac{d\Psi}{du} = W_\infty + C_0 \frac{1}{u}. \tag{2}$$

Here, the linear term guarantees the asymptotic boundary condition, namely of a homogeneous flow at infinity, and the monopole term is chosen to ensure a decreasing flow field from the origin toward infinity. In addition, the monopole term generates a radial flow, emulating the radial flow in the proximity of the star. Here, the source of the stellar wind is located at the origin. It is important to note that our analysis assumes that the star is at rest while the ISM is moving towards it, a simplification mathematically equivalent to the realistic scenario in which the star with its radial wind is moving with respect to the laminar ISM flow with a certain spatial velocity. The constant C_0 is the imaginary circulation, determining the stagnation point coordinate u_{sp} (where the velocity vanishes) or vice versa, while the value W_∞ is proportional to the square root of the kinetic pressure at infinity. Purely imaginary circulation guarantees radial flow lines in the vicinity of the origin. We chose the stagnation point to be real and located between the outer flow and the star on the x-axis. Then, taking the imaginary part of Eq. 1, the stream function is given by

$$\psi(x,y) = W_\infty[y - u_{sp}\arctan(y/x)]. \tag{3}$$

This function leads to the flow lines shown in Fig. 1, where we choose the value $u_{sp} = -1$.

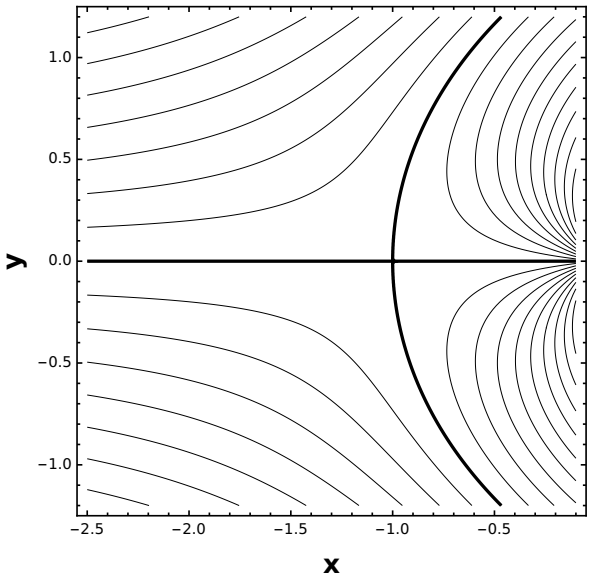


Fig. 1. Flow velocity lines for the astrosphere region. Thick lines represent the astropause and the stagnation line (horizontal line).

3. Stellar wind: The m-CAK theory

This theory, developed by Pauldrach et al. (1986) and Friend & Abbott (1986), describes the radiation-driven winds of massive stars. Assuming spherical symmetry and a stationary state, the radiative force generated by the lines is described using the parameters α, k, and δ. The wind is modeled by two main equations:

- The mass-continuity equation:
$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = \text{constant}, \tag{4}$$
where $\dot{M}$ is the mass-loss rate, r is the radial coordinate from the star, ρ is the density, and v is the velocity.
- The momentum conservation:
$$\left(1 - \frac{a^2}{v^2}\right) v\frac{dv}{dr} = \frac{2a^2}{r} + g_{\rm eff}(r) + g^L_{\rm rad}(r, v, dv/dr), \tag{5}$$
where a is the isothermic sound velocity and the effective gravity, $g_{\rm eff}$, is given by
$$g_{\rm eff}(r) = -\frac{GM_*(1-\Gamma)}{r^2}\left(1 - \Omega^2\frac{R_*}{r}\right). \tag{6}$$
Here, G is the gravitational constant, M_* and R_* represent the star's mass and radius, respectively. Ω denotes the ratio of the star's linear rotational velocity at the equator to its critical rotational velocity, while Γ is the Eddington factor.

In this framework, the radiative acceleration due to the spectral lines, $g^L_{\rm rad}$, is given by

$$g^L_{\rm rad} = \frac{C}{r^2}\,\mathcal{CF}\left(\frac{n_e}{W(r)}\right)^\delta \left(r^2 v\frac{dv}{dr}\right)^\alpha, \tag{7}$$

where C is an eigenvalue that depends on the parameter k, $\mathcal{CF}$ is the correction factor accounting for the finite size of the star, n_e is the electron density, and $W(r)$ is the dilution factor.

Depending on the values of the parameters α, δ, k, and Ω, there are different types of solutions, namely fast, δ-slow, and Ω-slow solutions (Curé & Araya, 2023).

4. Results

The velocity field can be obtained, by definition, as

$$\begin{aligned}\vec{v}(x,y) &= \tfrac{1}{\sqrt{\rho(\psi)}}\vec{\nabla}\psi(x,y) \times \vec{e_z} \\ &= \tfrac{1}{\sqrt{\rho(\psi)}}\left(\tfrac{\partial\psi}{\partial y}, -\tfrac{\partial\psi}{\partial x}\right).\end{aligned} \tag{8}$$

In addition, the radial and tangential components of the velocity field are

$$\begin{cases} v_r &= v_x\cos\varphi + v_y\sin\varphi \\ v_\varphi &= -v_x\sin\varphi + v_y\cos\varphi, \end{cases} \tag{9}$$

where $\varphi = \arctan(y/x)$. To define a region around the star where the flow is almost purely radial, we search for a distance R_0, where

$$v_\varphi(R_0) = \varepsilon v_r(R_0), \text{ with } |\varepsilon| \ll 1. \quad (10)$$

We found that this condition is fulfilled between the lines in the x-y plane of Fig. 1 given by

$$y = \pm\varepsilon(x - u_{sp}), \text{ where } u_{sp} \in \mathbb{R}. \quad (11)$$

By searching for the minimum radial distance from the star to the relation found, we obtained the following:

$$R_0 = \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}|u_{sp}|. \quad (12)$$

This value represents the radial distance from the star at which the flow is approximately radial so that the m-CAK theory can be used. Then, at this distance R_0 we can assume that the radial velocity is known as the terminal velocity of the wind v_∞,

$$v_r(R_0) = \frac{W_\infty}{\sqrt{\rho(R_0)}} \frac{1}{|\varepsilon|\sqrt{1+\varepsilon^2}} = v_\infty. \quad (13)$$

Applying the mass-continuity equation at the distance R_0, the density is given by

$$\rho(R_0) = \frac{\dot{M}}{4\pi R_0^2 v_\infty}. \quad (14)$$

Inserting this form of the mass conservation into the equation for the terminal velocity, Eq. (13), the following expression for the stagnation distance is found

$$|u_{sp}| = \sqrt{\frac{v_\infty \dot{M}(1+\varepsilon^2)}{4\pi W_\infty^2}}. \quad (15)$$

5. Conclusions

In this study, we have demonstrated the feasibility of defining a criterion to distinguish the regions governed by m-CAK and potential theories in the interaction between stellar winds and the interstellar medium. A limiting radius, $R_0 = |\varepsilon u_{sp}|$ with $|\varepsilon| \ll 1$, was identified where the flow becomes predominantly radial, allowing the m-CAK theory to describe the wind. Beyond this distance, the flow transitions to a regime characterised by potential theory, converging at the stagnation point.

We derived a relation between the stagnation distance ($|u_{sp}|$), the stellar wind parameters (terminal velocity, v_∞, and mass-loss rate, $\dot{M}$), and the interstellar medium conditions, given by

$$|u_{sp}| = \sqrt{\frac{v_\infty \dot{M}}{4\pi W_\infty^2}}, \quad (16)$$

for a small value of $|\varepsilon|$. For representative values corresponding to a B supergiant star, $v_\infty = 500$ km/s and $\dot{M} = 1 \times 10^{-7}$ $M_\odot$/yr, alongside an interstellar medium characterised by $W_\infty^2 = \rho_{\rm ISM} V_{\rm ISM}^2$ with $\rho_{\rm ISM} = 5 \times 10^{-23}$ g/cm^3 and $V_{\rm ISM} = 30$ km/s, the stagnation distance results in $u_{sp} \approx 135\,000 R_*$ (with $R_* = 25 R_\odot$). In addition, the m-CAK theory is valid in the radial distance $R_0 \approx 135 R_*$ from the star (with $\varepsilon = 0.001$).

These findings highlight the importance of integrating both theoretical approaches to provide a comprehensive description of the interaction between stellar winds and their surroundings.

5.1. Open questions/Future work

- Higher multipole order of the Ψ function can be taken into account (e.g., dipole moment).
- Considering a high rotational rate for the star, u_{sp} can be complex, as it requires considering the real part of the circulation, implying a complex coefficient C_0, i.e., an additional real circulation. This can produce asymmetries of the astropause.
- A similar method to calculate 3D potential flow via complex function theory exists (Whittaker, 1902), and can also describe the outer non-radial parts of wind and interstellar medium flow.
- In addition, models can be used to calculate the pressure distribution (P). Since the density for incompressible models is a free function of the stream function ψ, the emission measure EM can be calculated, through $EM \propto Tn^2 \propto P\rho(\psi)$ (where T and n are the temperature and number density, respectively).
- An extension to magnetohydrodynamic (MHD) models is possible via non-canonical transformations for field-aligned ideal MHD flows (Nickeler et al., 2014).

Acknowledgements: MCF acknowledges support from the Proyecto de Incentivos Modelos de Estrellas Peculiares (MEP) 11G162, UNLP. The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. This work has received funding from the European Union through the project POEMS "Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 823734".

References

Curé M., Araya I., 2023, Galaxies, 11, 68
Friend D.B., Abbott D.C., 1986, ApJ, 311, 701
Nickeler D.H., et al., 2014, ASTRA Proceedings, 1, 51
Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R.P., 1986, A&A, 164, 86
Whittaker E.T., 1902, MNRAS, 62, 616

Automatic galaxy image segmentation with deep learning

J. Castagnino[1], L.A. Bignone[1], J.P. França[2], S.E. Pedrosa[1], M. Makler[3], L.J. Pellizza[1] & M.B. Badaracco[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil*
[3] *International Center for Advanced Studies, Instituto de Ciencias Físicas, CONICET-UNSAM, CBPF*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 21 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / En el estudio morfológico de las galaxias lejanas, resultan esenciales los avances en la automatización del análisis de imágenes. Continuando líneas de trabajo previas que utilizaron redes neuronales para la detección de brazos espirales, este trabajo tiene como objetivo el entrenamiento de un modelo para identificar tanto brazos espirales como barras centrales. El desafío es producir las máscaras que se requieren para el entrenamiento del sistema, y el objetivo es mejorar la precisión y utilidad de las redes neuronales convolucionales para la detección de características específicas de galaxias lejanas.

Abstract / In the study of galactic structures, advancements in the automation of image analysis are essential. Building on previous work that employed neural networks for the detection of spiral arms, this study aims to train a model to identify both spiral arms and central bars. The challenge lies in producing the masks required for training the system, with the goal of improving the accuracy and utility of convolutional neural networks for detecting specific features of distant galaxies.

Keywords / techniques: image processing — galaxies: structure — gravitational lensing: strong

1. Introduction

The different components of galactic structure play crucial roles in the physics of galaxies. Different stellar populations and phenomena can be located in the spiral arms of the galaxy compared to other regions because of the higher expected star formation rate. Also, central bars are known to have important effects on galaxies by funneling gas and dust from the disk into the galactic bulge (Combes et al., 1990), potentially fueling AGN activity and quenching star formation (Khoperskov et al., 2018). However, studying the correlation between spiral or bar structure and these phenomena is sometimes hindered by the ability to correctly identify the precise positions and characteristics of the different galactic structures.

In the current era of Big Data, large-scale astronomical surveys are generating an ever-expanding volume of data, providing unprecedented opportunities for exploration and discovery in the field of Astronomy. However, this explosion of data has also created significant challenges, as the sheer scale of information renders traditional human analysis methods impractical for many tasks. For instance, identifying specific structural features within galaxy images, such as central bars or spiral arms, becomes increasingly unfeasible for manual processing, as the volume of data far exceeds the capacity of human effort or traditional computational methods.

To address this challenge, we have developed and trained a deep convolutional neural network specifically designed for the task of semantic segmentation, focusing on the identification of central bars and spiral arms in galaxy images. This approach leverages the power of automated machine learning techniques to perform precise, efficient, and scalable feature detection in these large datasets.

Beyond this initial application, we also aim to extend the capabilities of our network to detect strong gravitational lensing features (i.e., cosmological probes resulting from the distortion of light from a background source by a foreground galaxy or cluster). The segmentation of these features is key for further applications, such as modeling the lens mass distribution and deblending the light from neighboring galaxies and arcs. It is particularly important to accurately segment other objects like galaxies in the background or foreground, as this would introduce noise and bias in the inverse modeling of these systems.

2. Datasets

To train our machine learning system effectively, it is necessary to utilize thousands of images with clearly labeled instances of the features we aim to identify. For the specific case of detecting spiral arms and central bars in galaxies, we employed the Galaxy Zoo 3D dataset (Masters et al., 2021). This dataset comprises 29,831 target galaxies from the Mapping Nearby Galaxies at Apache Observatory survey (MaNGA, Bundy et al. 2015), which is part of the fourth generation of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS IV, Blanton et al.

✉ *Contact* / castagninojose@gmail.com

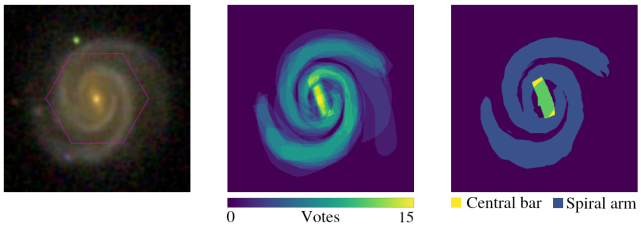


Fig. 1. An example from the catalog. *Left:* Galaxy image. *Center:* Voting results. *Right:* Binary masks generated with a threshold of 3 votes. The hexagon in the galaxy image represents the approximate footprint of the fiber bundle used in the MaNGA survey and was shown to volunteers, so it was also included in our dataset.

2017). The labeling within this dataset was carried out manually by volunteers, making it a valuable resource for creating ground truth data. Using these labels, we constructed binary masks for each galaxy. A pixel was classified as "positive" (indicating the presence of a bar or spiral arm) if at least three distinct volunteers voted for it. Figure 1 provides an example from the catalog, illustrating the voting results and the corresponding binary masks derived from this process.

3. Neuronal Network: the U-Net architecture

In this work we apply the the U-Net architecture that was originally introduced by Ronneberger et al. (2015) for the analysis of biomedical images and has since gained widespread adoption as a powerful and versatile tool for semantic segmentation across diverse domains. It is a type of encoder-decoder network designed specifically to handle tasks where precise localization is crucial. Its distinctive architecture includes a contracting path (encoder) and an expanding path (decoder), linked by skip connections that enable the network to recover fine-grained spatial details that are typically lost during the downsampling process.

The encoder comprises a sequence of convolutional layers, each followed by a nonlinear activation function and a max-pooling operation, which progressively reduces the spatial resolution of the feature maps while increasing their depth. If $X^{(l)}$ represents the feature map at layer l, a typical encoding step can be expressed as

$$X^{l+1} = \sigma\big(W^l * X^l + b^l\big),$$

where W^l are the learnable weights, b^l is the bias, $\sigma(\cdot)$ is the activation function, and $*$ denotes the convolution operation. This contracting path captures contextual information by encoding features into a lower-dimensional representation.

The decoder path restores the spatial resolution through inverse upsampling operations (e.g., transposed convolutions) while reducing the depth of the feature maps. Crucially, skip connections link feature maps from the encoder directly to the corresponding decoder layers, providing access to high-resolution details lost during downsampling. This process ensures that spatial precision is preserved while combining low-level and high-level features effectively.

During training, the dataset is divided into training and validation sets. For each epoch, the model predicts outputs on the training data, computes the loss, and uses backpropagation to calculate the gradient of the loss function with respect to the network's weights W. These are then updated using an optimization algorithm, such as stochastic gradient descent, as follows

$$W \leftarrow W - \eta \nabla_W \mathcal{L}(W),$$

where η is the learning rate and $\mathcal{L}$ represents the loss function.

This process is repeated for multiple epochs, gradually improving the model's ability to segment images accurately. The combination of skip connections, symmetric architecture, and robust optimization makes the U-Net a powerful and widely-used model for semantic segmentation tasks.

4. Training

To extract the maximum utility from each example in the dataset and to enhance the diversity of data presented to the model during training, we used data augmentation, taking advantage of the fact that translations, rotations, and other geometric transformations produce variations of the original data that are effectively new examples from the network's perspective. Specifically, at the beginning of each training epoch, both the input images and their corresponding segmentation masks are subjected to a randomized sequence of augmentation operations. These transformations can include geometric modifications, such as rotations, translations, scaling, and flipping. This randomization ensures that the model encounters a unique and varied set of examples during every epoch, even though the underlying dataset remains unchanged.

The training process is composed of two distinct stages, designed to optimize performance and ensure robust results. The goal of the first stage is to establish baseline scores using different network architectures, all of which are variants of the U-Net, i.e., an encoder-decoder with some mechanism that connects the downsampling and upsampling layers. Since they all follow the same structure described in section 3, switching between them can be achieved with relatively low effort, making them suitable for this first stage. Each variant is trained independently, and its performance is evaluated using standard metrics such as the Jaccard Index, also known as Intersection over Union IoU which measures the overlap between the predicted mask and the ground truth.

The second stage is an automated pipeline dedicated to hyperparameter optimization. It employs a Bayesian optimization algorithm to explore the space of hyperparameters, $\mathcal{H}$. If we want to maximize a given metric M, the algorithm aims to find the hyperparameter configuration $h^* = \max_{h \in \mathcal{H}} M(h)$, where $M(h)$ is the performance with a specific set of parameters h measured with M. Bayesian optimization models the function $M(h)$ using a probabilistic surrogate model. Based

Table 1. Average performance measured with (IoU).

Architecture	Spirals IoU	Bars IoU
AttUNet	0.42	0.65
ResNet152	0.41	0.63
V-Net	0.40	0.64
ResNet101	0.40	0.63
Control U-Net	0.39	0.61

on the results of prior runs, this surrogate model predicts the expected performance for unexplored hyperparameter configurations and updates iteratively to refine its predictions. This allows the algorithm to balance exploration (testing h from less-explored regions of $\mathcal{H}$) with exploitation (focusing on regions likely to yield high scores). The search is performed iteratively, with each run improving the surrogate model and refining the estimate of the optimal hyperparameter configuration.

Overall, more than 200 individual runs were completed, including both first and second stages. Trained variants of the U-Net include: V-Net (Milletari et al., 2016), ResNet (Zhang et al., 2018), and AttUNet (Oktay et al., 2018), as well as the same version used in (Rey Deutsch et al., 2023) for control. All of the models were trained for at least 150 epochs and tested with different loss functions. Runtimes ranged from 1 to 4 hours each using a 16GB Graphics Processing Unit. Most experiments in the second stage converged in less than 20 runs, making the longest experiments a little over 24 hours in total using the same hardware.

All the relevant code for our system can be found at `https://github.com/castagninojose/imgalaxy`.

5. Results

For the specific task of detecting spiral arms in galaxies, we can compare to Rey Deutsch et al. (2023), where authors trained a series of U-Net models with the same dataset to find the best vote threshold value for segmenting spiral arms. Our models achieved an average Intersection over Union of 0.41 across all tested architectures, an improvement over the best model reported in the cited work, which achieved an average of 0.34 IoU using 3 votes. Furthermore, the control model was able to outperform the mentioned results (see Table 1), which suggests that the second stage of training was able to find more suitable values for h. Additionally we observed a reduction in overfitting, which was evidenced by a narrower gap between training and validation performance curves as training progressed over multiple epochs. This improvement can be attributed to the application of augmentation transformations discussed earlier, which appear to have had a beneficial effect on the model's generalization capabilities.

The network demonstrated superior performance in identifying central bars compared to spiral arms, achieving nearly a 20 percent increase in both the IoU and Dice coefficient metrics. When analyzing predictions for both spiral arms and central bars, it became evident that the model often produced results that surpassed the quality of the provided ground truth masks, identifying fine-grained details with greater accuracy, as illustrated in Fig. 2. These findings are consistent with observations reported in Rey Deutsch et al. (2023), where models detecting spiral arms showed similar tendencies to outperform the ground truth. Furthermore, in numerous instances, the network detected features even in cases where no corresponding ground truth mask was available. Such examples, showcasing the model's ability to infer features beyond the labeled data, can be clearly seen in Fig. 3.

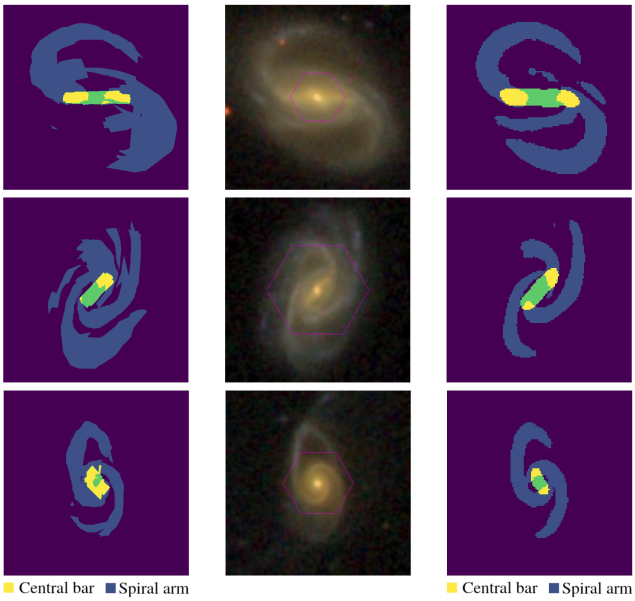


Fig. 2. Three examples of bars and arms predictions. *Left*: Ground truth masks. *Center:* Galaxy image. *Right:* Predicted masks from the network.

These results emphasize the robustness of the network to generalize the classification information provided in the training set. At the same time, they illustrate the noisy and somewhat arbitrary nature of the volunteer generated masks. Semantic segmentation is an extremely complex and time-consuming task and we detect inconsistencies in them, specially for spiral arms likely because of their more complex nature. We argue that the noisier labels largely explain the difference in performance of the model between spirals and bar segmentation tasks.

6. Conclusions & future work

All of the models evaluated in this study converged to similar upper bounds of performance, as quantified by both the Intersection over Union metric and the Dice Coefficient. The limitations observed in the model performance, as illustrated by examples like those in Fig. 4, suggest that further improvements may be difficult to achieve without introducing a fundamentally new approach to generating masks. One key issue lies in the inherently discrete nature of the labels produced by the volunteers' voting process. These raw labels resemble step functions, with regions corresponding to specific

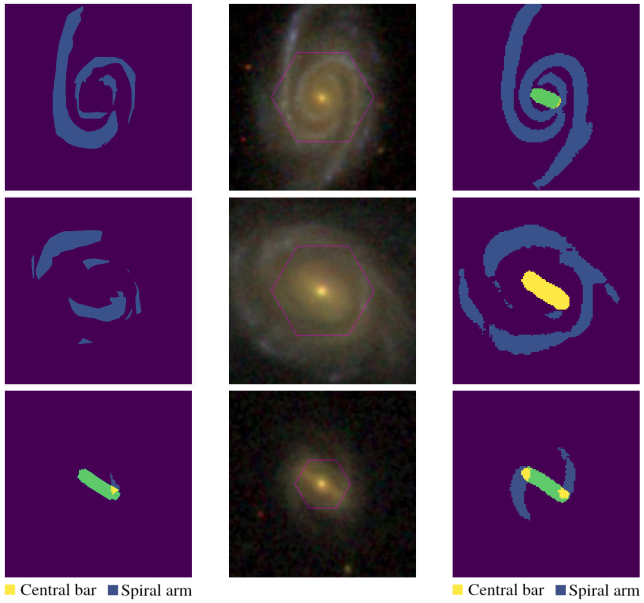


Fig. 3. Three examples where the network picks up on missing masks. *Left*: Ground truth mask. *Center:* Galaxy image. *Right:* Predicted mask from the network.

values determined by the collective input of all volunteers.

The drawing tool provided to volunteers restricted their votes to polygonal shapes. When these polygons are aggregated, they often overlap in ways that introduce unintended artifacts. Compounding this issue is the relatively small number of votes per galaxy (15 in total), which is insufficient to adequately smooth out the irregularities introduced by the polygonal boundaries. Moreover, the subsequent conversion of these aggregated polygons into binary masks exacerbates these imperfections, resulting in masks of suboptimal quality that fail to effectively capture the desired target features. These factors together present a significant challenge to the segmentation task and highlight the need for more sophisticated methodologies to overcome these limitations.

Additionally, we are working on extending our model to the semantic segmentation of strong gravitational lensing features. These new applications present a unique and significant challenge due to the lack of sufficiently large datasets containing labeled instances of gravitational lenses. To overcome this limitation, we turned to DeepLenstronomy (Morgan et al., 2021; Birrer & Amara, 2018)), a tool designed for simulating strong gravitational lensing phenomena. Using this framework, we constructed a synthetic dataset comprising 10,000 images that combine simulated gravitational lenses with real galaxy images taken from the dataset described in Hartley et al. (2022) as background. Using this hybrid dataset, we are building the necessary labels (i.e., binary masks) to train and evaluate our system in segmenting strong gravitational lensing features, thus addressing the scarcity of preexisting annotated resources for this task. We expect that the lessons learned training these U-Net models to segment galactic structures will significantly help us on this new task.

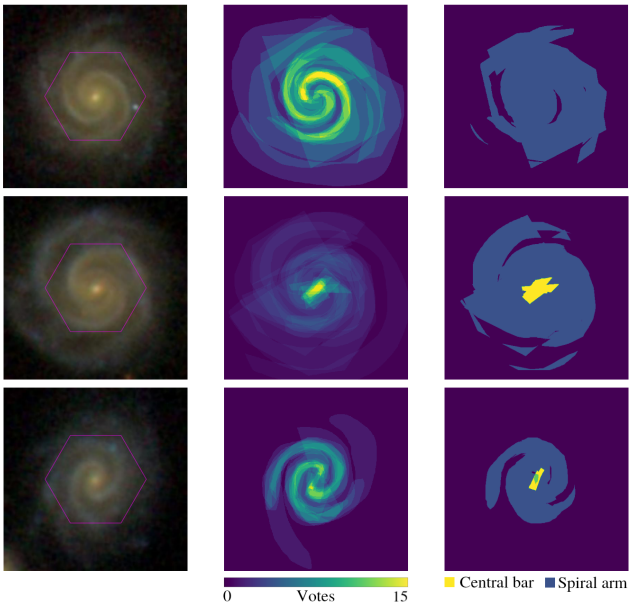


Fig. 4. Three examples of problematic mask generation. *Left*: Galaxy image. *Center:* Raw votes from volunteers. *Center*: Binary masks created with a threshold of at least three votes.

References

Birrer S., Amara A., 2018, Physics of the Dark Universe, 22, 189
Blanton M.R., et al., 2017, AJ, 154, 28
Bundy K., et al., 2015, ApJ, 798, 7
Combes F., et al., 1990, A&A, 233, 82
Hartley W.G., et al., 2022, MNRAS, 509, 3547
Khoperskov S., et al., 2018, A&A, 609, A60
Masters K.L., et al., 2021, MNRAS, 507, 3923
Milletari F., Navab N., Ahmadi S.A., 2016, arXiv e-prints, arXiv:1606.04797
Morgan R., et al., 2021, The Journal of Open Source Software, 6, 2854
Oktay O., et al., 2018, arXiv e-prints, arXiv:1804.03999
Rey Deutsch T., Bignone L.A., Pedrosa S.E., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 253
Ronneberger O., Fischer P., Brox T., 2015, CoRR, abs/1505.04597
Zhang Z., Liu Q., Wang Y., 2018, IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 15, 749

Dark Matter Spikes around Schwarzschild Black Holes

V. Crespi[1,2], C.R. Argüelles[1,2,3] & J.A. Rueda Hernandez[3,4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *ICRANet, Piazza della Repubblica 10, I-65122 Pescara, Italia*
[4] *Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra, Universita degli studi di Ferrara, Italia*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 31 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Durante los últimos años se ha ido aceptando la concepción de que la materia oscura (DM) se reacomoda alrededor de un objeto compacto, formando un pico de sobredensidad (*spike*). Es de interés en este trabajo estudiar cuáles son las distintas morfologías de estas sobre-densidades en los centros galácticos, y cómo alteran la dinámica de las estrellas centrales. Dentro del marco de la Relatividad General, calculamos la redistribución de partículas luego de que un agujero negro supermasivo (BH) creció adiabáticamente en el centro de un halo de DM. Para esto, utilizando la conservación de la acción radial y momento angular de partículas de DM individuales, integramos numéricamente la correspondiente función distribución. Contrastamos distintos comportamientos de spikes, asumiendo como halo de DM diferentes modelos en la literatura. En particular estudiamos en detalle los perfiles que se obtienen cuando el halo original está modelado con partículas fermiónicas descritas según el modelo RAR. En este caso, cuando se aplica a la dinámica orbital de estrellas en el centro galáctico, se pueden obtener cotas para la masa de la partícula de DM.

Abstract / During the last years it has been adopted the notion that dark matter (DM) rearranges around a compact object, forming an overdensity (*spike*). It is of interest in this work to study what are the different morphologies of these spikes in galactic centers, and how they alter the dynamics of central stars. Within the framework of General Relativity, we calculate the redistribution of particles after a supermassive black hole (BH) grows adiabatically in the center of a DM halo. We numerically integrate the corresponding distribution function, making use of the radial action and angular momentum conservation of DM particles. We contrast different spike behaviors, assuming as DM halo different models in the literature. In particular, we study in detail the profiles obtained when the original halo is modeled with fermionic particles described according to the RAR model. In this case, when applied to the orbital dynamics of stars in the galactic center, it is possible to obtain boundary values for the mass of the DM particle.

Keywords / black hole physics — galaxies: nuclei — dark matter

1. Introduction

Since the early works of Peebles (1972) and Young (1980) it has been well established that an arrange of particles conglomerates around a compact object forming an overdensity at the center. Later on, Gondolo & Silk (1999) (G&S) applied these ideas to dark matter (DM), adopting as host halos initial power-law cusps and naming for the first time the central over-densities as DM spikes. The authors recovered previous results for cored DM profiles, where an enhancement that goes as $r^{-3/2}$ is found. The main insights of that work however, is performed for cuspy DM power-law halos, where for initial distributions $\rho_i(r) \propto r^{-\gamma}$ with $0 < \gamma < 2$, an enhancement of $\rho_f(r) \propto r^{-\gamma_{sp}}$ with $2.25 < \gamma_{sp} < 2.5$ is found. To compute these spikes, G&S performed the calculus in the Newtonian regime, and assumed *ad-hoc* integration limits to incorporate the effects of gravitational capture by the central BH. In Sadeghian et al. (2013) a generalization using a general relativistic treatment was performed. This lead to important corrections in the innermost part of the DM spike. The boundary radius where the spike vanishes is $2R_{\rm sch}$ (instead of $4R_{\rm sch}$ as in G&S), where $R_{\rm sch}$ is the Schwarzschild radius. Consequently, the peak hight is significantly increased. In this work, we center in the characterization of DM spikes around Supermassive Black Holes (SMBH), when the host DM halo is given by the Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) model (Ruffini et al., 2015), in its extended version (Argüelles et al., 2018) which includes escape of particles effect. Adopting this halo model, we allow for a self-consistent inclusion of the nature and mass of the DM particle, key for determining the behavior, structure and distribution of DM in galaxies. The RAR DM model postulates fermionic, spin 1/2, neutral particles of order $\mathcal{O}(\sim 10^1 - 10^2)$ keV. The halos conformed by these particles are in agreement with the large scale structure of the Universe as well as DM halo formation (Argüelles et al., 2021; Argüelles et al., 2023). They present a core-halo morphology, i.e., a compact degenerated core in which fermions behave in a fully degenerate regime, surrounded by a diluted halo where fermions behave like Boltzmannian particles. These general equilibrium configurations are proven to be stable in cosmological timescales (Argüelles et al.,

✉ *Contact* / valentinacrespi@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

2021) and explain a variety of galactic observables, e.g., the flatness of the outer halo rotation curves (Argüelles et al., 2018; Krut et al., 2023), the phase-space data of the GD-1 stellar stream Mestre et al. (2024), galaxy universal relations (Argüelles et al., 2019; Krut et al., 2023), and the motion of the innermost stars near the Milky Way's center (Becerra-Vergara et al., 2020, 2021; Argüelles et al., 2022). The outline of this work consists of a theoretical description of the fermionic DM model, as well as the methodology to obtain the DM overdensities in the fully relativistic treatment, in section 2. The resulting DM spikes for several particle masses and central BH masses are shown in section 3, together with a comparison of the ones obtained in the literature. In section 4 we test with the publicly available S2-star data, possible limits for the fermionic spikes. In section 5 we close with the conclusions of this work.

2. Framework

2.1. Extended RAR DM model

It describes self-gravitating DM galactic halos, composed of neutral, spin 1/2, massive fermions in hydrostatic and thermodynamic equilibrium. It postulates DM as a perfect fluid within the GR framework, where the equations of state account for tidal truncation of particles with large momenta through a cutoff parameter. The distribution function (DF) governing the behavior of the particles is of the Fermi-Dirac type, which is given in space of energies by

$$f(\mathcal{E}) = \frac{2}{h^3}\frac{1-\exp\left[(\mathcal{E}-\mathcal{E}_c)/(\sqrt{g_{00}(r)}\beta(r))\right]}{1+\exp\left[(\mathcal{E}/\sqrt{g_{00}(r)}-\alpha(r))/\beta(r)\right]} \quad (1)$$

where h is Planck's constant, $g_{00}(r)$ is the 00 component of the metric tensor and $\mathcal{E}$, $\beta(r)$, $\alpha(r)$ are the particle's total energy, temperature and relativistic chemical potential per unit rest mass. The cut-off energy $\mathcal{E}_c$, sets an upper limit for tidal truncation, i.e. $f(\mathcal{E}>\mathcal{E}_c)=0$.

The above Fermi-Dirac-like DF results from a maximum entropy production principle (MEPP) for fermions, which was applied within collisionless relaxation process for DM halos in (Chavanis & Sommeria, 1998; Chavanis, 2004; Chavanis et al., 2015). The model equilibrium equations consist of the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equations (Oppenheimer & Volkoff, 1939), where the mass-energy source is given by a perfect fluid with 4-parametric equations of state, together with the Tolman and Klein conditions, which are a generalization of the zero and first laws of thermodynamics in GR (Klein, 1949); and a cutoff condition from energy conservation along a geodesic.

The most general solution leads to a DM density radial profile characterized by a degenerate compact core (governed by Pauli degeneracy pressure), surrounded by an extended and diluted halo (governed by thermal pressure). The particular case of low degeneracy at the center of the configuration, implies the relativistic analog of the King model of a diluted fermi gas with cutoff (Krut et al., 2023).

2.2. Spike DM profile

We performed the approach adopted by G&S for the computation of the mass density profile after a central SMBH has adiabatically formed in the center of a DM halo. We follow the fully relativistic treatment of this procedure generalized by Sadeghian et al. (2013) for the growth of a Schwarzschild BH. The metric under this spacetime for a BH of mass $M_{\rm BH}$ is

$$ds^2 = g_{00}(r)dt^2 + g_{11}(r)dr^2 - r^2(d\theta^2 - \sin\theta d\phi^2) \quad (2a)$$

$$g_{00}(r) = -g_{11}(r)^{-1} = \left(1 - \frac{2M_{\rm BH}}{r}\right) \quad (2b)$$

The mass density results from integrating the DF in phase space according to kinetic theory, although it is convenient to change variables to constants of motion, making explicit the dependence on the angular momentum L of the particles, to account for the BH capture effects. The DM mass density profile becomes

$$\rho(r) = \frac{4\pi m^4}{r^2\sqrt{g_{00}}}\int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2}\mathcal{E}d\mathcal{E}\int_{L_1}^{L_2}\frac{f(\mathcal{E},L)\ L\ dL}{\sqrt{\mathcal{E}^2 - g_{00}(1+\frac{L^2}{r^2})}} \quad (3)$$

where $\mathcal{E}$ and L are the particle's conserved energy and angular momentum per unit rest mass (along the geodesic). For the appropriate derivation of the integral limits, see Sadeghian et al. (2013). One of the main hypothesis of the method is for the initial BH seed to grow adiabatically in time. This is the case when the changes in the BH's gravitational potential occur on slow timescales compared to dynamical periods of particles in regions where the BH dominates. Indeed, this is true for central orbits in a galaxy with periods $t_{\rm dyn} \lesssim 10^4$ yr, whereas the SMBH growth timescale assuming Eddington accretion is $t_{\rm BH} = M_{\rm BH}/\dot{M} \sim 10^7$ yr. The DF in Eq. 3, $f(\mathcal{E}, L)$, which describes the distribution of DM particles under the influence of the grown BH, is *a priori* unknown. However, under the assumption of adiabatic growth of the SMBH, the final form of the DF can be related to the known initial DF for particles orbiting in a self-gravitating DM halo. We get the conservation

$$f_i(\mathcal{E}_i, L_i) = f_f(\mathcal{E}_f, L_f) \quad (4)$$

Over the course of this adiabatic growth, the action variables of the particles remain constant, allowing to relate the initial and final states in energy and angular momentum of the DM orbits. Invariance of angular actions implies conservation of angular momentum $L_i = L_f$, and the invariance of the radial action allows us to numerically relate the original and final energies as $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i(\mathcal{E}_f, L)$.

3. Results

We have computed the dynamical rearrangement of DM particles, assuming a SMBH has grown adiabatically in the center of a RAR-DM halo within $\sim 10^7$ yr. These fermionic configurations share the same outer halo (total mass and size), but they differ in the central core compacity, which increases with higher fermion mass.

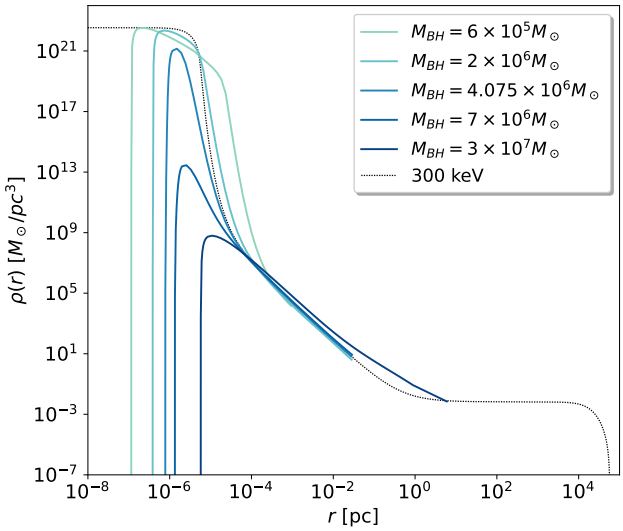


Fig. 1. Evolution of the mass density profile in blue palette, resulting from the adiabatic growth of a central BH. The black dotted line corresponds to the original DM core-halo with fermion mass of $m = 300$ keV.

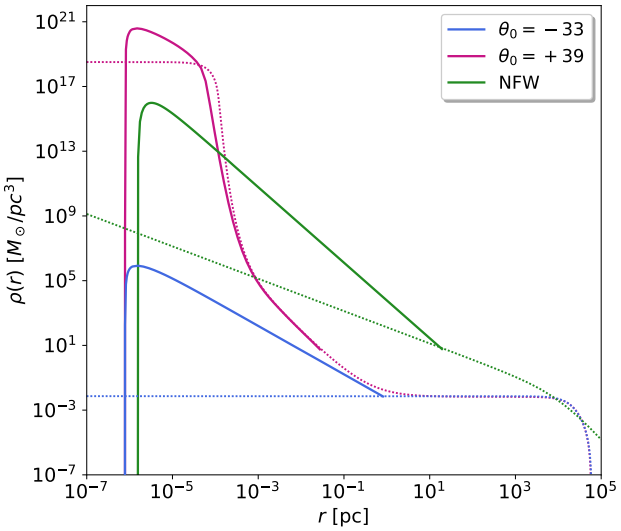


Fig. 2. Density profiles corresponding to original DM halos with fermion mass of $m = 100$ keV. In purple for a core-halo solution with a high central degeneracy parameter of $\theta_0 = 39$, in blue for a low central degeneracy solution with $\theta_0 = -33$, corresponding to the Boltzmannian regime. For comparison, the DM spike of G&S is shown in solid green line. The latter spike is obtained from a typical NFW halo, shown in dotted green. The chosen central BH mass in all cases is $M_{\rm BH} = 4 \times 10^6 M_\odot$.

In Fig. 1, we present the evolution of the spike density profile that arises in a RAR core-halo configuration, as the central mass of the SMBH grows. In dotted black, the original host halo of $m = 300$ keV fermions is shown. In particular, for this 300 keV halo, we find that the spike when the central BH mass is below $\lesssim 2 \times 10^6 M_\odot$ shows an extended power law behavior along its peak, with index $\gamma = 3/2$. For larger BH masses, the spike gradually shrinks. The same trend of the DM spike evolution holds for all DM particle masses, although the shrinking of the spike highly depends on its value. For sufficiently high BH mass ($\sim 10^7 M_\odot$), the remaining DM particles have a low degeneracy parameter ($\theta(r) < 0$), leading to their behavior in a Boltzmannian regime. This leads to a resemblance of the spikes, independently of the fermion mass, tending to the spike predicted by the non-singular isothermal sphere (NSIS) profile (this latter shown in Fig. 2, solid blue).

Fig. 2 compares the sizes and scales of three different DM spikes for the same central BH. We set the value to $M_{\rm BH} = 4 \times 10^6 M_\odot$ in order to compare with the spike of G&S and other works. For two of the spikes, we adopt as host halo the RAR model for $m = 100$ keV fermions, differing in the central degeneracy parameter value. For $\theta_0 = 39$, the original profile is of the core-halo family, whereas for $\theta_0 = -33$, the profile is that of (relativistic) NSIS with cutoff. For the remaining spike, we adopt as the original DM halo a Navarro-Frenk-White (NFW) profile (Navarro et al., 1997). We consider in this case, for the sake of comparison with G&S, a minimum value for the angular momentum given by $L = 2R_{\rm sch}$, which leads to a spike vanishing at $4R_{\rm sch}$ instead of $2R_{\rm sch}$. In the case of RAR configurations with low central degeneracies (where the fermions behave in a Boltzmannian regime, $\theta_0 \ll -1$), we recover the spike found by G&S and other authors, where the density goes with $r^{-3/2}$, as expected for models with finite cores.

4. Application: S2 orbit

To constrain the amount of DM present in galactic centers, and in particular in the Milky Way galaxy, a commonly used astrophysical test is the orbital fit of the S2 star around Sgr A* (Lacroix, 2018; Abuter et al., 2022; Foschi et al., 2023). In Fig. 3, we show the observational and theoretical orbits in the plane of the sky, where the data were taken from Do et al. (2019). For the orbital model we performed a Post Newtonian approximation to first order, that takes into account relativistic corrections for the gravitational redshift and the precession of pericenter (Will, 2008). The equation of motion for the real orbit (in geometric units) is given by

$$\ddot{r} = -\frac{M_r}{r^2}\hat{r} + \frac{4M_r^2}{r^3}\hat{r} - \frac{M_r}{r^2}v^2\hat{r} + \frac{4M_r}{r^2 v^2}(\hat{r}\cdot\hat{v})\hat{v} \qquad (5)$$

where M_r is the total mass enclosed at radius r. For an indication of the goodness of fit, we minimize a χ^2 as a function of the 6 orbital parameters, plus the galactocentric distance $R_\odot$. In Fig. 3 we show the best fit of four theoretical orbits given by the system of $M_{\rm BH}$ and the resulting spike mass for fermion masses of $mc^2 = 100, 250, 300, 350$ keV; and an only SMBH case. The corresponding χ^2 values are given in Table 1. As the SMBH mass gets higher, the surrounding spike mass decreases, improving the orbital fit. For fermions of $mc^2 \gtrsim 300$ keV, the χ^2 fit is equivalent as the SMBH only case. Both values are achieved for a $M_{\rm BH} = 4.2 \times 10^6 M_\odot$ and $R_\odot = 8.27$ kpc. In the case of 300 keV fermions the enclosed DM spike mass inside S2 apocenter is $M_{\rm DM}(r_a) \simeq 10^4 M_\odot$, in accordance with the findings of Do et al. (2019) for an uppermost extended mass inside S2 apocenter within 2σ.

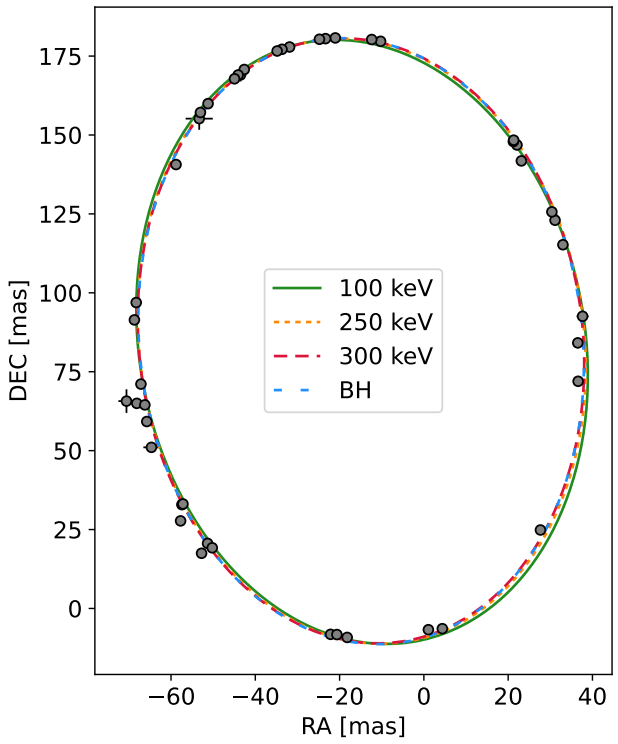


Fig. 3. Projected S2 star orbit in the plane of the sky. The available data are from Do et al. (2019).

mc^2 [keV]	100	250	300	350	SMBH
χ^2	58.9	11.9	9.829	9.835	9.834

Table 1. Best fit minimization of χ^2 function for a 7 parameter space, given by the galactocentric distance and the S2 star orbital parameters. The central BH mass and the corresponding extended spike mass change with the DM particle mass.

5. Conclusions

In this work, we computed the density distributions of DM spikes made of massive, neutral fermions in a fully relativistic framework. We have obtained the initial DM profiles given by the RAR model, which adopts the fermion gas at finite temperatures in hydrostatic and thermodynamic equilibrium. We contrasted different states of central degeneracy of the fermions, as well as different particle masses. In this approach, the spikes are formed and evolve adiabatically within a self-gravitating DM halo, from a negligible BH seed (possibly of baryonic origin). The main findings of this work can be summarized in:

(i) For a fixed SMBH mass, the fermionic spike profile crucially depends on the mass of the DM particle and its state of degeneracy.

(ii) For a given fermion mass, there is a specific mass of the central SMBH above which there is no density enhancement, but a depletion (see Fig. 1).

(iii) For RAR-DM halos in which the central fermions are in a state of low degeneracy ($\theta_0 \ll -1$), we recover the resulting DM spike of $\rho \propto r^{-3/2}$ typical of cored halos, as found in Gondolo & Silk (1999).

The present DM enhancement framework, can be applied to various astrophysical probes. In particular, the formation of DM spikes toward the center can have a relevant impact, on stellar dynamics. Here, we have focused on the DM spikes around BHs of large masses. It remains an interesting topic to assess whether or not DM also forms spikes around stellar-mass BHs or compact stars like neutron stars.

Acknowledgements: This work used computational resources from CCAD – Universidad Nacional de Córdoba (https://ccad.unc.edu.ar/), which are part of SNCAD - MinCyT, República Argentina.
V. Crespi thanks financial support from CONICET, Argentina.

References

Abuter R., et al., 2022, Astron. Astrophys., 657, L12
Argüelles C.R., et al., 2018, Phys. Dark Universe, 21, 82
Argüelles C.R., et al., 2019, Phys. Dark Universe, 24, 100278
Argüelles C.R., et al., 2021, MNRAS, 502, 4227
Argüelles C.R., et al., 2022, MNRAS, 511, L35
Argüelles C.R., et al., 2023, Universe, 9, 197
Becerra-Vergara E.A., Argüelles C.R., et al., 2020, A&A, 641, A34
Becerra-Vergara E.A., Argüelles C.R., et al., 2021, MNRAS, 505, L64
Chavanis P.H., 2004, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 332, 89
Chavanis P.H., Lemou M., Méhats F., 2015, Physical Review D, 92, 123527
Chavanis P.H., Sommeria J., 1998, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 296, 569
Do T., et al., 2019, Science, 365, 664
Foschi A., et al., 2023, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 524, 1075
Gondolo P., Silk J., 1999, Physical Review Letters, 83, 1719
Klein O., 1949, Reviews of Modern Physics, 21, 531
Krut A., et al., 2023, ApJ, 945, 1
Lacroix T., 2018, A&A, 619, A46
Mestre M.F., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.19102
Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D., 1997, The Astrophysical Journal, 490, 493
Oppenheimer J.R., Volkoff G.M., 1939, Phys. Rev., 55, 374
Peebles P.J.E., 1972, ApJ, 178, 371
Ruffini R., Argüelles C.R., Rueda J.A., 2015, MNRAS, 451, 622
Sadeghian L., Ferrer F., Will C.M., 2013, Physical Review D, 88, 063522
Will C.M., 2008, ApJL, 674, L25
Young P., 1980, Astrophysical Journal, Part 1, vol. 242, Dec. 15, 1980, p. 1232-1237, 242, 1232

The distribution of metals in simulated Milky Way-mass galaxies

F.G. Iza[1,2], S.E. Nuza[1,3], C. Scannapieco[2,3], L. Biaus[2] & E. Lozano[2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 21 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las galaxias se forman debido a la continua acreción de gas hacia el centro de halos de materia oscura que, cuando alcanza altas densidades, da lugar al nacimiento de discos estelares. A través del análisis de la distribución de edades, se encuentra que las estrellas en las regiones internas de los discos se formaron en épocas tempranas, contrastando con las poblaciones más jóvenes que ocupan regiones más externas. Este esquema, arquetípico en el proceso de formación galáctica, es conocido como escenario "inside-out" y está íntimamente relacionado con las propiedades globales de una fracción significativa de la población de galaxias espirales. En este estudio analizamos galaxias del proyecto Auriga, un conjunto de simulaciones galácticas de alta resolución con masas similares a la de la Vía Láctea, para estudiar la distribución de metales a $z = 0$. Dado que cada componente galáctica está sujeta a distintas historias de formación, nos enfocamos en la distribución de metales en el halo, bulbo y disco utilizando un método de descomposición dinámica basado en el grado de rotación de las estrellas y su potencial gravitatorio.

Abstract / Galaxies form due to the continuous accretion of gaseous material towards the centre of dark matter haloes, which gives rise to stellar discs once the gas reaches high density. Analysis of stellar age distribution shows that stars in the inner regions of the disc are born at earlier times, in contrast to those found in the outer regions, which constitute a younger population. This scheme, typical of galactic formation processes, is known as the "inside-out" scenario and is closely related to the global properties of a significant fraction of the population of spiral galaxies. In this study, we analyse model galaxies from the Auriga project, a set of high-resolution, magnetohydrodynamic cosmological simulations of Milky Way-mass galaxies, to investigate the distribution of metals at $z = 0$. Since different galactic components were subjected to different formation histories, we focus on the distribution of metals in the halo, bulge, and disc using a dynamical decomposition method based on the degree of rotation of the stars and their gravitational potential.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: structure — methods: numerical

1. Introduction

Galaxies form at the centre of dark matter haloes, which grow from small density fluctuations in the early universe. In this picture, dark haloes grow hierarchically, both via smooth accretion of matter from the intergalactic medium and through collisions and mergers with smaller structures. Initially, the baryonic matter in galaxies consists primarily of hydrogen and helium, the primordial elements of the universe. As stars evolve and reach the end of their life cycles, new, heavier elements are synthesised in their interiors and injected into the interstellar medium (ISM) on varying timescales. However, mergers can complicate the picture by introducing additional chemical elements with different formation histories during the lifetime of the systems (e.g., Monachesi et al., 2019).

As a result, the chemical abundances and distribution of different elements can provide valuable insight into the formation and evolution history of galaxies. Furthermore, since various galactic components have been found to form at characteristic times, they are also expected to host different stellar populations (e.g., Matteucci et al., 2019; Matteucci, 2021). Spheroids, which are typically formed at earlier times, are expected to be composed of old stars with high levels of α-elements and low levels of iron. Conversely, galactic discs are thought to be formed after the first several billion years of evolution and are expected to contain younger stars displaying low α-element abundances but enriched in iron-peak elements.

In this work, we study the present-day ($z = 0$) distribution of metals in the different galactic components of simulated Milky Way-mass galaxies from the Auriga Project (Grand et al., 2017), a set of *zoom-in* simulations computed with the magnetohydrodynamic (MHD) and cosmological code AREPO (Springel, 2010). For each galaxy, we tag stars according to galactic component using a simple dynamical decomposition based on the rotation state and the gravitational potential of each star. For the different components, we then study the distribution of stellar ages, [Fe/H] and [O/Fe] metal abundances.

✉ *Contact* / fiza@iafe.uba.ar

Research article

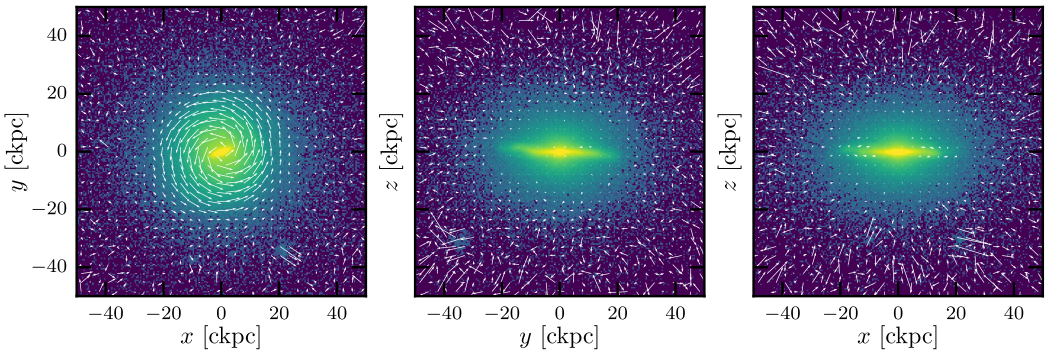


Fig. 1. Projected stellar density maps for Au9 at $z = 0$. The panel on the left shows the face-on view and the middle and right panels the edge-on views. The colour map spans five orders of magnitude in projected density using a logarithmic scale. The white arrows show the associated velocity field. The first 'c' in the units stands for comoving coordinates.

The organisation of this work is as follows. In Sect. 2 we describe the main properties of galaxies belonging to the Auriga Project and the selected sample of galaxies. In Sect. 3 we present the details of the dynamical decomposition used to tag stars in three distinct galactic components: halo, bulge, and disc. In Sect. 4 we show the age-metallicity relation for Au9, a reference galaxy, and for the sample of selected galaxies. Sect. 5 describes the relation found between the [O/Fe] and [Fe/H] abundances of the sample. Finally, in Sect. 6 we present a summary of our findings.

2. The Auriga Project

The Auriga Project (Grand et al., 2017) is a suite of 30 high-resolution Milky Way-like galaxies simulated in a cosmological environment using the magnetohydrodynamic (MHD) code AREPO (Springel, 2010), a quasi-Lagrangian, dynamic mesh code that tracks the evolution of MHD and collisionless dynamics in a full cosmological framework. All simulations follow the evolution of matter from $z = 127$ to $z = 0$ in a ΛCDM universe. Among the many galaxy formation processes included in the simulations are primordial and metal-line cooling, a uniform ultraviolet background field, star formation based on gas density, magnetic fields, active galactic nuclei, and chemical feedback from Type Ia and II supernovae and asymptotic giant branch stars.

The simulated galaxies have $z = 0$ virial masses in the range ~ 9–17×10^{11} $M_\odot$ and stellar masses in the range ~ 3–12×10^{10} $M_\odot$. Furthermore, most galaxies in the sample have developed stable discs during their formation, with disc-to-total mass fractions as high as 0.88 and disc radii that range between 7.9 and 33.7 kpc at $z = 0$ (Iza et al., 2022).

Of the 30 galaxies of the Auriga project, we consider only a subset of galaxies that have been subject to a smooth evolution and have well-developed discs in the present (Iza et al., 2022, 2024). Each of these galaxies is labelled as "Au", followed by an integer.

In Fig. 1 we show the face-on and edge-on distributions of stars for galaxy Au9. The figure shows a density map that spans five orders of magnitude in projected density using a logarithmic scale and the associated velocity field. Au9 is a galaxy with a quiescent formation history, which has not had major mergers in the last several billion years, and which has a well-developed disc at $z = 0$. In this sense, Au9 reproduces the typical behaviour of the sample and, hence, we consider it a reference galaxy.

3. The Galactic Decomposition

In order to describe the behaviour of the different galactic components, we classify stars based on a simple dynamical method using two parameters: the circularity parameter ϵ (e.g., Scannapieco et al., 2009) and the normalised gravitational potential $\tilde{e}$. This selection procedure is similar to the method followed by Du et al. (2020).

After aligning the galaxy in such a way that the stellar disc is contained in the xy plane, we define the circularity parameter for each particle as the ratio of the specific angular momentum in the z-direction to the angular momentum of a circular orbit of the radius of the particle (the circular angular momentum): $\epsilon = j_z j_{\rm circ}^{-1}$, where $j_{\rm circ} = r v_{\rm circ}(r)$, with $v_{\rm circ}(r) = \sqrt{GM(r)/r}$ and $M(r)$ the mass contained inside a sphere of radius r. With this definition, stars with near-circular orbits have $\epsilon \approx 1$ and those with random, dispersion-dominated orbits have $\epsilon \approx 0$.

The normalised potential for each star is the gravitational potential e normalised to the maximum value: $\tilde{e} = e\,|e|_{\rm max}^{-1}$. This number is constrained between -1 and 0 and indicates how gravitationally bound a given star is. A particle with $\tilde{e} \approx -1$ is located near the centre of the potential well, while $\tilde{e} \approx 0$ represents a star far away from the galactic centre.

Using the parameters $\epsilon_{\rm rot} = 0.4$ (the threshold to separate rotating from non-rotating components) and $\tilde{e}_0 = -0.6$ (the threshold between the most and least bound stellar structures), we define the galactic components as follows:

- The *halo* consists of non-rotating ($\epsilon < \epsilon_{\rm rot}$) and less bound ($\tilde{e} > \tilde{e}_0$) stars.
- The *bulge* consists of non-rotating ($\epsilon < \epsilon_{\rm rot}$) and more bound ($\tilde{e} \leq \tilde{e}_0$) stars.
- The *disc* consists of rotating stars ($\epsilon \geq \epsilon_{\rm rot}$).

Fig. 2 shows the distribution of stars in the decompo-

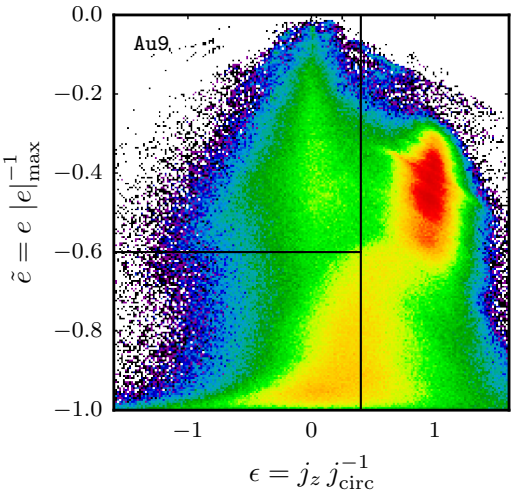


Fig. 2. Distribution of stars in the normalised gravitational potential-circularity parameter space for Au9 at $z = 0$. The solid lines indicate the separation between different galactic components, as described in the text.

sition plane (ϵ,$\tilde{e}$) for Au9, along with lines that indicate the limit of the galactic components as previously defined. Since the figure uses a logarithmic colour map for particle counts, it is clear that the vast majority of the stars of the galaxy inhabit the disc following an ordered rotation with $\epsilon \approx 1$.

4. The Age-Metallicity Relation

In Fig. 3 we show the so-called age-metallicity relation (AMR) for the stars of Au9. Each panel shows the distribution of stars in the [Fe/H] metal abundance ratio versus the stellar age; from left to right, we show the distribution of a specific galactic component: all stars, halo stars, bulge stars, and disc stars. Fig. 3 shows a well-defined, negative correlation between the [Fe/H] abundance and the age of the stars in the galaxy with a sharper slope and a wider deviation for older stars. This sharp increase of the [Fe/H] abundance at early times (older stars) is due to a burst of star formation that takes place during the first 4 Gyr of evolution and that reaches a maximum SFR of about 10 $M_\odot\,yr^{-1}$. This burst, concurrent with the collapse of the gas, provides a rapid enrichment of the interstellar medium (ISM) due to the feedback processes associated with supernovae.

Spheroidal components tend to be populated by older stars, with median stellar ages around $\sim$ 9–10 Gyr for the bulge and halo, while the disc has median ages of $\sim$ 6 Gyr. In terms of the [Fe/H] abundance, discs tend to be more metallic, with near-Solar values for the median, while the haloes are less metallic, with sub-Solar metallicities. Bulges have [Fe/H] abundances similar to that of the discs but with greater spread.

Furthermore, in Fig. 4 we show the age-metallicity relation for all galaxies in the sample, where each data point corresponds to their median values. In general terms, there is a clear distinction of the stellar population in each galactic component. In our sample of galaxies, haloes are located in the low metallicity (with a distribution peaking at [Fe/H] ~ -0.7), high stellar age ($\sim$ 10 Gyr) corner of the diagram, while discs are populated by more metallic (peaking at Solar values) and younger stars (with typical stellar ages of $\sim$ 5–7 Gyr). The bulge presents a somewhat intermediate population between that of the halo and the disc.

5. Metal Abundance Ratios

Fig. 5 shows the correlation between the [O/Fe] and the [Fe/H] abundances at $z = 0$. Oxygen, an α-process element, is produced mainly by SN II while iron is produced mainly by SN Ia. Given that α-elements are produced in shorter timescales than iron-peak elements, this figure can be interpreted as a cosmic clock from the upper left corner (higher [O/Fe], lower [Fe/H]) to the bottom right corner (lower [O/Fe], higher [Fe/H]).

By inspecting the galactic components, we find that the haloes of the Auriga sample are typically found in the high [O/Fe]-low [Fe/H] region of the figure while discs are located in the opposite region. This is in concordance with Fig. 4, where haloes are typically populated by older stars than the disc. As before, the bulge presents somewhat intermediate results between the halo and the disc, which is in agreement with the fact that these components contain stars of intermediate ages.

6. Summary

In this work, we presented an analysis of the distribution of metals at $z = 0$ in simulations of Milky Way-mass galaxies from the Auriga project.

We found that the components of the Auriga galaxies share a common behaviour: haloes are populated by old, iron-poor stars, discs are populated by young, iron-rich stars, and bulges are composed mainly by intermediate age populations. When α-elements are considered, like oxygen in this case, the halo presents an oxygen-rich population while the disc is populated by stars with less content of oxygen.

In order to characterise the evolution of metals in the Auriga galaxies, the results presented here will be further complemented with an analysis of the origin and evolution of the distribution of stellar ages and metals in a future work.

Acknowledgements: S.E.N. and C.S. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. They acknowledge support from Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica through PICT 2021-GRF-TI-00290 and Universidad de Buenos Aires through UBACyT 20020170100129BA.

References

Du M., et al., 2020, ApJ, 895, 139
Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
Iza F.G., et al., 2022, MNRAS, 517, 832
Iza F.G., et al., 2024, MNRAS, 528, 1737
Matteucci F., 2021, A&A Rv, 29, 5
Matteucci F., et al., 2019, MNRAS, 487, 5363
Monachesi A., et al., 2019, MNRAS, 485, 2589

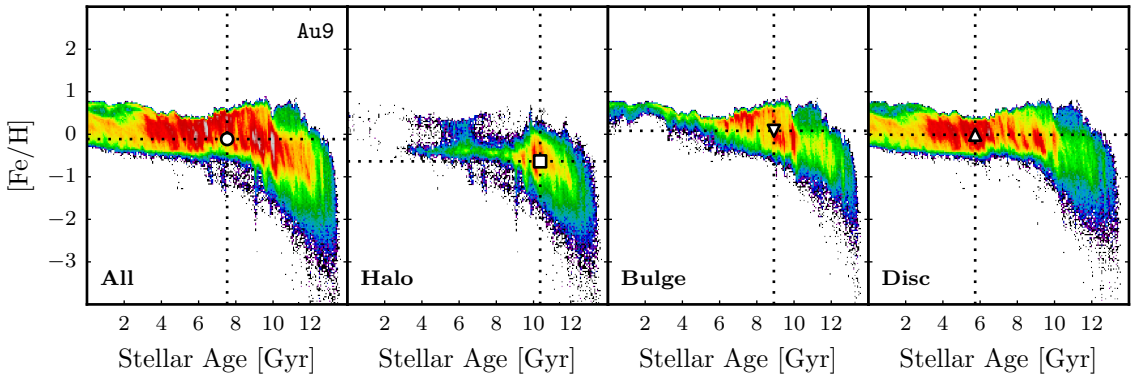


Fig. 3. Age-metallicity relation for the stars of Au9 at $z = 0$. In the x-axis we indicate the stellar age in Gyr and in the y-axis we show the [Fe/H] abundance ratio. The colour map indicates the amount of stars in each pixel in a logarithmic scale. Each panel shows the distribution of stars belonging to a specific galactic component. *First panel:* Age-metallicity relation for all stars. *Second panel:* Age-metallicity relation for halo stars. *Third panel:* Age-metallicity relation for bulge stars. *Fourth panel:* Age-metallicity relation for disc stars. In each panel, the symbol indicates the location of the median.

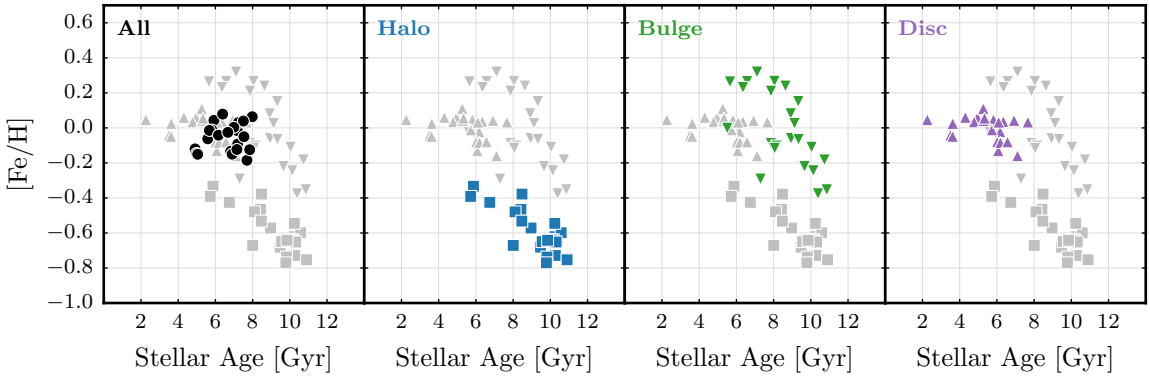


Fig. 4. Median [Fe/H] abundance versus median stellar age at $z = 0$. Each point in these scatter plots is a galaxy and the grey symbols in the background show the values for all components. *First panel:* [Fe/H] versus stellar age for all stars. *Second panel:* [Fe/H] versus stellar age for halo stars. *Third panel:* [Fe/H] versus stellar age for bulge stars. *Fourth panel:* [Fe/H] versus stellar age for disc stars.

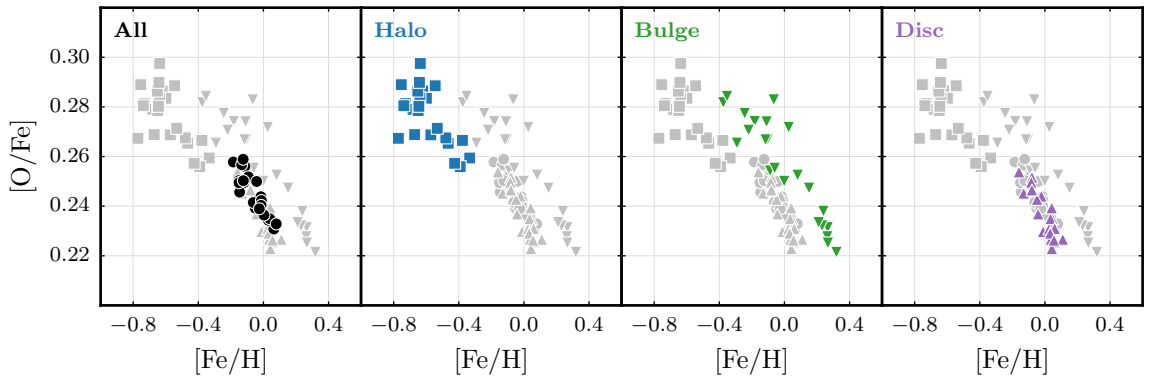


Fig. 5. Median [O/Fe] abundance versus median [Fe/H] abundance at $z = 0$. Each point in these scatter plots is a galaxy and the grey dots in the background show the values for all components. *First panel:* [O/Fe] versus [Fe/H] for all stars. *Second panel:* [O/Fe] versus [Fe/H] for halo stars. *Third panel:* [O/Fe] versus [Fe/H] for bulge stars. *Fourth panel:* [O/Fe] versus [Fe/H] for disc stars.

Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696

Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791

Enhanced sub-resolution star formation models in cosmological simulations

E. Lozano[1], C. Scannapieco[1,2], S.E. Nuza[3,2], Y. Ascasibar[4,5], L. Biaus[1] & F.G. Iza[3]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[4] *Departamento de Física Teórica, Campus de Cantoblanco, UAM, Madrid, Spain*
[5] *Centro de Investigación Avanzada en Física Fundamental (CIAFF-UAM), 28049 Madrid, Spain*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 31 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los componentes cruciales para simular el crecimiento y la evolución de galaxias en un marco cosmológico es el modelizado de la formación estelar (SF) y su correspondiente retroalimentación. Tradicionalmente, la ley de SF se basa en la relación empírica de Kennicutt-Schmidt, una correlación entre la tasa de formación estelar (SFR) y la densidad total de gas. Recientemente, se ha encontrado que la SFR se correlaciona fuertemente con la abundancia de hidrógeno molecular (H_2). Esto da lugar a la pregunta de si el H_2 es un precursor necesario para la SF o es simplemente un trazador de la densidad total ya que ambos escenarios explicarían las correlaciones observadas. En este trabajo estudiamos el impacto de una ley de SF basada en el H_2 en simulaciones cosmológicas de la formación de galaxias de tipo Vía Láctea. Nuestro modelo predice la formación de una galaxia de disco que, comparada con la receta tradicional, retrasa la formación estelar por aproximadamente 500 Myr, lo que resulta en una menor SFR, menor tamaño del disco y una proporción mayor de gas neutro a ionizado. Estos hallazgos resaltan la importancia de incluir modelos de SF sofisticados, que puedan ser contrastados con distintas observaciones – incluidas aquellas relacionadas al H_2 – para lograr un mejor entendimiento de los procesos involucrados en la evolución galáctica.

Abstract / One of the crucial components in simulating the growth and evolution of galaxies within a cosmological framework is the modeling of star formation (SF) and its corresponding feedback. Traditionally, the implemented SF law follows the empirical Kennicutt-Schmidt relation, which links the SF rate (SFR) in a gas element to the total gas density. More recently, an even stronger correlation has been observed between the SFR and the amount of molecular hydrogen (H_2). This opens up the question of whether molecular hydrogen is a necessary precursor for SF or is instead a tracer of the total amount of gas, both of which would explain the observed correlations. In this study, we examine the impact of using an H_2-based SF law on the formation of Milky Way-mass galaxies using cosmological, hydrodynamical simulations. We find that the galaxy modeled with our approach exhibits a well-defined, disc-like morphology. Compared to the traditional recipe, our model delays the onset of SF by approximately 500 Myr resulting in a lower SFR, a smaller disc size, and a higher proportion of neutral to ionized gas within the disc region. These findings highlight the importance of including sophisticated SF models which can be compared to several observations – including those related to H_2 – to better understand the processes affecting galaxy formation and evolution.

Keywords / galaxies: star formation — galaxies: evolution — galaxies: structure

1. Introduction

Within the framework of the standard cosmological model, galaxy formation occurs as gas condenses within dark matter halos. These halos emerge from the gravitational collapse of small density fluctuations and grow over time through the accretion of matter and smaller substructures. From the earliest stages of galaxy formation, various physical processes work together to shape the properties of galaxies, forming a complex interplay of mechanisms that act throughout cosmic history.

A key component in simulations of galaxy formation and evolution is the accurate modeling of star formation (SF) and its associated feedback. The process of star formation begins with gas cooling, which determines the amount and distribution of dense gas available for SF. The formation of stars, in turn, enriches the interstellar medium (ISM) with chemical elements and energy. The interplay between gas cooling and the heating caused by supernova explosions is central in regulating SF rates (SFRs) across time and space. However, because star formation and stellar feedback occur on smaller, unresolved scales, they must be included through sub-grid models that account for their influence on larger scales.

Over the past decades, observational studies have revealed that the correlation between gas density and SFR becomes even stronger when molecular gas is considered (Leroy et al. 2008; Bigiel et al. 2010; Bolatto et al. 2011 and references therein). This relationship holds both on resolved scales (Baker et al., 2021) and at

✉ *Contact* / elozano@df.uba.ar

Research article

galaxy-wide scales across various redshifts (Baker et al., 2022). Moreover, the typical timescale of star formation appears to depend on the physical properties of the ISM (Bigiel et al., 2008, 2010; Bolatto et al., 2011; Leroy et al., 2013). These findings have inspired the development of more advanced star formation models within simulations and semi-analytic frameworks (Murante et al., 2010; Mollá et al., 2015; Millán-Irigoyen et al., 2020).

In this study, we investigate the impact of one such molecular hydrogen-based star formation law on galaxy formation. Our approach is based on the semi-analytical model developed by Millán-Irigoyen et al. (2020), which assumes a multiphase ISM composed of atomic, ionized, and molecular gas, as well as metals and dust. This model is implemented within the moving-mesh, magnetohydrodynamical code `AREPO` (Springel, 2010), which represents the gas component as a collection of discrete cells. Each cell is assumed to have a multiphase structure, including ionized, atomic, and molecular hydrogen phases, along with a stellar component. Metals are also tracked using the standard chemical evolution model of `AREPO`. The mass exchange between the phases is described by a set of differential equations that account for the effects of various physical processes. Star formation within the stellar phase is linked to the molecular hydrogen fraction and is governed by a density-dependent timescale.

This proceeding is structured as follows. Section 2 outlines the simulation code, the implemented physics, and the newly developed star formation model. In Section 3, we utilize our model to study the formation of a galaxy with a Milky Way-like mass within a cosmological framework and analyze the predicted properties of the simulated system, with a focus on the different phases, as well as the star formation activity. Lastly, Section 4 presents our conclusions.

2. The simulation and star formation model

2.1. The `AREPO` code

We utilize the N-body magnetohydrodynamics (MHD) code `AREPO` to carry out our simulations. In our implementation, we only modify the SF prescription assigned to each gas cell, while leaving the rest of the code – including the feedback, cooling, and metal enrichment – unchanged. In the standard SF implementation, star particles are stochastically generated from gas cells that meet the necessary conditions for SF, and the SFR is proportional to the total gas density of the cell. In our model, instead, the SFR depends on integrating four differential equations, as we explain below. For a detailed description of the main `AREPO` code, we refer the reader to Springel (2010).

To simulate the formation and evolution of a Milky Way-mass galaxy, we use the initial conditions (ICs) of the Au6 halo (level 4 resolution) from the Auriga Project (Grand et al., 2017). These ICs correspond to a *zoom-in* halo region with a virial mass of $M_{200} = 1.05 \times 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$ at $z = 0$, which is relatively isolated. In the original Auriga simulations, these ICs produce a galaxy with properties similar to the Milky Way, as discussed in Grand et al. (2017). Throughout this proceeding, we compare the predictions of two simulations: Au6_MOL adopting our new SF recipe, and Au6_STD that uses the standard SF recipe (Eq. 1).

The cosmological parameters adopted in this study follow those from Planck Collaboration et al. (2014): $\Omega_\mathrm{M} = 0.307$, $\Omega_\mathrm{b} = 0.048$, $\Omega_\Lambda = 0.693$, and a Hubble constant $H_0 = 100\,h\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, with $h = 0.6777$. All other input parameters for the code are identical to those used in the Auriga Project (Grand et al., 2017).

2.2. The star formation model

In our star formation model, star particles are formed from multi-phase gas cells using a stochastic approach. This method, described in Springel & Hernquist (2003) (see also Grand et al. 2017), allows gas cells with densities above a threshold value (ρ_th) to be eligible for star formation. In the standard implementation, star particles are stochastically formed at a rate defined by

$$\dot{m}_* = \frac{x\,M_\mathrm{cell}}{t_*(\rho)}\,, \tag{1}$$

where x represents the fraction of cold gas, M_cell is the mass of the gas cell, and $t_*(\rho)$ is the star formation timescale, given by

$$t_* = t_0^* \left(\frac{\rho}{\rho_\mathrm{th}}\right)^{-1/2}\,, \tag{2}$$

with t_0^*, the maximum star formation timescale, being a parameter of the model. With this choice, the SFR density is proportional to the 3/2 power of the gas density, as in the Kennicutt-Schmidt law.

In our approach, instead of using Eq. 1, we calculate the SFR for each gas cell by solving a set of differential equations. These equations track the evolution of the mass fractions of four components: (1) an ionized phase at a temperature of approximately $\sim 10^4\,\mathrm{K}$, (2) an atomic phase at around $\sim 100\,\mathrm{K}$, (3) a molecular phase at $\sim 10\,\mathrm{K}$, and (4) stars*. Mass exchange between phases occurs through several processes: recombination of ionized gas, condensation of atomic hydrogen, photodissociation of molecular gas, photoionization of atoms, star formation, and mass return from stars to the interstellar gas. We represent mass fractions of each phase relative to the total cell mass as $f_X = M_X/M_\mathrm{cell}$, where X can be i (ionized), a (atomic), m (molecular), or s (stellar). At any time t, the total mass of a gas cell is:

$$M_\mathrm{cell}(t) = M_i(t) + M_a(t) + M_m(t) + M_s(t)\,, \tag{3}$$

where the sum of the corresponding mass fractions must equal unity, i.e.

$$f_i + f_a + f_m + f_s = 1\,. \tag{4}$$

*Although the gas is composed of hydrogen, helium, and metals, the model only includes the dominant hydrogen reactions that exchange mass between phases.

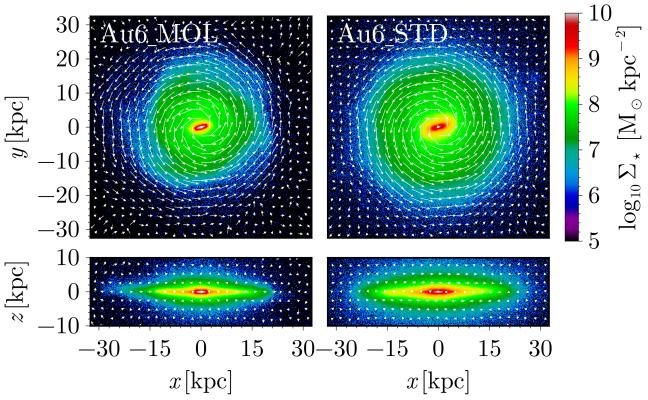


Fig. 1. Projected stellar mass distributions (face-on and edge-on views) for Au6_MOL and Au6_STD at $z = 0$. The white arrows indicate the corresponding velocity field.

The evolution of these phases is governed by the following set of equations:

$$\frac{d}{dt} f_i(t) = -\frac{f_i(t)}{\tau_r(t)} + \eta_i\,\psi(t) + R\,\psi(t)\,, \tag{5a}$$

$$\frac{d}{dt} f_a(t) = \frac{f_i(t)}{\tau_r(t)} - \eta_i\,\psi(t) - \frac{f_a(t)}{\tau_c(t)} + \eta_d\,\psi(t)\,, \tag{5b}$$

$$\frac{d}{dt} f_m(t) = \frac{f_a(t)}{\tau_c(t)} - \eta_d\,\psi(t) - \psi(t)\,, \tag{5c}$$

$$\frac{d}{dt} f_s(t) = (1-R)\,\psi(t)\,, \tag{5d}$$

where $\psi(t)$ represents the fractional instantaneous SFR. We assume that $\psi(t)$ depends solely on the amount of molecular gas and is regulated by the star formation timescale τ_s. Specifically, following Millán-Irigoyen et al. (2020) we take

$$\left.\frac{d}{dt} f_s(t)\right|_{\rm SFR} =: \psi(t) = \frac{f_m}{\tau_s}\,. \tag{6}$$

The mass exchange due to recombination, condensation, and star formation is modeled using timescales (τ_r, τ_c, and τ_s, respectively), which depend on the properties of the gas and vary with time and cell conditions. Meanwhile, the process of photoionization, photodissociation, and mass return are assumed to be proportional to $\psi(t)$, with fixed proportionality factors (η_i, η_d, and R, respectively). These factors are computed semianalytically and only depend on metallicity, as shown in Millán-Irigoyen et al. (2020).

We solve the system of Eqs. 5 for each gas cell eligible for star formation**, integrating over the time step under the assumption that the mass, density, and metallicity of the gas cell remain constant during the integration. This allows us to estimate the SFR per gas cell as the mass in the stellar phase divided by the total integration time (t_i), i.e.:

$$\dot{m}_* = \frac{f_s\,M_{\rm cell}}{t_i}\,, \tag{7}$$

**Cells entering the star formation routine for the first time are assumed to have no stellar or molecular mass, with their initial ionized and atomic fractions determined by the standard treatment of ionized and neutral phases in `AREPO`.

which we use to calculate the probability of a gas cell to stochastically form a star particle.

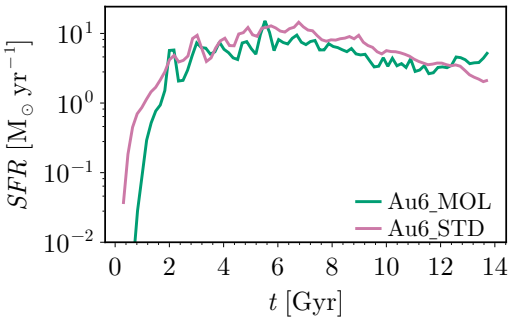


Fig. 2. The SFR history derived from stellar ages at $z = 0$ for Au6_MOL and Au6_STD.

3. Results

3.1. Properties of the simulated galaxies at $z = 0$

Fig. 1 shows the projected stellar mass distribution of Au6_MOL and Au6_STD at $z = 0$, both face-on and edge-on (with the z-axis aligned to the stellar angular momentum). Both galaxies exhibit a spiral-like morphology with an extended, rotationally supported disc and a central spheroidal component. The velocity field of Au6_MOL suggests that the stellar disc exhibits ordered rotation up to a radius of approximately 20 kpc, while Au6_STD extends up to ~ 30 kpc.

Fig. 2 shows the SFRs for both simulations. Au6_MOL shows a rapid early growth during the first few Gyr, stabilizing at $\sim 4\,{\rm M}_\odot\,{\rm yr}^{-1}$ after ~ 3 Gyr, but with a delay of $\sim$ 500 Myr compared to Au6_STD. Throughout the whole evolution, Au6_STD has a consistently higher SFR than Au6_MOL, although they end up with similar values at $z = 0$. Our findings confirm that stellar feedback plays a fundamental role in regulating the SFRs, although differences in the evolution might be important to decide on the most realistic model.

3.2. Gas components at $z = 0$

We have measured the disc sizes for the various components using the radius enclosing 95% of the total mass (Iza et al., 2022)***. We find that all gas components have comparable sizes of $\sim$ 33 kpc for Au6_MOL, and are slightly higher $\sim$ 38 kpc, for Au6_STD. These results are consistent with our model producing a less extended stellar disc, as shown in Fig. 1.

Fig. 3 shows the radial profiles of the stellar and gas components for Au6_MOL and Au6_STD, at $z = 0$. The gas density profiles are similar for both simulations but, consistently with our previous findings, the stellar profile has higher values in Au6_STD compared to

***In the case of the gas, we define a maximum radius of 40 kpc, given the significant fraction of gas beyond the disc region.

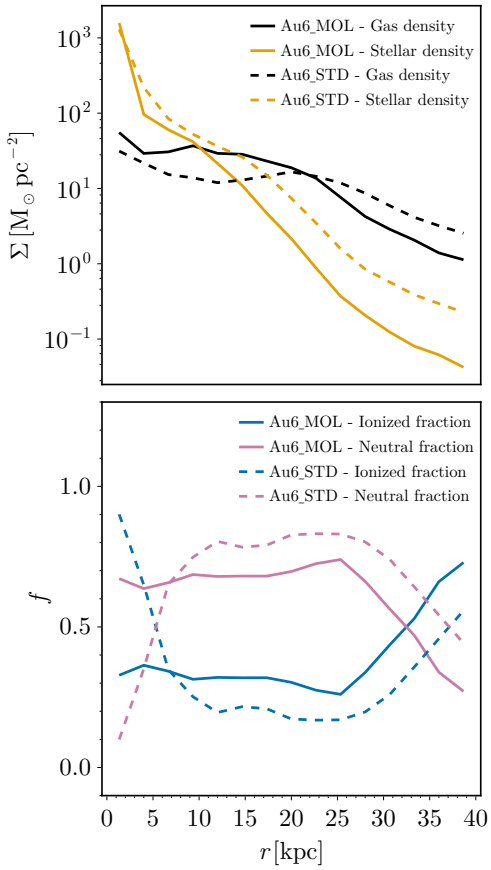


Fig. 3. *Top panel*: Projected surface density profiles for the stars and gas of Au6_MOL and Au6_STD at $z = 0$. *Bottom panel*: Radial mass fraction profiles of the ionized and neutral phases, normalized to the total gas mass.

Au6_MOL. This is a consequence of the different conversion rates of gas to stars in the two models. The bottom panel of this figure shows the radial profiles, at $z = 0$, for the ionized and neutral components. We find that the neutral gas in Au6_MOL dominates over the ionized component in the whole disc region, unlike in Au6_STD where we find the opposite relation in the inner 5 kpc. These results might be used to, via detailed comparisons with available observations, help disentangle the effects of using H_2 as a necessary precursor for SF on the properties of the interstellar medium.

4. Conclusions

In this work, we introduced a model to describe the ionized, atomic, and molecular components of hydrogen in numerical simulations of galaxy formation. We also analyzed the implications of linking star formation to the molecular phase, aiming to provide a more realistic framework for star formation.

Our approach builds on the formalism presented in Millán-Irigoyen et al. (2020), adapting it to work with the chemical and feedback modules of the magneto-hydrodynamical, cosmological simulation code `AREPO`. Each gas cell is modeled as a mixture of ionized, atomic, and molecular hydrogen, alongside stars. Mass exchange between these components occur through several processes: recombination (ionized to atomic), condensation (atomic to molecular), star formation (molecular to stellar), photodissociation (molecular to atomic), photoionization (atomic to ionized), and mass return (stellar to ionized). While the processes are modeled in a simple way, they incorporate the main variations in efficiencies and timescales, which depend on the properties of the ISM.

To test our model, we simulated the formation of a Milky Way-mass galaxy using a cosmological *zoom-in* initial condition from the Auriga Project (Grand et al., 2017) and compared our star formation model (Au6_MOL) to the standard `AREPO` implementation (Au6_STD), which ties star formation to the total gas mass. Run Au6_MOL showed a lower SFR during the whole evolution, resulting at $z = 0$ in a galaxy with a smaller stellar disc and a higher neutral gas fraction than Au6_STD, while maintaining similar structural properties reminiscent of a spiral galaxy with a young, rotationally supported stellar disc and a small bulge.

This work represents our first attempt to model molecular hydrogen formation in cosmological simulations. While simple enough to simulate individual galaxies in a cosmological setting (effectively avoids the complexities of ISM physics on $\lesssim 100$ pc scales), it still captures the relation between the ISM and the SF process at the resolved scales.

Acknowledgements: S.E.N. and C.S. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. They acknowledge support from Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica through PICT 2021-GRF-TI-00290 and Universidad de Buenos Aires through UBACyT 20020170100129BA.

References

Baker W.M., et al., 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 510, 3622
Baker W.M., et al., 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 518, 4767
Bigiel F., et al., 2008, The Astronomical Journal, 136, 2846
Bigiel F., et al., 2010, The Astronomical Journal, 140, 1194
Bolatto A.D., et al., 2011, The Astrophysical Journal, 741, 12
Collaboration P., et al., 2014, Astronomy and Astrophysics, 571, A16
Grand R.J.J., et al., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 467, 179
Iza F.G., et al., 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 517, 832
Leroy A.K., et al., 2008, The Astronomical Journal, 136, 2782
Leroy A.K., et al., 2013, The Astronomical Journal, 146, 19
Millán-Irigoyen I., Mollá M., Ascasibar Y., 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 494, 146
Mollá M., et al., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 451, 3693
Murante G., et al., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 405, 1491
Springel V., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 401, 791
Springel V., Hernquist L., 2003, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 339, 289

In search of primordial B-modes: challenges and advances in cosmic microwave background polarization

C.G. Scóccola[1]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Blanco Encalada 2008, Santiago, Chile*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 21 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / El modelo cosmológico estándar, basado en la Relatividad General y la física de partículas, describe la evolución del Universo desde sus instantes iniciales hasta la actualidad. El Fondo Cósmico de Radiación (FCR) es uno de los pilares observacionales de este marco teórico. En las últimas décadas, mediciones cada vez más precisas han permitido poner cotas a los parámetros del modelo cosmológico, dando lugar a lo que llamamos la "cosmología de precisión". Sin embargo, aún quedan desafíos fundamentales, como comprender la naturaleza de la materia oscura y la energía oscura o determinar con mayor detalle las condiciones iniciales del Universo. En particular, la polarización del FCR contiene una sutil señal de ondas gravitatorias primordiales, generadas durante la inflación, un breve período de expansión exponencialmente acelerada del Universo. Estas ondas gravitatorias dejarían un patrón característico en la polarización, conocido como modos B. La detección de estos modos sigue siendo un desafío, debido a su debilidad intrínseca y a la contaminación por radiación polarizada de nuestra galaxia. Este artículo revisa el estado actual del campo, explorando los desafíos observacionales, los avances en instrumentación y análisis de datos, y las perspectivas futuras para la detección de los modos B primordiales.

Abstract / The standard cosmological model, based on General Relativity and particle physics, describes the evolution of the Universe from its initial moments to the present day. The Cosmic Microwave Background (CMB) is one of the observational pillars of this theoretical framework. In recent decades, increasingly precise measurements have allowed us to place tighter constraints on the parameters of the cosmological model, giving rise to what we now call "precision cosmology". However, fundamental challenges remain, such as understanding the nature of dark matter and dark energy, or determining the initial conditions of the Universe in greater detail. In particular, the polarization of the CMB contains a subtle signal from primordial gravitational waves, generated during inflation, a brief period of exponentially accelerated expansion of the Universe. These gravitational waves would leave a characteristic pattern in the polarization, known as B-modes. Detecting these modes remains a challenge due to their intrinsic weakness and contamination from polarized radiation in our galaxy. This article reviews the current state of the field, exploring observational challenges, advancements in instrumentation and data analysis, and future prospects for detecting primordial B-modes.

Keywords / cosmic background radiation — inflation — instrumentation: detectors — polarization

1. Introduction

The standard cosmological model, known as ΛCDM, provides a remarkably successful framework for understanding the evolution of the Universe. Built upon General Relativity and the Standard Model of particle physics, it describes the Universe's expansion history, the formation of cosmic structures, and the nature of its dominant constituents: dark matter and dark energy. A key observational pillar of this model is the Cosmic Microwave Background (CMB), the relic radiation from the early Universe, which carries an imprint of primordial density fluctuations. Over the past few decades, increasingly precise measurements of the CMB have improved our determination of cosmological parameters, establishing what is now known as precision cosmology (Planck Collaboration et al., 2020b).

One of the most profound questions in modern cosmology concerns the earliest moments of the Universe. Inflation, a hypothetical period of rapid exponential expansion, is postulated to have occurred within the first fraction of a second after the Big Bang (Guth, 1981; Linde, 1982; Albrecht & Steinhardt, 1982). Beyond resolving several theoretical issues in the standard Big Bang model, inflation offers a compelling explanation for the origin of structure in the Universe: quantum fluctuations stretched to macroscopic scales provide the seeds for galaxy formation. Moreover, inflation also predicts the generation of a stochastic background of primordial gravitational waves, which would leave a distinct signature in the CMB polarization (Starobinsky, 1979; Rubakov et al., 1982; Fabbri & Pollock, 1983).

These imprints appear as a B-mode polarization pattern, providing a distinctive observational window into inflationary physics (Seljak & Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski et al., 1997). The detection of primordial B-modes would not only confirm the inflationary paradigm but also provide direct insight into physics at energy scales near the Grand Unified Theory

✉ *Contact* / editor.baaa@gmail.com

Invited review

(GUT) regime. However, detecting these elusive signals remains an outstanding challenge. The primordial B-mode signal is extremely weak and is obscured by foreground contamination from Galactic dust and synchrotron emission, as well as instrumental and systematic limitations (Ade et al., 2021).

This article reviews the current status of the search for primordial B-modes. We discuss key observational challenges, including instrumental sensitivity, systematic effects, and foreground contamination. We also highlight recent technological breakthroughs in experimental design, data analysis techniques, and theoretical modeling (Ade et al., 2019; Abazajian et al., 2022). Finally, we discuss open questions and future prospects in the search for primordial B-modes, whose detection could offer unprecedented insight into the physics of the early Universe.

2. Fundamentals of CMB polarization

The CMB radiation, a relic of the early Universe, provides a wealth of information about its origin, composition, and evolution. This radiation comprises photons from the primordial plasma, a hot, dense state of ionized gas that filled the cosmos before it cooled sufficiently for atoms to form. As the Universe expanded and cooled, electrons and protons combined to form neutral hydrogen during the recombination epoch, around 380,000 years after the Big Bang. This process led to the decoupling of photons from matter, allowing them to travel freely through space, forming the last-scattering surface we observe today (Hu & Dodelson, 2002). While the temperature anisotropies of the CMB have been extensively studied, its polarization offers a complementary and equally powerful probe of cosmic history. Polarization arises due to Thomson scattering of these primordial photons off free electrons in the presence of quadrupole anisotropies in the photon-baryon fluid. This process, occurring primarily at the surface of last scattering, imprints a distinctive pattern on the CMB, which can be decomposed into two types of modes: E-modes (gradient) and B-modes (curl) (Hu & White, 1997).

2.1. Physics of CMB polarization

The polarization of the CMB is a direct consequence of the quadrupole moment in the photon distribution at the time of last scattering. When CMB photons scatter off electrons, they acquire a net polarization if the incident radiation field is anisotropic. This anisotropy arises from perturbations in the photon-baryon fluid, which can be either scalar (density fluctuations) or tensor (gravitational waves). The resulting polarization pattern is described by the Stokes parameters Q and U, which can be decomposed into E-modes and B-modes using spin-2 spherical harmonics.

- **E-modes:** These are gradient-like patterns that arise primarily from scalar perturbations. They are characterized by even parity and are the dominant form of polarization in the CMB. E-modes have been detected with high precision and provide valuable information about the density fluctuations in the early Universe (Carlstrom et al., 2003).

- **B-modes:** These are curl-like patterns with odd parity. Unlike E-modes, B-modes cannot be generated by scalar perturbations alone. Instead, they require a source of tensor perturbations, such as primordial gravitational waves, or secondary effects like gravitational lensing (Seljak & Zaldarriaga, 1997).

2.2. Primordial vs. secondary B-modes

The detection of B-modes in the CMB polarization is a major goal of modern cosmology, as they carry unique information about the early Universe. However, not all B-modes are created equal:

The **primordial B-modes** are generated by primordial gravitational waves produced during cosmic inflation, a period of exponentially accelerated expansion in the first fraction of a second after the Big Bang. Inflation amplifies quantum fluctuations in the metric, creating a stochastic background of gravitational waves. These waves induce a curl component in the CMB polarization, leaving a faint but distinct B-mode signature. The amplitude of these primordial B-modes is quantified by the tensor-to-scalar ratio r, which measures the relative strength of tensor (gravitational wave) perturbations to scalar (density) perturbations.

The **secondary B-modes** are produced by processes occurring after recombination. The most significant source is gravitational lensing, where the CMB photons are deflected by the large-scale structure of the Universe, converting some of the E-mode polarization into B-modes (Planck Collaboration et al., 2016a). Other sources include polarized emission from Galactic dust and synchrotron radiation, which can mimic or obscure the primordial B-mode signal.

2.3. The inflationary imprint

The tensor-to-scalar ratio r is a key parameter in inflationary cosmology. It quantifies the relative amplitude of tensor perturbations (gravitational waves) to scalar perturbations (density fluctuations) in the early Universe and is defined as

$$r = \frac{P_t(k)}{P_s(k)}, \tag{1}$$

where $P_t(k)$ and $P_s(k)$ are the power spectra of tensor and scalar perturbations, respectively, evaluated at a given pivot scale k.

A detection of r would provide direct evidence for inflation and constrain its energy scale. For example, a large value of r ($r \gtrsim 0.01$) would favor high-energy inflationary models, potentially connecting inflation to Grand Unified Theories (GUTs) or quantum gravity (Channuie & Karwan, 2014). Conversely, a null detection ($r \approx 0$) would rule out many simple inflationary scenarios and push the field toward more complex models (Planck Collaboration et al., 2020c; Wolf, 2024).

The search for primordial B-modes is thus not just a technical challenge but a fundamental test of our understanding of the early Universe. Current experiments, such as BICEP/Keck (Ade et al., 2021), the Simons Observatory (Galitzki et al., 2024), and QUBIC (Hamilton et al., 2022; Mousset et al., 2022), aim to measure r with unprecedented precision, while future missions like LiteBIRD (Campeti et al., 2024) and CMB-S4 (Abazajian et al., 2019) will push the sensitivity to $\sigma(r) \sim 0.001$. Achieving this goal requires not only cutting-edge instrumentation but also sophisticated techniques for separating the primordial signal from foreground contamination and systematic effects (Puglisi et al., 2022; Petroff et al., 2020; Stompor et al., 2009).

The polarization of the CMB, particularly its B-mode component, offers a unique window into the physics of the early Universe. Precise B-mode measurements help constrain inflationary models, test modifications to general relativity, and explore physics beyond the Standard Model.

3. Observational challenges

The search for primordial B-modes in the CMB polarization is one of the most ambitious goals in modern cosmology. However, this endeavor has significant observational challenges that must be carefully addressed to isolate the faint primordial signal, both from astrophysical foregrounds and instrumental limitations. Below, we discuss the primary difficulties and the strategies being developed to overcome them.

3.1. Galactic foregrounds

One of the most serious challenges in detecting primordial B-modes is the presence of polarized emission from our own Galaxy. This emission, known as Galactic foregrounds, can obscure or mimic the cosmological signal. The two dominant sources of Galactic foregrounds are:

- **Polarized dust emission:** Thermal emission from interstellar dust grains, which align with the Galactic magnetic field, produces polarized radiation (Ade et al., 2025). This emission is particularly strong at high frequencies ($\gtrsim 100\,\mathrm{GHz}$) and varies significantly across the sky. The Planck satellite has provided detailed maps of this dust polarization, revealing its complex spatial structure and frequency dependence (Planck Collaboration et al., 2015, 2016b, 2017). Modeling and subtracting this component require precise multi-frequency observations and robust statistical techniques (Katayama & Komatsu, 2011).
- **Synchrotron radiation:** Electrons spiraling around Galactic magnetic fields emit polarized synchrotron radiation, which dominates at low frequencies ($\lesssim 70\,\mathrm{GHz}$) (Tucci et al., 2000; Fauvet et al., 2011). Like dust emission, synchrotron radiation exhibits spatial variability and frequency dependence, complicating its removal (Miville-Deschênes et al., 2008).

The spatial variability of these foregrounds poses a major challenge. Unlike the CMB, which is statistically isotropic, Galactic foregrounds are highly anisotropic, with intensity and polarization patterns that vary across the sky. This variability necessitates high-resolution, multi-frequency observations to accurately model and subtract the foregrounds. In this context, multi-frequency observations are essential for minimizing foreground residuals in component separation techniques. Bolometric interferometers, with their high spectral resolution and subfrequency information, offer a promising approach for distinguishing and mitigating such residuals (Regnier et al., 2024).

3.2. Instrumental systematics

In addition to astrophysical foregrounds, instrumental systematics present a significant barrier to detecting primordial B-modes (Monelli et al., 2024). Achieving the required sensitivity and precision demands state-of-the-art instrumentation and meticulous control of systematic effects. Key challenges include:

- **Sensitivity requirements:** Primordial B-modes are expected to be extremely faint, with amplitudes on the order of tens of nanokelvins (nK). To detect such a weak signal, experiments must achieve noise levels of μK-arcmin or better. This requires large arrays of highly sensitive detectors, such as transition-edge sensors (TES) (Piat et al., 2020) or microwave kinetic inductance detectors (MKIDs) (Johnson et al., 2018), operating at cryogenic temperatures.
- **Beam imperfections:** Imperfections in the beam of the telescope beam can distort the observed polarization patterns, introducing spurious B-modes (Karkare & BICEP/Keck Array Collaboration, 2017). Accurate characterization and calibration of the beam are essential to mitigate this effect.
- **Calibration errors:** Misalignment of polarization angles or errors in gain calibration can also produce false signals (Aumont et al., 2018). Precise calibration techniques, often using celestial sources or dedicated calibration devices, are critical to minimizing these errors (Staggs et al., 2002).
- **Atmospheric noise:** Ground-based telescopes must deal with atmospheric emission, which can introduce noise and systematic effects (Brown et al., 2009). Advanced filtering techniques and careful site selection are employed to reduce this contamination (Errard et al., 2015).

3.3. Component separation

Separating the primordial B-mode signal from foregrounds and instrumental noise is a complex task that relies on sophisticated data analysis techniques. This process, known as component separation, involves:

- **Multi-frequency analysis:** Since Galactic foregrounds and the CMB have distinct spectral signatures, observations at multiple frequencies can be used to disentangle them. Algorithms such as

Commander (Eriksen et al., 2008), **NILC** (Needlet Internal Linear Combination) (Delabrouille et al., 2009), and **SMICA** (Spectral Matching Independent Component Analysis) (Delabrouille et al., 2003) are widely used for this purpose. These methods take advantage of the differences in frequency dependence to isolate the CMB signal.

- **High-resolution foreground surveys:** Accurate modeling of foregrounds requires high-resolution maps of Galactic dust and synchrotron emission. Missions like Planck have provided invaluable data, while future experiments, such as the Simons Observatory, CMB-S4, and QUBIC, will further improve our understanding of foregrounds. Additionally, dedicated surveys, such as those conducted by SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) (Bryant et al., 2024), contribute to refining foreground models (Murphy, 2013).
- **Delensing:** Secondary B-modes generated by gravitational lensing must also be removed to isolate the primordial signal (Hotinli et al., 2022). This process, known as delensing, involves reconstructing the lensing potential using high-resolution CMB maps and large-scale structure data.

3.4. The path forward

Addressing these observational challenges requires a combination of technological innovation, advanced data analysis techniques, and collaborative efforts across the cosmology community. Future experiments, such as CMB-S4 and LiteBIRD, are designed to achieve unprecedented sensitivity and resolution, enabling more precise foreground subtraction and systematic control (Fuskeland et al., 2023; Bianchini et al., 2025). Meanwhile, advances in machine learning and statistical methods are enhancing our ability to extract the primordial signal from noisy, contaminated data (Yan et al., 2024; Costanza et al., 2024).

While detecting primordial B-modes presents significant observational challenges, they are not prohibitive. Through the development of advanced instrumentation, refined foreground modeling, and sophisticated data analysis techniques, significant progress is being made toward the ultimate goal of identifying the imprint of inflation in the CMB polarization.

4. Instrumental advances and data analysis techniques

The search for primordial B-modes in the CMB polarization has driven remarkable advances in instrumentation and data analysis. These innovations are essential for overcoming the observational challenges discussed earlier, enabling increasingly precise measurements of the CMB. Below, we highlight key experiments, cutting-edge technologies, and groundbreaking data analysis techniques that are shaping the future of CMB cosmology.

4.1. Key experiments

A new generation of experiments is pushing the boundaries of sensitivity, resolution, and frequency coverage to detect the elusive primordial B-modes. These experiments span ground-based, balloon-borne, and space-based platforms, each offering unique advantages.

- **Ground-based experiments:**
  - **BICEP/Keck Array:** Located at the South Pole, this series of experiments has set some of the most stringent limits on the tensor-to-scalar ratio r ($r < 0.06$ at 95% confidence) (The BICEP/Keck Collaboration et al., 2024). The South Pole's dry, stable atmosphere makes it an ideal location for CMB observations (Schillaci et al., 2023).
  - **Simons Observatory (SO):** Currently under construction in the Atacama Desert, SO will feature a large-aperture telescope (LAT) and an array of small-aperture telescopes (SATs) (Kiuchi et al., 2020). With over 60,000 detectors, SO aims to achieve unprecedented sensitivity and resolution, paving the way for future experiments like CMB-S4.
  - **CMB-S4:** Planned as the next-generation ground-based experiment, CMB-S4 will deploy hundreds of thousands of detectors across multiple sites, including the South Pole and the Atacama Desert (Barron et al., 2022). Its goal is to measure r with a precision of $\sigma(r) \sim 0.001$, potentially detecting primordial B-modes or ruling out many inflationary models (Abazajian et al., 2016).
  - **QUBIC:** Located at Alto Chorrillos, Salta, Argentina, QUBIC combines the advantages of interferometry and bolometric detection to achieve high spectral resolution and sensitivity. After component separation, it will reach a sensitivity of $\sigma(r) = 0.0225$ (Chanial et al., 2024).
- **Balloon-borne experiments:**
  - **SPIDER:** This high-altitude balloon experiment observes the CMB from near-space, avoiding atmospheric noise while covering large areas of the sky. SPIDER has provided valuable data on Galactic foregrounds (Ade et al., 2025) and large-scale polarization patterns (Ade et al., 2022).
  - **EBEX:** Another balloon-borne experiment, EBEX has tested novel technologies, such as transition-edge sensor (TES) bolometers, in a space-like environment (EBEX Collaboration et al., 2018).
- **Space missions:**
  - **WMAP:** The Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), which operated from 2001 to 2010, was a groundbreaking mission that produced the first high-precision maps of CMB temperature anisotropies. While its sensitivity was insufficient to detect primordial B-modes, WMAP's measurements of temperature and E-mode polarization played a crucial role in es-

tablishing the standard ΛCDM model and constraining fundamental cosmological parameters, including the age, composition, and geometry of the Universe (Komatsu et al., 2011).
  - **Planck:** Although no longer operational, Planck's legacy data remains a cornerstone of CMB research. Its all-sky temperature and polarization maps have been instrumental in characterizing Galactic foregrounds and refining cosmological parameters (Planck Collaboration et al., 2020a).
  - **LiteBIRD:** Scheduled for launch in the 2030s by JAXA and ESA, LiteBIRD will observe the CMB from space, free from atmospheric contamination. With a focus on large angular scales, LiteBIRD aims to measure r with unparalleled precision, targeting $\sigma(r) \sim 0.001$ (Ghigna et al., 2024).

4.2. Cutting-edge technologies

The success of these experiments relies on breakthroughs in detector technology, telescope design, and cryogenics. Key innovations include:

- **Superconducting detectors:**
  - **Transition-Edge Sensors (TES):** These highly sensitive bolometers operate at the transition edge between superconducting and normal states, enabling precise measurements of CMB photons (Irwin & Hilton, 2005; Denis et al., 2016). TES arrays are used in experiments like BICEP/Keck, SO, QUBIC, and CMB-S4.
  - **Microwave Kinetic Inductance Detectors (MKIDs):** MKIDs offer high multiplexing capabilities, allowing thousands of detectors to be read out simultaneously (Johnson et al., 2018). They are being developed for future experiments, including CMB-S4.
- **Cryogenic optics:**
  - To minimize thermal noise, modern CMB telescopes use cryogenically cooled optics. For example, SO's LAT will operate at temperatures below 10 K, while LiteBIRD's detectors will be cooled to 0.1 K. QUBIC operates at 0.32 K (Masi et al., 2022).
- **Large-Aperture telescopes:**
  - Larger apertures improve angular resolution, enabling detailed maps of the CMB and better separation of foregrounds. SO's LAT, with a 6-meter aperture, and CMB-S4's telescopes, with apertures up to 5 meters, exemplify this trend (Bhandarkar et al., 2025).

4.3. Data analysis innovations

Extracting the primordial B-mode signal from CMB observations requires sophisticated data analysis techniques to mitigate contamination from foregrounds, instrumental noise, and systematic effects. In recent years, several methodological advances have significantly improved the precision and reliability of B-mode searches.

Machine learning has emerged as a powerful tool for foreground separation, with convolutional neural networks (CNNs) and other deep-learning architectures demonstrating the ability to identify and remove complex foreground patterns (McCarthy et al., 2024; Adak, 2025; Casas et al., 2022). These techniques complement traditional component-separation methods by utilizing large datasets to learn nontrivial correlations between frequency channels, enhancing sensitivity to primordial signals.

High-fidelity simulations play a crucial role in validating analysis pipelines and interpreting observational results. Advanced tools such as PySM (Python Sky Model) (Thorne et al., 2017) and WebSky (Stein et al., 2020) generate realistic models of Galactic foregrounds, including dust and synchrotron emission, as well as the effects of gravitational lensing on polarization. These simulations enable rigorous testing of data-processing algorithms and facilitate the development of optimal filtering strategies.

Furthermore, the CMB community has increasingly adopted open-source frameworks and collaborative data-sharing initiatives, fostering transparency and reproducibility in cosmological analyses. Large-scale projects such as CMB-HD (Sehgal et al., 2019) and the Simons Observatory[⋆] have prioritized public data releases, providing well-documented software pipelines and high-quality datasets for the broader scientific community. These efforts collectively advance the search for primordial B-modes, ensuring that results are robust, reproducible, and accessible to the wider astrophysical community.

4.4. Synergies and future directions

The rapid progress in CMB cosmology is driven by the interplay between instrumental advancements and increasingly sophisticated data analysis techniques. Next-generation experiments will capitalize on these synergies to achieve unprecedented sensitivity and control over systematics. For instance, CMB-S4 will deploy thousands of ultra-sensitive detectors across multiple ground-based telescopes, optimizing frequency coverage and sky overlap to mitigate foreground contamination. Meanwhile, LiteBIRD will exploit its full-sky coverage and cryogenic optics to provide high-fidelity polarization measurements with minimal atmospheric noise, complementing ground-based observations.

Beyond instrumental improvements, future efforts will also focus on enhancing data analysis methodologies. Advances in component separation, likelihood-based inference, and simulation-based techniques will refine constraints on the tensor-to-scalar ratio r and further our understanding of systematic uncertainties. Additionally, cross-correlation studies with large-scale structure surveys, such as those from LSST (Ivezić et al., 2019) and Euclid (Laureijs et al., 2011), will provide independent probes of cosmological parameters, strength-

[⋆] `https://github.com/simonsobs/map_based_simulations`

ening the robustness of inflationary constraints.

The search for primordial B-modes demonstrates the power of technological innovation and collaborative science. Ongoing improvements in experimental sensitivity progressively enhance the ability to investigate the fundamental physics of the early Universe. These developments not only refine our understanding of inflation but also drive progress in detector technology, statistical methods, and high-performance computing. These advancements have broad applications across astrophysics and beyond.

5. Recent results and current limits

The search for primordial B-modes in the CMB polarization has yielded significant progress over the past decade, with increasingly stringent constraints on the tensor-to-scalar ratio r and improved characterization of Galactic foregrounds. These results have not only refined our understanding of the early Universe but also highlighted the challenges and complexities of isolating the primordial signal. Below, we summarize the most recent findings and their implications for cosmology.

5.1. Constraints on r

The tensor-to-scalar ratio r remains one of the most sought-after parameters in cosmology, as it provides a direct link to the energy scale of inflation. Recent analyses have placed increasingly tight upper limits on r, narrowing the range of viable inflationary models.

- **Joint BICEP/Keck-Planck analysis:** The most stringent constraint to date comes from the joint analysis of data from the BICEP/Keck Array and Planck collaborations. By combining high-resolution CMB observations with detailed foreground maps, this analysis has established an upper limit of $r < 0.06$ at 95% confidence (The BICEP/Keck Collaboration et al., 2024). This result represents a significant improvement over previous limits and underscores the importance of multi-experiment collaboration.
- **Delensing Techniques:** Secondary B-modes generated by gravitational lensing can obscure the primordial signal. Recent experiments, such as SPT-3G (South Pole Telescope) (Ge et al., 2024) and ACT (Atacama Cosmology Telescope) (Han et al., 2021), have developed advanced delensing techniques to remove this contamination. By reconstructing the lensing potential from high-resolution CMB maps, these experiments have improved the sensitivity to primordial B-modes, further tightening constraints on r.

5.2. Foreground characterization

Accurate modeling and subtraction of Galactic foregrounds are critical for detecting primordial B-modes. Recent efforts have significantly advanced our understanding of these foregrounds, particularly polarized dust emission and synchrotron radiation.

- **Planck 353 GHz dust polarization maps:** The Planck satellite has provided the most detailed maps of polarized dust emission to date, revealing its complex spatial structure and frequency dependence (Planck Collaboration et al., 2020d). These maps have been instrumental in developing foreground models and validating component separation techniques.
- **Synergies with HI Surveys:** Observations of neutral hydrogen (HI) at radio wavelengths, such as those conducted by C-BASS (C-Band All-Sky Survey) (Harper et al., 2022) and QUIJOTE (Q-U-I JOint Tenerife Experiment) (Poidevin et al., 2018), have complemented CMB data by providing additional constraints on synchrotron radiation. These synergies have improved the accuracy of foreground subtraction and enhanced the sensitivity to primordial B-modes.

5.3. Insights and future directions

The recent progress in CMB polarization studies has yielded valuable lessons for future experiments. On the one hand, the importance of multi-frequency validation. Indeed, observations at multiple frequencies are essential for distinguishing between the CMB and Galactic foregrounds. The success of joint analyses, such as BICEP/Keck-Planck, highlights the need for complementary datasets spanning a wide range of frequencies. On the other hand, given the challenges of foreground contamination and instrumental systematics, a conservative approach to data analysis is crucial. This includes rigorous validation of results, careful treatment of uncertainties, and transparent reporting of methods and assumptions.

While current constraints on r are already impressive, future experiments aim to push the limits even further. Projects like the Simons Observatory, CMB-S4, and LiteBIRD will achieve unprecedented sensitivity and resolution, potentially detecting primordial B-modes or ruling out many inflationary models. These efforts will build upon the insights gained from recent advancements, employing cutting-edge developments in instrumentation, foreground modeling, and data analysis to further our understanding of the early Universe.

6. Future prospects and emerging projects

The search for primordial B-modes in the CMB polarization is entering an exciting new era, with next-generation experiments poised to achieve unprecedented sensitivity and resolution. These advances will not only bring us closer to detecting the imprint of inflation but also open new avenues for exploring fundamental physics. Below, we discuss the future prospects and emerging projects that are shaping the future of CMB cosmology.

6.1. Next-generation experiments

Several ambitious projects are currently in development, each designed to push the boundaries of CMB observations and address the challenges of foreground contamination, instrumental systematics, and sensitivity.

- **CMB-S4** represents the next generation of ground-based CMB experiments, designed to achieve transformative precision in measuring the tensor-to-scalar ratio r. With a target sensitivity of $\sigma(r) \sim 0.001$, CMB-S4 aims to either detect primordial B-modes or place stringent constraints on a wide range of inflationary models. The experiment will deploy hundreds of thousands of detectors across multiple sites, including the South Pole and the Atacama Desert, utilizing large-aperture telescopes and cryogenic optics to produce high-resolution, multi-frequency maps of the CMB polarization. By combining unprecedented sensitivity with advanced delensing techniques, CMB-S4 is expected to provide definitive insights into the physics of inflation and the early Universe, representing a significant milestone in precision cosmology.
- **LiteBIRD**, a space-based mission led by JAXA and ESA, is designed to produce full-sky polarization maps of the CMB, with a particular focus on large angular scales. Its target sensitivity for the tensor-to-scalar ratio r is $\sigma(r) \sim 0.001$, matching the precision goals of ground-based experiments. Operating from space, LiteBIRD will avoid atmospheric contamination and observe across a wide range of frequencies (40–400 GHz), enabling precise characterization and subtraction of Galactic foregrounds. With its all-sky coverage and high sensitivity, LiteBIRD will complement ground-based efforts like CMB-S4, providing a comprehensive and complementary dataset to advance our understanding of CMB polarization and its cosmological implications.

6.2. Synergies with multi-messenger astronomy

The future of CMB cosmology is deeply intertwined with other areas of astrophysics, particularly multi-messenger astronomy. Cross-correlating CMB data with other observables will enhance our understanding of the Universe and provide new insights into fundamental physics.

- **Gravitational wave surveys:** The detection of primordial gravitational waves by CMB experiments could be cross-checked with observations from gravitational wave detectors like LISA (Laser Interferometer Space Antenna (Amaro-Seoane et al., 2017) and the Einstein Telescope (Punturo et al., 2010). Such synergies would provide a multi-messenger view of the early Universe, testing the consistency of inflationary predictions.
- **Weak lensing surveys:** Experiments like LSST and Euclid will map the large-scale structure of the Universe with unprecedented precision (Gagnon et al., 2024). These data can be used to reconstruct the lensing potential and improve delensing techniques, enhancing the sensitivity of CMB experiments to primordial B-modes (Hertig et al., 2024).

6.3. Theoretical implications

The detection or non-detection of primordial B-modes will have profound implications for our understanding of the early Universe and fundamental physics. A detection of $r \gtrsim 0.001$ would strongly support simple inflationary models, such as single-field slow-roll inflation, and provide critical insights into the energy scale of inflation. Conversely, a null detection would rule out many simple inflationary scenarios, shifting focus toward more complex models, such as multifield inflation or alternative theories of the early Universe.

The search for primordial B-modes is also deeply connected to other open questions in cosmology, including the nature of dark energy and the properties of neutrinos. Precise measurements of CMB polarization could constrain the sum of neutrino masses and the equation of state of dark energy, offering a window into physics beyond the Standard Model (Khoraminezhad et al., 2020). Furthermore, primordial B-modes have the potential to probe physics beyond the standard ΛCDM framework, such as early dark energy, modifications to gravity, or the existence of additional relativistic species in the early Universe (Murai et al., 2023).

These theoretical implications highlight the transformative potential of primordial B-mode detection, advancing our understanding of inflation and addressing key questions in modern cosmology.

7. Conclusions

The search for primordial B-modes in the CMB polarization is a central endeavor in modern cosmology. A detection would provide direct evidence for cosmic inflation, constraining its energy scale and probing the nature of primordial gravitational waves, while a null detection would challenge many inflationary models, motivating alternative theories of the early Universe.

This effort exemplifies the synergy between theory, instrumentation, and data analysis. Advances in detector technology, observational techniques, and computational methods have transformed cosmology into a precision science, enabling rigorous tests of fundamental physics.

Future progress will rely on interdisciplinary collaboration, open data sharing, and transparent methodologies. Next-generation experiments like CMB-S4 and LiteBIRD promise to deepen our understanding of the early Universe, offering transformative insights into its origins and governing laws.

References

Abazajian K., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.04473
Abazajian K., et al., 2022, ApJ, 926, 54
Abazajian K.N., et al., 2016, arXiv e-prints, arXiv:1610.02743
Adak D., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.07469

Ade P., et al., 2019, JCAP, 2019, 056
Ade P.A.R., et al., 2021, PhRvL, 127, 151301
Ade P.A.R., et al., 2022, ApJ, 927, 174
Ade P.A.R., et al., 2025, ApJ, 978, 130
Albrecht A., Steinhardt P.J., 1982, Phys. Rev. Lett., 48, 1220
Amaro-Seoane P., et al., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1702.00786
Aumont J., et al., 2018, arXiv e-prints, arXiv:1805.10475
Barron D.R., et al., 2022, J. Zmuidzinas, J.R. Gao (Eds.), *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy XI*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 12190, 1219002
Bhandarkar T., et al., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.09241
Bianchini F., et al., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2502.04300
Brown M.L., et al., 2009, MNRAS, 397, 634
Bryant A., et al., 2024, L.E. Coyle, S. Matsuura, M.D. Perrin (Eds.), *Space Telescopes and Instrumentation 2024: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 13092, 130920D
Campeti P., et al., 2024, JCAP, 2024, 008
Carlstrom J.E., et al., 2003, NewAR, 47, 953
Casas J.M., et al., 2022, A&A, 666, A89
Chanial P., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2409.18698
Channuie P., Karwan K., 2014, PhRvD, 90, 047303
Costanza B., Scóccola C.G., Zaldarriaga M., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2412.10580
Delabrouille J., Cardoso J.F., Patanchon G., 2003, MNRAS, 346, 1089
Delabrouille J., et al., 2009, A&A, 493, 835
Denis K.L., et al., 2016, Journal of Low Temperature Physics, 184, 668
EBEX Collaboration, et al., 2018, ApJS, 239, 8
Eriksen H.K., et al., 2008, ApJ, 676, 10
Errard J., et al., 2015, ApJ, 809, 63
Fabbri R., Pollock M.D., 1983, Physics Letters B, 125, 445
Fauvet L., et al., 2011, A&A, 526, A145
Fuskeland U., et al., 2023, A&A, 676, A42
Gagnon E.L., et al., 2024, The Open Journal of Astrophysics, 7, 110
Galitzki N., et al., 2024, ApJS, 274, 33
Ge F., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2411.06000
Ghigna T., et al., 2024, L.E. Coyle, S. Matsuura, M.D. Perrin (Eds.), *Space Telescopes and Instrumentation 2024: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 13092, 1309228
Guth A.H., 1981, Phys. Rev. D, 23, 347
Hamilton J.C., et al., 2022, JCAP, 2022, 034
Han D., et al., 2021, JCAP, 2021, 031
Harper S.E., et al., 2022, MNRAS, 513, 5900
Hertig E., et al., 2024, PhRvD, 110, 043532
Hotinli S.C., et al., 2022, JCAP, 2022, 020
Hu W., Dodelson S., 2002, ARA&A, 40, 171
Hu W., White M., 1997, NewA, 2, 323
Irwin K.D., Hilton G.C., 2005, C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, vol. 99, 63
Ivezić Ž., et al., 2019, ApJ, 873, 111
Johnson B.R., et al., 2018, Journal of Low Temperature Physics, 193, 103
Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, PhRvD, 55, 7368
Karkare K.S., BICEP/Keck Array Collaboration, 2017, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #229*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 229, 323.02
Katayama N., Komatsu E., 2011, ApJ, 737, 78
Khoraminezhad H., et al., 2020, JCAP, 2020, 039
Kiuchi K., et al., 2020, H.K. Marshall, J. Spyromilio, T. Usuda (Eds.), *Ground-based and Airborne Telescopes VIII*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 11445, 114457L
Komatsu E., et al., 2011, ApJS, 192, 18
Laureijs R., et al., 2011, arXiv e-prints, arXiv:1110.3193
Linde A.D., 1982, Phys. Lett. B, 108, 389
Masi S., et al., 2022, JCAP, 2022, 038
McCarthy F., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.03557
Miville-Deschênes M.A., et al., 2008, A&A, 490, 1093
Monelli M., et al., 2024, JCAP, 2024, 018
Mousset L., et al., 2022, JCAP, 2022, 035
Murai K., et al., 2023, PhRvD, 107, L041302
Murphy E., 2013, Estimating the Strength of Anomalous Microwave Emission in NGC6946, SOFIA Proposal, Cycle 2, ID. 02_0040
Petroff M.A., et al., 2020, ApJ, 903, 104
Piat M., et al., 2020, Journal of Low Temperature Physics, 200, 363
Planck Collaboration, et al., 2015, A&A, 576, A107
Planck Collaboration, et al., 2016a, A&A, 596, A102
Planck Collaboration, et al., 2016b, A&A, 586, A133
Planck Collaboration, et al., 2017, A&A, 599, A51
Planck Collaboration, et al., 2020a, A&A, 641, A4
Planck Collaboration, et al., 2020b, A&A, 641, A6
Planck Collaboration, et al., 2020c, A&A, 641, A10
Planck Collaboration, et al., 2020d, A&A, 641, A12
Poidevin F., et al., 2018, arXiv e-prints, arXiv:1802.04594
Puglisi G., et al., 2022, MNRAS, 511, 2052
Punturo M., et al., 2010, Classical and Quantum Gravity, 27, 194002
Regnier M., et al., 2024, A&A, 686, A271
Rubakov V.A., Sazhin M.V., Veryaskin A.V., 1982, Phys. Lett. B, 115, 189
Schillaci A., et al., 2023, Journal of Low Temperature Physics, 213, 317
Sehgal N., et al., 2019, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 51, 6
Seljak U., Zaldarriaga M., 1997, PhRvL, 78, 2054
Staggs S.T., et al., 2002, S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault, C. Sbarra (Eds.), *Astrophysical Polarized Backgrounds*, *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 609, 183–186, AIP
Starobinsky A.A., 1979, JETP Lett., 30, 682
Stein G., et al., 2020, JCAP, 2020, 012
Stompor R., et al., 2009, MNRAS, 392, 216
The BICEP/Keck Collaboration, et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2405.19469
Thorne B., et al., 2017, MNRAS, 469, 2821
Tucci M., et al., 2000, NewA, 5, 181
Wolf W.J., 2024, PhRvD, 110, 043521
Yan Y.P., et al., 2024, ApJS, 274, 4

The rise and fall of radio-luminous merger shocks from a large sample of galaxy cluster simulations

S.E. Nuza[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 31 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / La generación de ondas de choque es una consecuencia natural del proceso jerárquico de formación de estructura. Con el tiempo, las estructuras cósmicas crecen en masa y tamaño mediante fusiones y a través de la acreción continua de material en los pozos de potencial de los halos de materia oscura. En particular, algunos cúmulos galácticos dinámicamente perturbados exhiben radio estructuras no térmicas conocidas como *radio relics*, que se cree están ligadas a choques de fusión en diferentes etapas de evolución. Estas ondas de choque brillan como resultado de la aceleración de electrones relativistas en presencia de campos magnéticos. En esta contribución, se analiza una muestra de re-simulaciones hidrodinámicas de cúmulos galácticos en un contexto cosmológico pertenecientes al proyecto The Three Hundred Project con el fin de estudiar la evolución de los *relics* en función de la masa cumular y el corrimiento al rojo. Esta muestra sintética nos permite calcular en detalle la radio luminosidad de los choques durante fusiones de cúmulos galácticos desde su generación al comienzo de la fusión hasta su desaparición.

Abstract / The generation of merger shocks is a natural outcome of the hierarchical process of structure formation. As time elapses cosmic structures grow in mass and size via mergers and through the continuous accretion of material onto the potential wells of dark matter haloes. In particular, some dynamically-perturbed galaxy clusters exhibit spectacular non-thermal radio features known as radio relics that are believed to trace cluster merger shocks at different stages of evolution. These radio shocks are thought to be illuminated by the acceleration of cosmic ray electrons in the presence of intracluster magnetic fields. In this contribution, we analyse a large sample of hydrodynamical, cosmological re-simulations of merging galaxy clusters belonging to The Three Hundred Project to study the median evolution of radio relics as a function of cluster mass and redshift. This synthetic cluster merger sample enables us to compute in detail the luminosity output of radio shocks from their onset at core passage to demise.

Keywords / galaxies: clusters: intracluster medium — shock waves — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

In a hierarchical formation scenario of cosmic structures large dark matter haloes grow as a result of accretion and mergers with other systems. In this context, shock waves are naturally produced during halo assembly in a wide range of scales. In particular, galaxy clusters are believed to experience a series of major mergers during their lifetime, leading to the formation of merger shock waves which are ideal sites for (re)acceleration of cosmic ray electrons (CRe). In the presence of intracluster magnetic fields, these CRe produce non-thermal radio emission that trace large-scale shock waves in the outskirts of galaxy clusters. These so-called radio relics are preferentially observed in dynamically-perturbed systems showing clear signs of interaction (e.g., Nuza et al., 2012).

Previous studies on the modelling of radio relic populations from samples of simulated galaxy clusters according to the current formation scenario (e.g., Hoeft et al., 2011) focused, for instance, on their occurrence as a function of cluster mass and redshift (Nuza et al., 2012), scaling relations (Nuza et al., 2012, 2017; Lee et al., 2024), polarization structure (Wittor et al., 2019) and spectral properties (Wittor et al., 2021). These radio relic samples are typically built for a limited number of snapshots drawn from large cosmological simulation volumes, thus limiting the study of the evolution of radio relic properties at high-temporal resolution.

Recently, Nuza (2023) benefited from the larger temporal sampling of a galaxy cluster re-simulation belonging to the so-called Three Hundred Project (Cui et al., 2018) to build radio relic light curves, computing, for the first time, the expected output of non-thermal radio emission obtained from galaxy cluster mergers during the complete simulated cosmic evolution. A follow-up paper by Nuza et al. (2024) expanded this study to a sample of several hundred cluster regions estimating average trends for a large sample of groups and clusters focusing on radio luminosity light curves and radio relic power and cluster mass relations.

In this contribution, we further explore on several aspects concerning the behaviour of average radio relic light curves during the approach and merging phase of colliding systems characterised by two main structures extracted from the galaxy cluster sample of Nuza et al.

✉ *Contact* / snuza@iafe.uba.ar

Research article

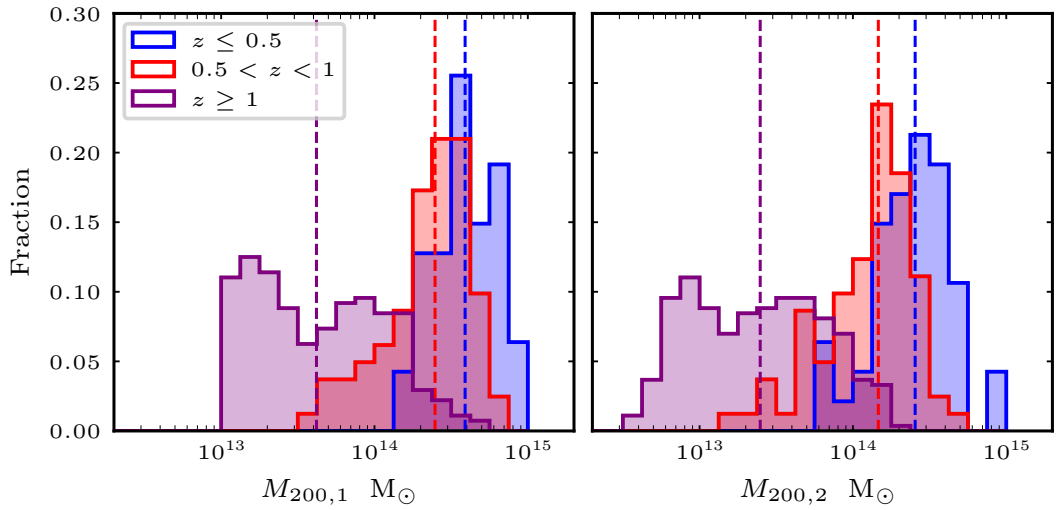


Fig. 1. *Left-hand panel:* Mass distribution of the most massive progenitor, $M_{200,1}$, in our galaxy cluster merger sample for 3 different redshift bins. *Right-hand panel:* Idem for the secondary progenitor mass, $M_{200,2}$. Dashed vertical lines in both panels indicate the median mass value of each histogram.

(2024), focusing on the time evolution of the expected radio power. In particular, we concentrate on cluster mass, redshift distribution and initial configuration of the sample and the radio luminosity output from merger shocks in galaxy groups and clusters according to our modelling of non-thermal radiation.

This proceeding is organised as follows. In Sect. 2 we discuss the galaxy cluster merger sample used in this work. In Sect. 3 we briefly describe the non-thermal radio emission model and the shock finder in the simulations. In Sect. 4 we discuss our results. Finally, in Sect. 5 we present the conclusions.

2. Galaxy cluster merger catalogue

In this work, we used a sample of galaxy cluster regions that belongs to the THREE HUNDRED PROJECT, a suite of 324 spherical zoom-in re-simulations of galaxy cluster regions of radius $15\,h^{-1}\,$Mpc extracted from the $1\,h^{-3}\,$Gpc^3 MDPL2 MultiDark simulation (Klypin et al., 2016), where h is the reduced Hubble constant. The cosmological model adopted is consistent with the Planck 2015 cosmology (Planck Collaboration et al., 2016). Galaxy cluster regions were re-simulated with the GADGET-X code (e.g., Beck et al., 2016) including full hydrodynamics, metal-dependent gas cooling, an UV background radiation field, and other relevant sub-grid astrophysical processes such as star formation, feedback from supernovae/active galactic nuclei and black hole growth. Mass resolution at the beginning of each re-simulation is $1.27 \times 10^9\,h^{-1}\,M_\odot$ and $2.36 \times 10^8\,h^{-1}\,M_\odot$, for dark matter and gas particles, respectively.

From the simulated cluster regions, we built a catalogue of mergers displaying a significant mass increase of $\Delta M/M \geq 0.5$ within a time interval equal to the cluster dynamical time or less (Contreras-Santos et al., 2022). Despite the great variety of astrophysical situations possible during galaxy cluster mergers (sometimes involving more than two objects), here we simply characterise mergers by accounting for the two main merging systems. We note that the particular mass fraction increase chosen guarantees that our merger sample mainly corresponds to major mergers, i.e. $\mu \equiv M_{200,2}/M_{200,1} \gtrsim 0.3$, with $M_{200,1}$ and $M_{200,2}$ the mass of the main and secondary clusters, respectively. As a result, we end up with a sample of 555 well-resolved mergers with $M_{200,1} \geq 10^{13}\,$M$_\odot$ within $R_{200,1}$, i.e. the main progenitor's radius enclosing an overdensity of 200 times the critical density of the Universe.

2.1. Cluster merger sub-samples

Additionally, we split the merger catalogue into different sub-samples. In this way, we are able to study the impact of cluster mass and redshift of the merging systems in the final radio light curves. First, we select i) merging groups for systems satisfying $10^{13} \leq M_{200,1}/\text{M}_\odot < 10^{14}$ and ii) merging clusters with $M_{200,1} \geq 10^{14}\,$M$_\odot$. Given that most of the collisions in our catalogue correspond to major mergers, this choice ensures that main and secondary masses are of the same order, thus naturally separating the sample into less/more massive mergers. Second, we also built additional sub-samples selecting systems by merger redshift instead of cluster mass. The redshift of each merger in our catalogue is computed as the mean value between the redshifts corresponding to $t_{\rm start}$ and $t_{\rm end}$, the start and end times of each merger (see the discussion in Contreras-Santos et al., 2022). Specifically, we also take iii) early and iv) late merger samples by imposing the conditions $z \geq z'$ and $z < z'$, respectively. To assess the evolution of merging systems across the whole cosmic history, we simply take $z' = 1$ as most of the less massive clusters in our sample lie above this value (see Fig. 1).

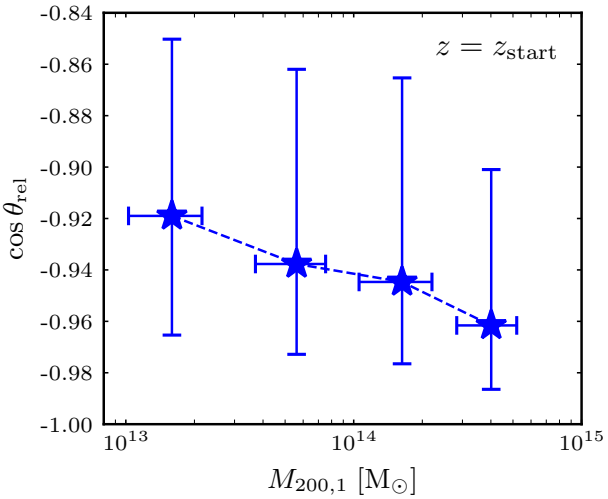


Fig. 2. Median value of the cosine of the angle between the relative position and velocity vectors of the two main progenitors in the cluster sample as a function of main progenitor mass computed at the starting redshift of the merger (see Sect. 4.1). Horizontal error bars indicate the standard deviation in each bin, whereas vertical error bars stand for the 25th and 75th percentiles.

3. The radio output from shocks

The radio emission produced in structure formation shocks is computed following Nuza et al. (2017). In this model, a fixed fraction of thermal electrons get accelerated at the shock fronts acquiring an energy distribution consistent with the diffusive shock acceleration (DSA) scenario. The resulting CRe are then advected by the downstream plasma, where they experience radiative losses, primarily through synchrotron radiation and inverse Compton scattering with cosmic microwave background (CMB) photons. The non-thermal emission behind the shock is obtained by integrating the electron distribution along the downstream region assuming a constant shock velocity, which can be related to the sonic Mach number, $\mathcal{M}$. Then, the radio power, $P_{\nu,A}$, per unit frequency, ν, and area, A, for each gas particle scales as

$$P_{\nu,A} \propto n_{\rm e}\,\nu^{-\frac{s}{2}}\,T_{\rm d}^{\frac{3}{2}}\,B_{\rm d}^{1+\frac{s}{2}}\left(B_{\rm CMB}^2+B_{\rm d}^2\right)^{-1}\,\Psi(\mathcal{M}),\quad(1)$$

where $n_{\rm e}$ is the electron density, s is the slope of electron energy distribution given by DSA, $T_{\rm d}$ is the post-shock temperature, $B_{\rm d}$ is the post-shock magnetic field, $B_{\rm CMB}$ is the magnetic measure of the CMB energy density, and $\Psi(\mathcal{M})$ depends on the shock strength strongly suppressing radio emission for $\mathcal{M} \lesssim 2$.

Magnetic fields are assumed to scale with local electron density following a profile consistent with observations of the Coma cluster (Dolag et al., 2001; Bonafede et al., 2010). Shock fronts in the simulations are identified from gas particles fulfilling a set of criteria such as convergent flows and entropy/density jumps and the Mach number is computed using the Rankine-Hugoniot conditions (Landau & Lifshitz, 1959). Further details on the non-thermal radio model and the shock finder can be found in Nuza et al. (2017) and references therein.

4. Results

4.1. Cluster mass distribution and merger orbits

Figure 1 shows the distribution of the progenitor masses during galaxy cluster mergers in our sample for 3 different redshift bins for the complete merger catalogue. In particular, the merger ratio, $\mu' = \tilde{M}_{200,2}/\tilde{M}_{200,1}$, of the median cluster mass values, for all redshift intervals is $\mu' \gtrsim 0.6$ demonstrating that many of the two main merging structures in our cluster merger sample are similar. Additionally, there is a clear trend of progenitor masses with redshift, where the less (more) massive systems are located at larger (smaller) redshifts. Specifically, the most massive galaxy clusters in the sample are formed at redshifts $z \leq 0.5$, reaching masses similar to that of massive local clusters in agreement with observations. This is a natural consequence of the hierarchical nature of structure formation where the most massive systems form as a result of the coalescence of less massive objects.

The normalised projection of the relative velocity of the two main merger progenitors onto the direction of the radial vector between them, $\cos\theta_{\rm rel}$, is shown in Fig. 2 as a function of main progenitor mass. Here, $\theta_{\rm rel}$ is the relative angle between the two vectors computed at the start time of the cluster merger according to the time definition of Contreras-Santos et al. (2022). This quantity provides an indication on the nature of the orbit followed by the two merging structures with $\cos\theta_{\rm rel} = -1$ corresponding to a purely radial orbit. As seen in Fig. 2, the vast majority of systems in our catalogue, from galaxy groups to clusters, show fairly radial orbits at the beginning of the interaction, which translates into typical impact parameters of about a few hundred kpc at core passage. This is expected as colliding structures within a cosmological context usually come from preferred directions determined by large-scale cosmic filaments connected to the central clusters. This trend, however, is slightly less pronounced for the less massive clusters, which are more likely to experience perturbations at an early stage of the merger phase.

4.2. Radio luminosity evolution from an ensemble of galaxy cluster mergers

To study the average radio luminosity output produced during cluster mergers, we followed previous works and computed all radio emission at 1.4 GHz produced by shocks in our galaxy cluster catalogue within a distance of $R_{200,1}(t)$ from the main cluster's centre according to the non-thermal model introduced in Sect. 3 during the complete merger evolution. This distance is adequate to encompass the temporal evolution of merger radio shocks, from their onset to demise, without including too much radiation produced in external shocks. As a result, we obtained a sample of radio light curves that can be combined taking into account the core-passage time, $t_{\rm cp}$, of each system. This parameter was estimated assessing the relative distance and velocity of the two most massive progenitors during the collisions. In this way, it is possible to estimate the median radio luminos-

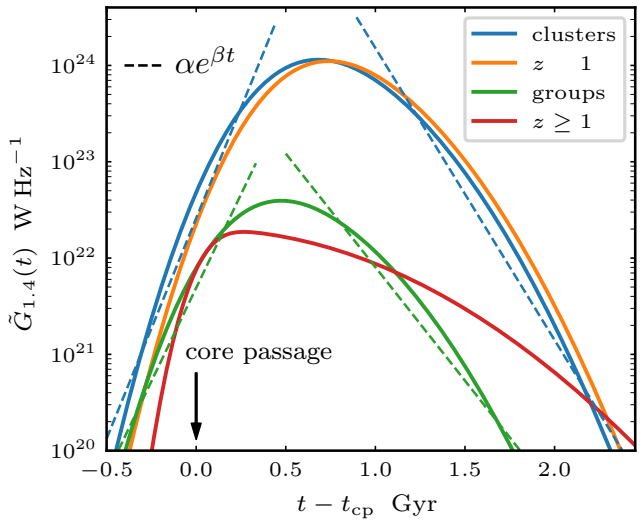


Fig. 3. Median radio light curve evolution at 1.4 GHz during galaxy cluster collisions after subtraction of the linear baseline (see Sect. 4.2) as a function of time with respect to the core passage for the merger sub-samples introduced in Sect. 2.1: i) group ($10^{13} \leq M_{200,1}/\mathrm{M}_\odot < 10^{14}$); ii) cluster ($M_{200,1} \geq 10^{14}\,\mathrm{M}_\odot$); iii) early ($z \geq 1$), and iv) late ($z < 1$) mergers. Dashed lines correspond to best-fitting exponential functions of the cluster and group sub-samples for times before and after the peak of each light curve.

ity light curve of cluster mergers as a function of cluster mass and redshift.

The median radio relic luminosity during cluster mergers from simulation data is described with the following expression:

$$\tilde{P}_{1.4}(t) = \tilde{G}_{1.4}(t) + \tilde{l}_{1.4}(t), \quad (2)$$

where $\tilde{G}_{1.4}(t)$ is a skewed Gaussian function chosen to reproduce the radio luminosity evolution and $\tilde{l}_{1.4}(t)$ is a linear baseline to mimic the cumulative effect of spurious radiation (i.e., not related to the merger shocks) that may be produced within the cluster volume.

Figure 3 shows the median radio light curve as a function of time with respect to the core passage after subtraction of the linear function, $\tilde{l}_{1.4}(t)$, for the 4 merger sub-samples defined in Sect. 2.1. In general, a strong increase of the radio luminosity output can be seen for all curves after core passage in a period of about several hundred Myr. This is highlighted by the exponential fits shown as dashed lines during the radio growth phase. In particular, the most massive mergers belonging to the cluster sub-sample (blue solid line) can boost the radio shock emission up to about ~ 2 orders of magnitude during the growth phase. Similarly, the late sub-sample (orange solid line) shows a similar evolution as most of the massive systems are typically assembled at lower redshifts. After the emission peak, in all cases, radio emission decays in somewhat longer timescales as a result of skewness of the light curves. Smaller mass mergers are represented by the group (green solid line) and early (red solid line) sub-samples which present a similar evolution, albeit reaching much lower radio luminosity peaks. Although the radio growth phase in these two sub-samples is comparable, the decay phase after the peak is less pronounced in the early sub-sample, most likely owing to the inclusion of highly-perturbed, lower-mass systems at high redshift. In total, radio shocks in our sub-samples require ~ 1.2–1.6 Gyr to recover luminosities matching core passage levels.

5. Conclusions

In this work, we made use of the large temporal sampling of an ensemble of galaxy cluster re-simulations from The Three Hundred Project to study the radio luminosity output of merger shocks during galaxy cluster collisions. Our catalogue comprises a total of 555 major mergers within a cosmological context primarily characterised by the two main colliding structures, although more complicated situations are not uncommon. In general, most of the massive mergers take place at lower redshifts in agreement with the hirarchical nature of the accepted structure formation scenario. The colliding systems start the merger phase in almost radial orbits with a small tangential velocity component that translates into impact parameters of about a few hundred kpc at core passage.

After splitting the merger catalogue into several subsamples comprising less and more massive systems, we computed the median radio light curves of relics during galaxy cluster mergers to characterise the radio luminosity output from the onset of merger shocks, just before core passage, to demise after $\gtrsim 1$ Gyr, moderately depending on cluster mass. We found that typical light curves rise abruptly after core passage until the emission peak is reached $\sim 500-700$ Myr after core passage. Overall, merger shocks represent the tip of the iceberg of the non-thermal radio Universe, primarily shaped by the highest galaxy density regions.

Acknowledgements: S.E.N. is a member of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. He acknowledges support from CONICET (PIBAA R73734), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 2021-GRF-TI-00290) and UBACyT (20020170100129BA).

References

Beck A.M., et al., 2016, MNRAS, 455, 2110
Bonafede A., et al., 2010, A&A, 513, A30
Contreras-Santos A., et al., 2022, MNRAS, 511, 2897
Cui W., et al., 2018, MNRAS, 480, 2898
Dolag K., et al., 2001, A&A, 378, 777
Hoeft M., et al., 2011, JApA, 32, 509
Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
Landau L.D., Lifshitz E.M., 1959, *Fluid mechanics*
Lee W., et al., 2024, A&A, 686, A55
Nuza S.E., 2023, BAAA, 64, 166
Nuza S.E., et al., 2012, MNRAS, 420, 2006
Nuza S.E., et al., 2017, MNRAS, 470, 240
Nuza S.E., et al., 2024, A&A, 690, A146
Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13
Wittor D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3987
Wittor D., et al., 2021, MNRAS, 506, 396

Characterisation of Milky Way-type galaxy progenitors at high redshifts

L.D. López[1], M.E. De Rossi[2,3], & S.E. Nuza[2,3]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / El advenimiento de nuevas facilidades observacionales, especialmente el *James Webb Space Telescope*, está proporcionando datos sin precedentes acerca del Universo temprano. En este contexto, las simulaciones cosmológicas de formación de estructura son herramientas cruciales para interpretar las nuevas observaciones. Este trabajo se enfoca en el análisis de los progenitores de galaxias análogas a la Vía Láctea usando galaxias simuladas extraídas del conjunto de simulaciones cosmológicas EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Enviroments*). Utilizando la simulación con la caja de mayor tamaño (100 Mpc comóviles de lado), estudiamos una población de galaxias, a *redshift* $z = 0$, con masas de halos similares a la Vía Láctea, y una sub-población de ellas constituida por objetos con propiedades más consistentes con la Vía Láctea real. A $z = 3$, los progenitores de la población general de galaxias centrales tienden a ser más brillantes que la población completa de galaxias, con una masa estelar similar, a ese mismo *redshift*. Esta última tendencia es más fuerte para la sub-población de galaxias más consistente con la Vía Láctea a $z = 0$. Sin embargo, parece no haber diferencias significativas entre los colores y morfologías de las tres poblaciones a $z = 3$.

Abstract / The advent of new observational facilities, specially the *James Webb Space Telescope*, is providing unprecedented data about the early Universe. In this context, cosmological simulations of structure formation are crucial tools for interpreting new observations. This work focuses on the analysis of the progenitors of Milky Way analogs, using model galaxies extracted from the EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Enviroments*) cosmological simulation set. Using the simulation with the largest box (100 comoving Mpc on a side), we studied a population of central galaxies, at redshift $z = 0$, with similar halo masses to that of the Milky Way, and a sub-population of them constituted by objects with properties more consistent with the actual Milky Way. At $z = 3$, progenitors of the general population of central galaxies tend to be brighter than the whole population of galaxies, with a similar stellar mass, at that z. The latter trend is stronger for the sub-population of galaxies more consistent with the Milky Way at $z = 0$. Nonetheless, there seems to be no significant differences between the colours or morphologies of the three populations at $z = 3$.

Keywords / Galaxy: evolution — Galaxy: formation — galaxies: high-redshift

1. Introduction

The Milky Way (MW) provides a landmark example for the study of galaxy formation and evolution. Being our host galaxy, the MW is the most studied galactic system in terms of stellar properties and distribution. Therefore, any knowledge we can gain on its evolution can provide hints on the formation scenario and its relation with the general galaxy population.

Recent observations of the early Universe conducted by the *James Webb Space Telescope* have opened a new frontier in the study of galaxy evolution, leading to a series of unprecedented discoveries. In particular, these observations reveal the existence of a large population of spiral galaxies at high redshifts of $z \lesssim 4$ (Kuhn et al., 2024), which may indicate a connection to the recent discovery of a primordial thin disc in the MW using the GAIA stellar catalogue (Nepal et al., 2024). In this context, a key step for interpreting observations is the development of appropriate methods to link the properties of MW analogues (MWAs), identified at $z = 0$, with those of their progenitors at earlier stages of the Universe. This may help to establish potential formation scenarios, thus shedding light on the galaxy formation process.

In this work, we present preliminary results on the characterisation of MW galaxy progenitors extracted from cosmological simulations of galaxy formation. To this end, we select a sample of MW-like galaxies from one of the EAGLE simulation volumes (McAlpine et al., 2016) and follow their evolution back in time focusing on some of the most representative galaxy properties such as stellar mass, disc-to-total (D/T) ratios, magnitudes and colours at fiducial redshifts $z = 0$ and $z = 3$.

This proceeding is structured as follows. In Sec. 2, we present the cosmological simulation used in this work. In Sec. 3, we describe the set of criteria used to select simulated galaxies similar to the MW. In Sec. 4, we discuss our preliminary results. Finally, in Sec. 6, we

✉ *Contact* / leandanielopez@gmail.com

Research article

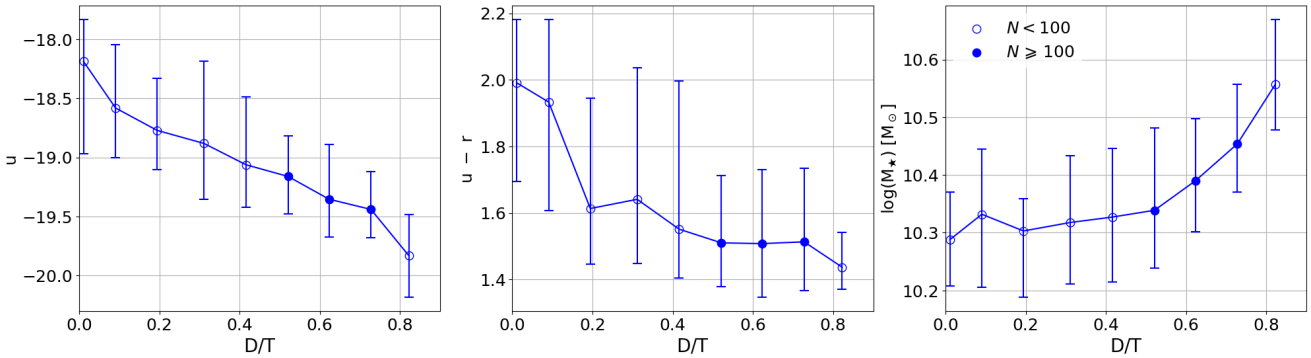


Fig. 1. Scaling relations at $z = 0$ of different properties of central galaxies as function of morphology, characterised by the D/T ratio. *From left to right:* absolute magnitude in the u band, $u - r$ colour and stellar mass.

present the conclusions.

2. Cosmological simulations

The EAGLE project (Schaye et al. 2015; Crain et al. 2015) consists of a suite of cosmological, hydrodynamical simulations that follow the formation of large-scale structure and galaxies in representative volumes of the Universe. EAGLE simulations assume a standard ΛCMD cosmology with parameters taken from the Planck Collaboration (2014). The galaxy formation code (Springel, 2005) enables to track the evolution of star, dark matter and gas particles in a self consistent way. The properties of the particles are stored in 29 snapshots at redshifts ranging from $z = 20$ to the present day (McAlpine et al. 2016; The EAGLE team 2017). The main relevant processes to describe galaxy evolution are included in the model, such as gas cooling, star formation, chemical evolution and stellar and active galactic nuclei (AGN) feedback.

Simulations were performed considering cubic volumes of side lengths ranging from 25 to 100 comoving Mpc, adopting different resolutions. We used the so-called Ref-L100N1504 simulation, which is the largest cosmological box of the suite, performed at intermediate resolution. This simulation follows the evolution of about 7 billion particles (2×1504^3) in a box with 100 cMpc* of side length. Considering the cosmology adopted here, the initial mass of each particle is 9.7×10^6 and $1.8 \times 10^6\,\mathrm{M}_\odot$ for dark matter and baryons, respectively. The maximum softening length is $0.7\,\mathbf{kpc}$ and it is smaller at higher redshifts. Given its larger volume, this simulation provides a more complete statistical sample of haloes similar to the MW.

3. Selection of galaxies similar to the MW

Firstly, we selected a sample of 880 central galaxies at $z = 0$, with halo masses similar to the MW, i.e. within the range $8 \times 10^{11} - 2 \times 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$ (Font et al., 2020), and stellar masses $M_* \geq 10^{8.5}\,\mathrm{M}_\odot$ to avoid resolution issues. In order to refine our sample and obtain a sub-sample of systems more similar to the MW, we also evaluated several properties of the population of central galaxies at $z = 0$ as a function of their morphology using the D/T ratio. From this analysis, we design new criteria for the additional population of MW-like galaxies, also dubbed MWAs. It is clear that these galaxies are required to have a mass similar to that of the MW. Moreover, since the MW is a disc galaxy, they must also show significant rotational support. Specifically, we consider the following conditions:

- Galaxies in the sub-sample have to be central.
- Disc-to-total ratio: $D/T \geq 0.4$ (Thob et al., 2019).
- Stellar mass: $M_* = 4 - 6 \times 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$ (Pilyugin et al. 2023).
- Star formation rate: $\mathrm{SFR} \geq 0.5\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$.

From the sample of 880 central galaxies, we obtained 61 systems after applying these criteria (see Table 1, first column). The resulting selection constitute our sub-population of galaxies similar to the MW. From now on, we will analyse both samples, namely: the one composed of central galaxies and the sub-sample that follows the aforementioned selection conditions.

4. Results

4.1. Scaling relations of central galaxies at $z = 0$

We performed a first characterisation of central galaxies, with halo masses similar to that of the MW, before studying their evolution.

The properties of central galaxies at $z = 0$ were evaluated as a function of morphology. Although we performed an exhaustive analysis of different galaxy properties, due to space limitations, here we will only focus on the trends obtained for the stellar mass, the absolute magnitude in the u band, and the $u - r$ colour.

Fig. 1 shows the median relations between such quantities and D/T, indicating the 25th and 75th percentiles as error bars. The filled symbols on the median curves represent that 100 or more galaxies are considered in the calculation, while, for the empty symbols,

*The 'c' refers to comoving.

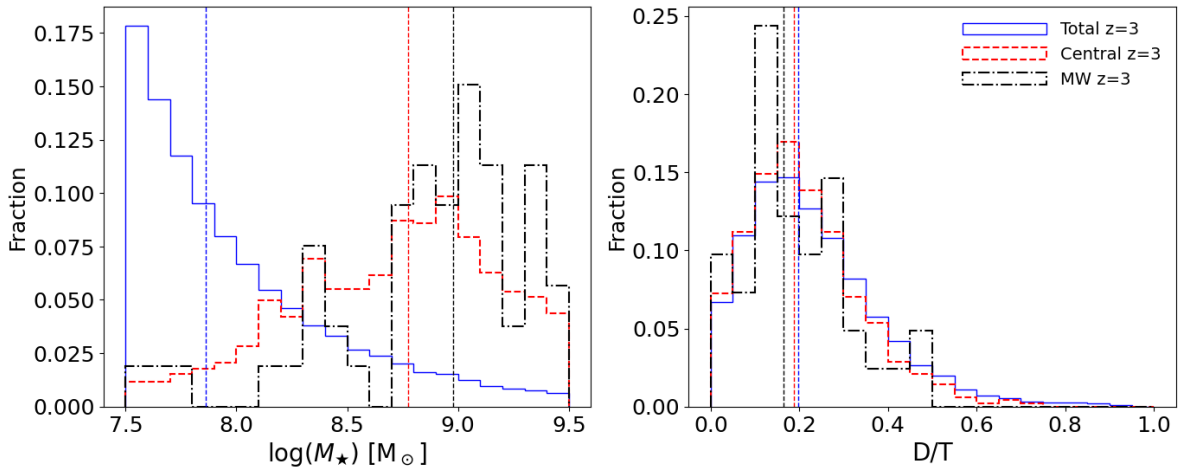


Fig. 2. Histograms of some properties for our three samples at $z = 3$. The solid blue line represents the whole sample of galaxies in the simulation within our considered stellar mass range (see text), the dashed red line corresponds to the progenitors of central galaxies in haloes similar to the MW, and the dot-dashed black line depicts the sub-population of progenitors of galaxies more similar to the MW. Their median values are represented with a vertical line. *Left panel:* stellar mass, M_*. *Right panel:* disc-to-total ratio, D/T.

less than 100 galaxies are taken into account. In general, galaxies with higher D/T tend to be more massive, brighter in the u band and bluer. There is a strong anti-correlation between the u magnitude and the morphology, in such a way that disc galaxies with $D/T \approx 0.8$ are about ~ 2 magnitudes brighter than spheroidal galaxies with $D/T \approx 0$. For more spheroidal systems, the $u-r$ colour shows a large scatter, with a weak decrease as D/T increases. For galaxies with $D/T \gtrsim 0.4$, $u-r$ does not vary significantly, ranging between ~ 1.4 and 1.7. The stellar masses of more spheroidal galaxies are in the range $\approx 10^{10.2-10.4}\,\mathrm{M}_\odot$, while they tend to increase with D/T for rotationally supported galaxies, reaching $\approx 10^{10.6}\,\mathrm{M}_\odot$ for $D/T \approx 0.8$.

4.2. Characterisation of progenitors at $z = 3$

We aim to explore whether we can identify MW progenitors different from the rest of the galaxies with similar stellar mass at high redshifts. For this study, we focused on the analysis of simulated galaxies at $z = 3$ because it is the highest redshift where most of the progenitors in our selected samples have their properties well resolved in the simulations.

To select our galaxy sample at $z = 3$, we traced back in time our galaxy samples selected at $z = 0$, i.e., the sample of central galaxies in haloes similar to that of the MW and the sub-sample with properties more consistent with the MW (see Sec. 3). Once the progenitors of each sample were determined at $z = 3$, we noted that most of the progenitors show stellar masses ranging between $10^{7.5}$ and $10^{9.5}\,\mathrm{M}_\odot$, with a very low number of outliers. We removed such outliers from our samples and only preserved the progenitors within the aforementioned stellar mass range.

As already mentioned, we also selected a third sample of MWAs, constituted by all galaxies at $z = 3$, in the Ref-L100N1504 simulation with M_* in the range $10^{7.5}$ to $10^{9.5}\,\mathrm{M}_\odot$. This sample was constructed without any distinction to the central or MWA progenitor nature of the systems.

Table 1. Galaxy progenitors at redshifts $z = 0$ and $z = 3$, highlighting the variance observed after restricting the stellar mass range at $z = 3$.

Population	$z = 0$	$z = 3$	$z = 3$
	–	–	$[10^{7.5} - 10^{9.5}\,\mathrm{M}_\odot]$
Central progenitors	880	879	781
MWA progenitors	61	61	53
All galaxies	–	167789	55101

In Table 1, we summarise the three samples of galaxies selected at $z = 3$. In Figs. 2 and 3, we compare the histograms of some properties for the three populations obtained at this redshift.

The progenitors of central galaxies and MW-like galaxies tend to be the most massive systems among the general population of galaxies in the same M_* range at $z = 3$. However, there is not yet any significant difference in the distributions of D/T for the three populations at this high z. Regarding the photometric properties, the progenitors of central galaxies are brighter in the u band than the general population, and the sub-population of MW progenitors is even brighter. Thus, among all galaxies with similar M_* at $z = 3$, MW progenitors will be more easily observed given their higher luminosities. With respect to the color $u-r$, there are no significant differences between our selected populations.

5. Discussion

A detailed numerical study on the formation and evolution of the MW stellar disc in a simulation of the Local Group was presented by Scannapieco et al. (2015). Their analysis provided estimates for, among other

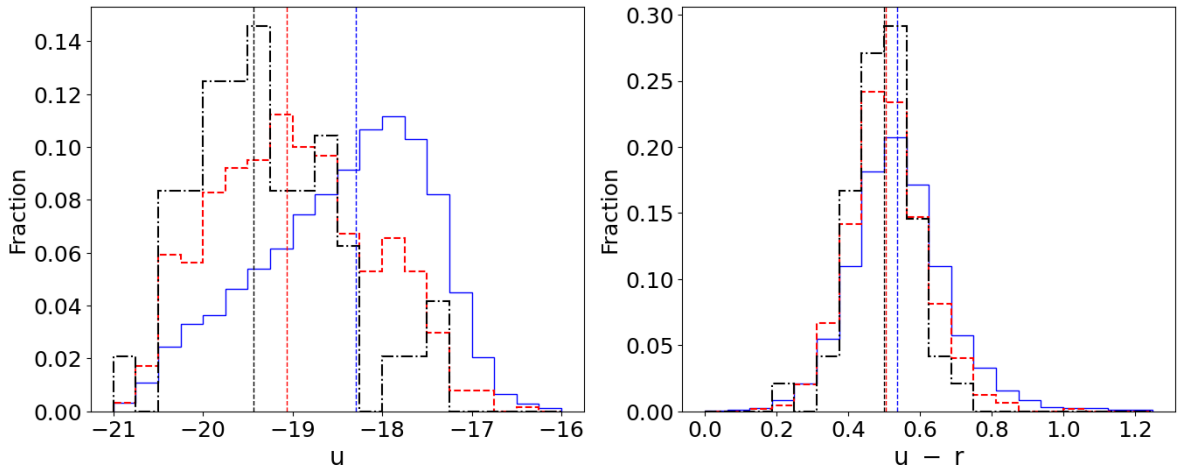


Fig. 3. Similar to Fig. 2, but for the u magnitude (left panel) and the $u - r$ colour (right panel).

Table 2. Properties of the simulated MW-like galaxy 'G2-CS' in Scannapieco et al. (2015).

Properties	$z = 0$	$z = 3$
SFR $[M_\odot\,yr^{-1}]$	~ 1	$\gtrsim 1 - 10$
M_* $[M_\odot]$	$\sim 6 \times 10^{10}$	$\sim 5 \times 10^9$
D/T	~ 0.6	~ 0.1

properties, the stellar mass, SFR and D/T ratio as a function of cosmic time for a series of MW-like, high-resolution simulated galaxies. In particular, the reported values for their MW galaxy candidate 'G2-CS' are in line with the median values of our model galaxies at $z = 0$ and 3 (see Table 2). This suggests that our sample of simulated systems can be reliably used to infer statistical properties of MW-like progenitors within the context of the ΛCDM scenario.

6. Conclusions

The observation of MW galaxy progenitors can be a very complex task. However, cosmological simulations can provide keys to facilitate their detection.

In this work, we studied the properties of MW progenitors using cosmological numerical simulations. For this, we selected a population of central galaxies with a halo mass similar to the MW and analyse their properties as a function of morphology. After this analysis, we selected a sub-sample of galaxies based on MW observational data (specifically, we imposed constraints on the stellar mass and star formation rate), considering the central galaxies with the highest rotational support, in agreement with the disc-like nature of the MW.

By tracing our galaxies back in time, we identified their progenitors at $z = 3$ and compared their properties with those of the general population of galaxies of similar M_* at similar z. The distribution of different properties at redshift $z = 3$ shows that the progenitors of central and MW-like galaxies were more massive and brighter in u band than the rest of the galaxies. These results provide some preliminary clues to start identifying candidates for MW progenitors in future observational surveys.

The results presented in this article are part of an ongoing project focused on the development of possible observational strategies to identify progenitor candidates of the MW from the rest of galaxies at high redshifts. Ultimately, this program aims to provide clues on the evolution of the MW but also, more generally, on the galaxy formation process.

Acknowledgements: M.E.D. and S.E.N. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. They acknowledge support from Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica through PICT 2021-GRF-TI-00290. S.E.N also acknowledges support from CONICET through grant PIBAA R73734.

References

Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Font A.S., et al., 2020, MNRAS, 498, 1765
Kuhn V., et al., 2024, ApJL, 968, L15
McAlpine S., et al., 2016, Astronomy and Computing, 15, 72
Nepal S., et al., 2024, A&A, 688, A167
Pilyugin L.S., Tautvaišienė G., Lara-López M.A., 2023, A&A, 676, A57
Planck Collaboration, 2014, A&A, 571, A1
Scannapieco C., et al., 2015, A&A, 577, A3
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
The EAGLE team, 2017, arXiv e-prints, arXiv:1706.09899
Thob A.C.R., et al., 2019, MNRAS, 485, 972

Flux jumps in the data chain of QUBIC telescope

L. Merlo Azzolina[1], B. Costanza[1,2], C.G. Scóccola[3], N. Mirón Granese[1,2], M.M. Gamboa Lerena[1], J.Ch. Hamilton[4], L. Kardum[4], T. Laclavere[4], E. Manzan[5,6], M. Piat[4], D. Prêle[4], D. Rambaud[7], M. Regnier[7] & S.A. Torchinsky[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile*
[4] *Laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC), Université Paris-Cité, Paris, France*
[5] *Universita degli studi di Milano, Italy*
[6] *INFN sezione di Milano, 20133 Milano, Italy*
[7] *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse (CNRS-INSU), France*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 26 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los saltos de flujo generados por la periodicidad de la función de transferencia del SQUID en un sistema de Flux-Locked-Loop afectan directamente la señal de salida registrada en la cadena de datos del telescopio QUBIC. Para garantizar un análisis preciso de los datos, desarrollamos algoritmos especializados que permiten detectar con precisión el instante de tiempo en que se producen el inicio y el final de cada salto, así como la amplitud correspondiente, lo que facilita su caracterización. Una vez identificados, aplicamos una corrección a la señal corrigiendo el nivel de la señal y reemplazando los datos afectados por la RMS de los datos adyacentes, garantizando la continuidad y preservando la calidad del conjunto de datos corregido para su análisis posterior.

Abstract / The flux jumps generated by the periodicity of the SQUID transfer function in a Flux-Locked-Loop system directly affect the output signal detected in the QUBIC telescope data chain. To ensure precise data analysis, we have developed specialized algorithms to accurately identify the exact timing of the start and end of each jump, along with their corresponding amplitudes, enabling detailed characterization. Once identified, we apply a correction to the signal by adding the offset and replacing the affected data with the RMS of adjacent data, ensuring continuity and preserving the quality of the corrected dataset for subsequent analysis.

Keywords / instrumentation: detectors — cosmic background radiation — polarization — methods: observational

1. Introduction

The QUBIC telescope (Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology) is an advanced astronomical instrument located at Alto Chorrillos, Salta, Argentina. This innovative telescope uniquely combines the principles of interferometry and bolometry, offering high sensitivity and robust control of systematic effects (Battistelli et al., 2020). Operating in the millimetric and submillimetric (microwave) range, QUBIC is designed primarily to detect the primordial B-mode polarization of the Cosmic Microwave Background (CMB) (Zaldarriaga & Seljak, 1997). These polarization patterns arise from quadrupolar anisotropies caused by tensor perturbations generated during cosmic inflation. Their detection would provide direct observational evidence of an inflationary epoch in the early universe.

The focal plane of the technological demonstrator for QUBIC, currently located on the observational site, is composed of 256 TES (NbSi Transition Edge Sensors) bolometers, each of which is coupled to a SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) (Piat et al., 2022). The detected signals are digitized and stored as Time-Ordered Data (TOD). However, the periodic transfer function inherent to the SQUID operation can cause instabilities in the operating points around which the data are taken, generating flux jumps in the output signal.

These flux jumps are visible in data acquisitions, but developing efficient algorithms to accurately identify and correct them in any data set is a significant challenge. Characterizing these jumps, in terms of properties such as their amplitude and shape, is crucial to mitigate their impact on data analysis. Additionally, identifying the precise times at which these flux jumps occur is critical for understanding which portions of the data have been affected.

To handle this problem, a general pipeline applicable to any dataset acquired by QUBIC was developed. The first step in this process consists of an initial classification to identify candidates that might present flux jumps. Since some of these candidates might not correspond to flux jumps, additional discrimination techniques are implemented to exclude false positives.

2. Flux jumps

The flux jumps associated with the operation of the SQUID are a direct manifestation of the quantum na-

✉ *Contact* / lucasmerlo21@gmail.com

ture of the magnetic flux in the superconductivity regime. Each TES (Transition Edge Sensor) bolometer is connected in series with an inductor, which is coupled to the SQUID. When the incident beam interacts with the detector, an increase in the resistance of the TES is generated, which causes a decrease in the current. This change in current induces a variation in the magnetic flux through the inductor, which is detected by the SQUID and transformed into an output voltage. In this sense, the SQUID is a trans-impedance amplifier.

The periodicity of the SQUID transfer function is a consequence of the quantization of the magnetic flux. The response period of the SQUID is proportional to the magnetic flux quantum $\phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.07 \times 10^{-15}$ Wb, with h being the Planck constant and $2e$ being the absolute value of the Cooper pair charge. To linearize the output of the transfer function, a Flux-Locked Loop (FLL) system is implemented, which introduces a magnetic flux proportional to the output voltage through negative feedback. This system establishes a stable operating point around which the transfer function is linearized. However, due to the intrinsic periodicity of the SQUID, the operating point can become unstable under certain conditions, which generates positive feedback and, consequently, the observed flux jumps in the output signal (Prêle et al., 2016).

Fig. 1 shows all the TESs in the focal plane affected by flux jumps in a sky scan dataset. The step-like shape of the signal, associated with changes in the operating point, is clearly visible.

Flux jumps are discrete events that disrupt the continuity and degrade the quality of the acquired data. To minimize data loss, it is crucial to accurately characterize and correct these jumps.

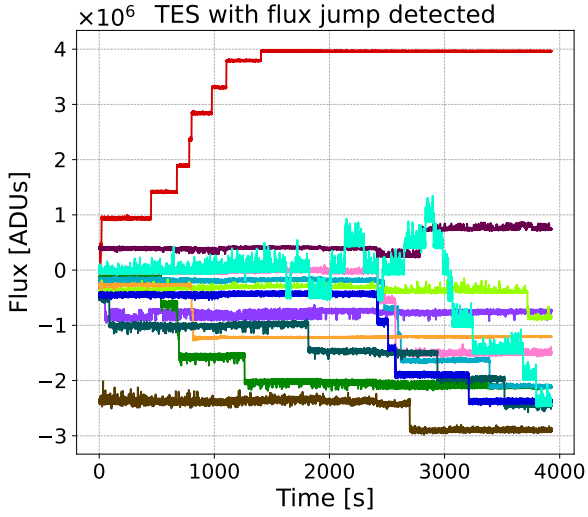


Fig. 1. All TES detectors with flux jumps detected in a given dataset are shown. In this case, out of the 256 detectors on the focal plane, 12 exhibit flux jumps, and their corresponding signals are displayed in the figure.

3. Methodology

The developed procedure for the identification of the flux jumps is based on a series of functions and techniques applied to the data acquired by the 256 TES bolometers of the focal plane. Initially, saturated TESs are discarded using a function that detects the times in which the signal reaches the saturation level defined in 4.9×10^6ADUs. The output of this function is a vector of 256 components (the number of TESs) with values of True or False, where True indicates that the corresponding TES reached the saturation level at least once. In addition, the function provides the saturation fraction for each TES and the total number of saturated TESs in the focal plane.

After discarding the saturated TESs, we proceed to find the flux jumps for each remaining detector. This process begins with the calculation of a Haar filter applied to the signal from each detector, using `moving median` from the `bottleneck`* library. This function moves through the time series using a sliding window of defined size (that we set equal to 300) and calculates the median in each of these windows. Subsequently, we calculate the difference between the medians in consecutive regions. This filter allows us to remark the discontinuities present in the TOD that coincide with the flux jumps, as can be observed in Fig. 2, where four discontinuities are found in the filtered data at the same time samples of the flux jumps in the signal.

If the filtered signal exceeds the threshold of 2×10^5ADUs, it is classified as a possible flux jump, and it records the time instant and the corresponding TES index.

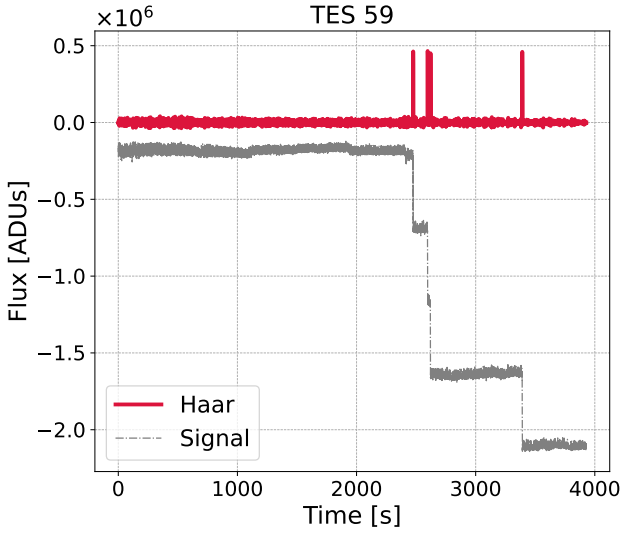


Fig. 2. The filtered signal from a TES is shown in red, while the signal with flux jumps is shown in gray. The discontinuities in the filtered signal coincide with the time samples of the flux jumps.

In the next step, `DBSCAN` (Ester et al., 1996),(Schubert et al., 2017) from the `Scikit-learn` (Pedregosa

*`https://github.com/pydata/bottleneck`

et al., 2011) library is used to identify the groups of time samples corresponding to each discontinuity, which allows us to find the time interval where each flux jump occurs. The `DBSCAN` algorithm was applied to the time indices identified as discontinuities in the filtered signal. These indices serve as the input features for the clustering process. Two hyperparameters were adopted: `eps`, which defines the maximum distance between two samples to be considered neighbors, and `min_samples`, the minimum number of samples (including the point itself) that must exist within an `eps` neighborhood for a point to be considered a core point. In our implementation, we set `eps` = size / 5 and `min_samples` = 1, where size refers to the length of the moving window used in the implementation of the Haar filter. With this choice, every point is treated as a core point, and those lying within the `eps` range of one another are grouped into the same cluster. These values were empirically adjusted to achieve the best practical performance. The number of groups detected by `DBSCAN` will be the number of flux jumps in a given TES. The first and last time samples of each group are taken as the start and end points, respectively. The amplitude is then calculated as the difference between the flux values at the start and end. Fig. 3 shows the detection of the start and end points of flux jumps for four TESs in the same dataset.

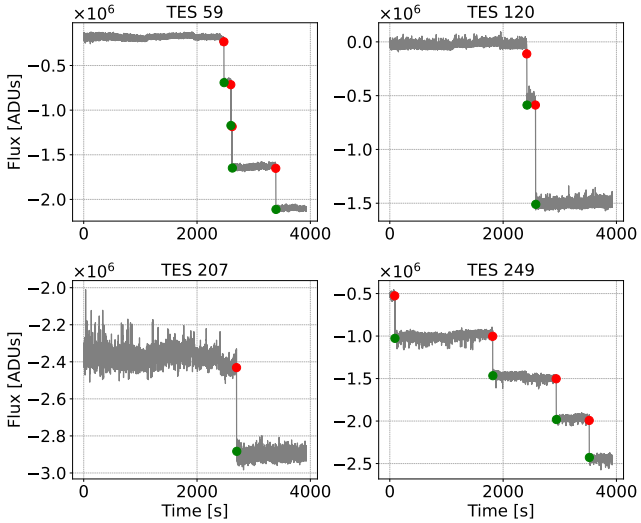


Fig. 3. Flux jumps detected in 4 different TESs of a given dataset. The red and green dots correspond to the beginning and end of the jump detected by the algorithm.

Since certain cases occur where the original signal is identified as a flux jump, an additional criterion is applied to discriminate true flux jumps from false positives. To address this, an additional function filters the jumps based on their amplitude. Specifically, a lower bound of 2.5×10^5ADUs is set, and candidates with amplitudes below this threshold are discarded. This filtering process, based on jump amplitude, is referred to as the offset condition. Fig. 4 shows how jumps that do not meet the required offset condition are discarded and excluded from consideration. To assess the effectiveness of the procedure, focal plane plots were generated, highlighting saturated TESs, those exhibiting flux jumps, and those functioning properly. This visualization allowed us to verify whether any jumps were missed and to confirm the accuracy of the method.

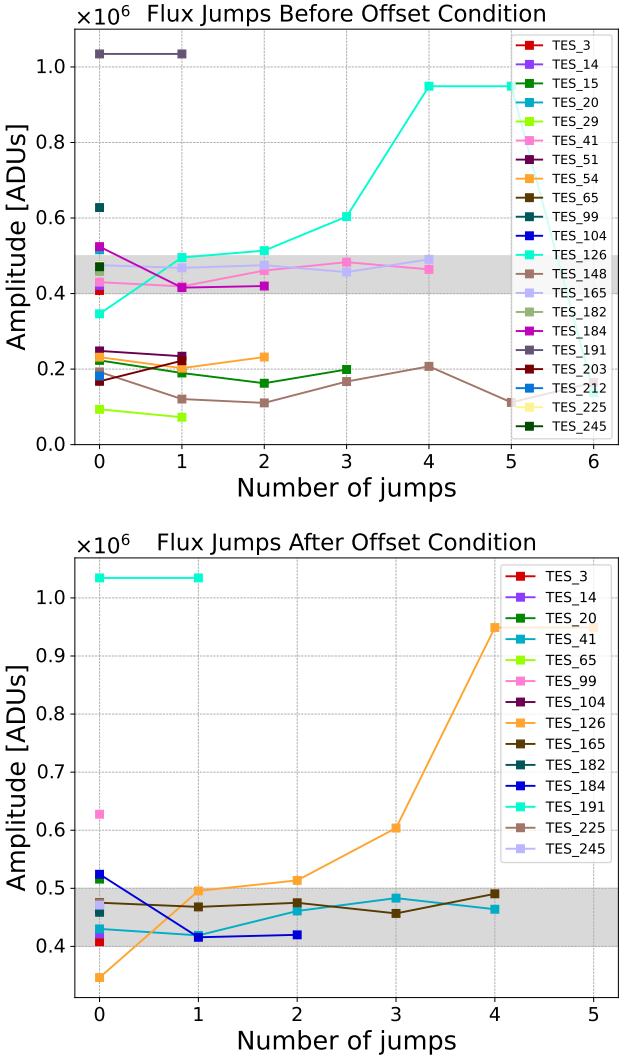


Fig. 4. Number of jumps and their respective amplitudes for the affected TES in the same dataset. *Top panel:* Results before applying the offset condition. *Bottom panel:* Results after applying the offset condition. We can see that after applying the lower bound on the amplitudes of the jumps, TES 15, 29, 51, 54, 148, 203, and 212 are discarded as flux jump candidates. The majority of amplitudes are concentrated in the gray band between 4×10^5 and 5×10^5ADUs. The amplitudes measured for TES 191 and for the final jump of TES 126 are significantly higher than those observed for the remaining detectors.This can be explained by the fact that the operating point does not necessarily transition to the nearest stable point.

Once the actual flux jumps have been identified, the Time-Ordered Data (TOD) is corrected. In this step, the measured amplitude is subtracted from the data

corresponding to the time interval between the beginning and end of the jump. In addition, the signal values within the affected interval are replaced by noise.

4. Results

After identifying the detectors with real flux jumps, the signal is corrected using the temporal indices marking the start and end of each jump. Fig. 5 shows the result of applying the correction to the TES previously presented in Fig. 3. Using the developed algorithm, we can recover the original signal that should have been measured by the TES, enabling a more accurate analysis of the data. While the correction is not always perfect, we are currently refining the method to improve its accuracy.

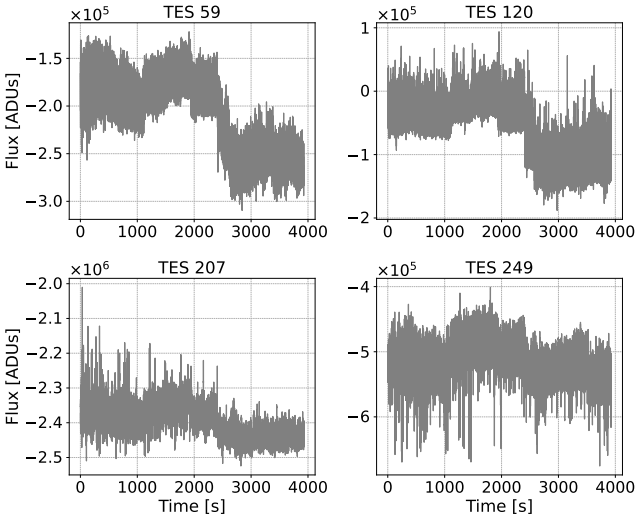


Fig. 5. Correction of the 4 TESs shown in Fig. 3 where the original signal is recovered. The time intervals between the beginning and end of the jump are replaced by noise.

We analyze the amplitudes of the flux jumps for the affected TESs in six different datasets. The majority of the jumps have amplitudes between 4.3×10^5 and 5×10^5 ADUs, as shown in Figure 6. This result highlights the discrete nature of the flux jumps, with similar amplitude values observed even across different datasets.

5. Conclusions

An algorithm was developed to detect flux jumps caused by the SQUIDs in any dataset measured by the QUBIC telescope. This algorithm provides the total number of flux jumps in the signal from each TES, along with the corresponding start and end times. Using these values, we can determine the amplitude of each jump and correct the TES signal by subtracting the amplitude at the beginning and end of the jump and replacing the data measured during the jump with noise.

We note that the amplitude values of the flux jumps range between 4.3×10^5 and 5×10^5 ADUs. These values provide insight into the nature of the flux jumps due to

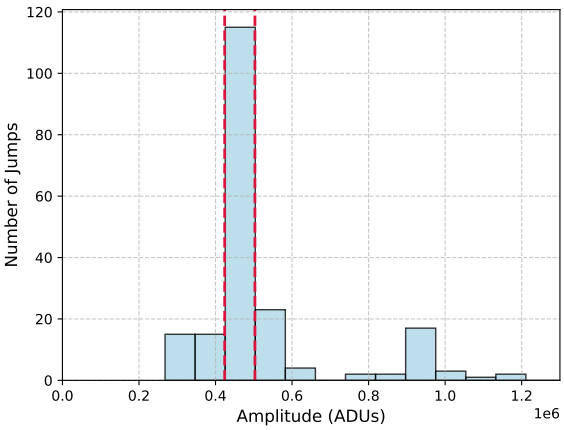


Fig. 6. Histogram of the flux jump amplitudes detected in six different datasets. The majority of the amplitudes are concentrated between 4.3×10^5 and 5×10^5 ADUs.

SQUID, since they are discrete values that are associated with the quantization of the magnetic flux in the superconducting regime. Slight variations in amplitude could be attributed to factors such as differences in the inductance values of individual TESs or variations in the DC currents supplied to different devices. In principle, the operating point may not always shift to the nearest one, which could result in multiples of ϕ_0, potentially explaining the higher amplitudes detected in some TESs. Conversely, amplitudes that are not multiples of the expected value may indicate improper detection of the flux jump by the algorithm.

To improve the algorithm, we are exploring other machine learning tools, such as decision trees, which could offer more accurate estimates of the amplitude and temporal indices marking the start and end of the flux jumps. As part of our future work, we plan to generate sky maps using both the raw data with flux jumps and the corrected data. Once this is completed, we will be able to assess the significance of applying these corrections to the data measured by the QUBIC telescope.

Acknowledgements: CGS and MBC acknowledge funding from CONICET (PIP-2876), and Universidad Nacional de La Plata (G11-175), Argentina.

References

Battistelli E.S., et al., 2020, Journal of Low Temperature Physics, 199, 482
Ester M., et al., 1996, *Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*, 226–231, KDD'96, AAAI Press
Pedregosa F., et al., 2011, Journal of Machine Learning Research, 12, 2825
Piat M., et al., 2022, JCAP, 2022, 037
Prêle D., et al., 2016, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 26, 1
Schubert E., et al., 2017, ACM Trans. Database Syst., 42
Zaldarriaga M., Seljak U., 1997, PhRvD, 55, 1830

El pasado caótico de NGC 4546 vs. la evolución pacífica de sus estrellas

J.P. Varela[1], V. Reynaldi[1,2], F.R. Faifer[1,2], L.A. Gutierrez Soto[1,2] & T. Ricci[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
[3] *Universidade Federal da Frontera Sul, Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / NGC 4546 es una galaxia lenticular, ubicada en un ambiente poco denso, y alberga un núcleo activo de baja luminosidad de tipo LINER (Low-Ionization Nuclear Emission Region). Los estudios de la región nuclear y su zona circundante (200 pc) postulan que el núcleo LINER estaría rodeado de una población estelar evolucionada. Y la emisión gaseosa proveniente de la zona asociada al sistema estelar circunnuclear produce el mismo tipo de espectro que el propio LINER. Este fenómeno se conoce como emisión HOLMES (HOt Low-Mass Evolved Stars). Por otro lado, la galaxia tiene claros indicios de haber sufrido una fusión menor hace algunos Gyr, cuando acretó una galaxia enana. El núcleo desmembrado de este objeto (la galaxia ultracompacta NGC4546-UCD1) está cinemáticamente desacoplado del disco de NGC 4546. En el proceso de acreción, NGC 4546 también acretó los cúmulos globulares de este objeto, resultado que cobra especial relevancia en el contexto del proceso de ensamble de las galaxias tempranas mediante el mecanismo de dos fases. En este trabajo, se re-analizarán los datos espectroscópicos de campo integrado (GMOS/IFU) en la región circunnuclear de NGC 4546, para identificar y caracterizar la población estelar en la zona. Los resultados preliminares indican que, efectivamente, existe una población estelar circunnuclear evolucionada, compatible con el fenómeno HOLMES tal como se propone en la literatura.

Abstract / NGC 4546 is an S0 galaxy, located in a low-density environment that hosts a Low-Luminosity Active Galactic Nuclei (LLAGN) of the LINER (Low-Ionization Nuclear Emission Region) class. Its very central region (200 pc) was studied by means on GMOS/IFU data and it's thought that the LINER is surrounded by an old stellar population whose embedded gas emission mimics that of the LLAGN itself. Such a scenario is known as the HOLMES (HOt Low-Mass Evolved Stars) emission. However, the galaxy shows signs of having undergone an efficient accretion process as a consequence of a rather recent minor merger with a dwarf galaxy, whose tidally disrupted core (the Ultra Compact Dwarf NGC4546-UCD1) is kinematically decoupled from the NGC 4546 disk. That is, its non-negligible gas content is clearly detected at kpc scales, and is counter-rotating with respect to the stellar population. The gas, however, rotates in almost the same direction as NGC4546-UCD1, from which the galaxy has accreted some globular clusters (in the context of the two-phase mechanism of assembly process of early-type galaxies). Since this merger took place a few Gyr ago, we are now reanalyzing the circumnuclear stellar population to determine whether the observed gas emission is due to the HOLMES phenomenon, as suspected, or whether it is related to a younger episode of star formation triggered by the merger.

Keywords / galaxies: individual (NGC4546) — galaxies: stellar content — galaxies: elliptical and lenticular — galaxies: active — galaxies: ISM

1. Introducción

NGC 4546 es una galaxia de tipo S0 (d=14.1 Mpc, Escudero et al. 2020) que alberga un núcleo activo (AGN) de baja luminosidad de tipo LINER (Low-Ionization Nuclear Emision Region, Ricci et al. 2014). Su región central (200 pc) fue analizada con datos de GMOS/IFU de Gemini Sur, y los estudios de la misma indican la presencia de una población estelar evolucionada cuya emisión es similar a la del LINER. Esto se conoce como efecto HOLMES (HOt Low-Mass Evolved Stars, Stasińska et al. 2008; Heckler et al. 2022.) Esta galaxia tiene señales de haber sufrido un proceso de acreción debido a una fusión menor reciente con una galaxia enana rica en gas cuyo núcleo (NGC4546-UCD1) está cinemáticamente desacoplado del movimiento del disco de NGC 4546. A su vez puede detectarse una componente gaseosa no despreciable que se encuentra a escalas de kpc, la cual rota en sentido contrario a la población estelar de NGC 4546. Sin embargo, esta componente gaseosa rota prácticamente en el mismo sentido que el movimiento orbital de NGC4546-UCD1. En este trabajo analizaremos la zona central de NGC 4546 mediante la técnica de ajuste espectral completo para caracterizar su población estelar, y así confirmar o descartar la hipótesis de la emisión HOLMES.

2. Datos

Se han reprocesado los datos de GMOS/IFU usados por Ricci et al. (2014) y Heckler et al. (2022), los cuales

✉ *Contact* / juanpvarela@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

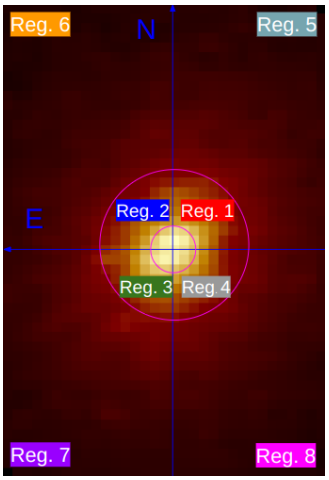


Fig. 1. Imagen de NGC 4546 tomada en 5797 Å, con cada una de las regiones utilizadas en este trabajo.

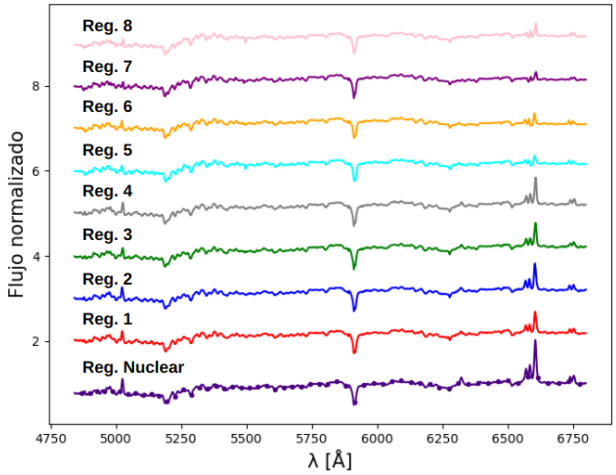


Fig. 2. Espectro de las regiones 1 a 8 y de la región nuclear, normalizados en 5753 λ, tomados en el sistema de referencia de la fuente y desplazados arbitrariamente en el eje de ordenadas para una visualización mas clara.

abarcan los 3"x 5" centrales de NGC 4546 en el rango de 4800-6800 Å, y cuyo tiempo de exposición fue de 1800 s. En la Fig. 1 se muestra una imagen de la región central de la galaxia, extraída del cubo de datos, en 5797Å. En ella se superponen las ocho regiones de estudio, definidas a continuación:

- Región nuclear, la cual se adoptó como la región circular de radio $r < 0.5''$, centrada en el pixel de máxima intensidad para $\lambda = 5797Å$. El radio de esta región se definió de acuerdo al valor del *seeing* al momento de la observación, estimado a partir del FWHM de las imágenes de adquisición de la estrella estándar.
- Las regiones 1-2-3-4 corresponden a los cuatro cuadrantes del anillo centrado en el núcleo y comprendido entre $0.5'' < r < 1.2''$.
- Las regiones 5-6-7-8 corresponden a las zonas más externas del campo en cada cuadrante, excluyendo en cada uno la región interna de radio $r < 1.2''$.

Estas regiones se definieron interactivamente sobre los datos utilizando la herramienta QFitsView. Una vez definidas, se obtuvieron los espectros integrados de cada una en el rango 4800-6800 Å. QFitsView permite extraer tanto el espectro como su varianza, lo cual es imprescindible para el propósito del análisis descrito a continuación. Los espectros de cada región se muestran en la Fig. 2, junto con el espectro de la región nuclear. La región nuclear es la línea con marcadores circulares, mostrada en color índigo. Las regiones 1-2-3-4 se visualizan con colores rojo, azul, verde y gris, y las regiones 5-6-7-8 con los colores cian, naranja, violeta y rosa respectivamente.
En los mismos son claramente visibles las líneas de emisión de [OIII](4959,5007 Å), $H\alpha$ (6563 Å) y [NII](6548,6583 Å), así como el doblete del sodio Na D en absorción (5889,5895 Å).

3. Metodología y resultados

Los espectros integrados se analizaron mediante la técnica de ajuste espectral completo con el objetivo de caracterizar la población estelar en cada región. Para ello se utilizó una modificación de la herramienta pPXF (Cappellari, 2017), junto con los modelos MILES de poblaciones estelares simples (Vazdekis et al., 2010). Se consideró la grilla de modelos correspondientes a la función inicial de masa (IMF) de Salpeter de pendiente 1.3, [α/Fe]=0.4, edades en el rango 0.03-14Gyr y metalicidades en el rango $-2.27 < [M/H] < +0.4$. pPXF discrimina y permite ajustar de forma independiente la componente estelar (población y cinemática) y la componente gaseosa en emisión. Este análisis se centra en la determinación de edades y metalicidades de la componente estelar, para compararlos con los resultados de Ricci et al. (2014), obtenidos sobre el análisis de la componente gaseosa.

Los resultados fueron muy homogéneos para las ocho regiones; en todas ellas el espectro integrado es consistentemente reproducido por una población estelar simple cuya edad ronda los 12.6 Gyr. La metalicidad, por su parte, presenta una leve variación de $0.29 < \log$ [M/H] < 0.39. La Fig. 3 muestra los resultados del ajuste en la región 1 y la región nuclear, con su respectivo espectro integrado. La región 1 puede verse en una línea continua de color rojo, la región nuclear como una línea con marcadores circulares de color índigo, y los ajustes se observan como una línea continua delgada de color negro. Estos resultados corresponden únicamente a la población estelar. Se puede apreciar en la zona del doblete del Na D que la población estelar resultante no reproduce adecuadamente la intensidad del mismo. En tal sentido, el exceso de absorción podría estar asociado a la presencia de material interestelar en la línea de la visual, perteneciente tanto a NGC 4546 como a la Vía Láctea (Ricci et al., 2014). La Fig. 4 muestra, como ejemplo, el diagrama de edad y metalicidad para la región 1. En ella puede apreciarse que el resultado obtenido es consistente con la existencia de un único episodio de formación estelar hace 12.6 Gyr.

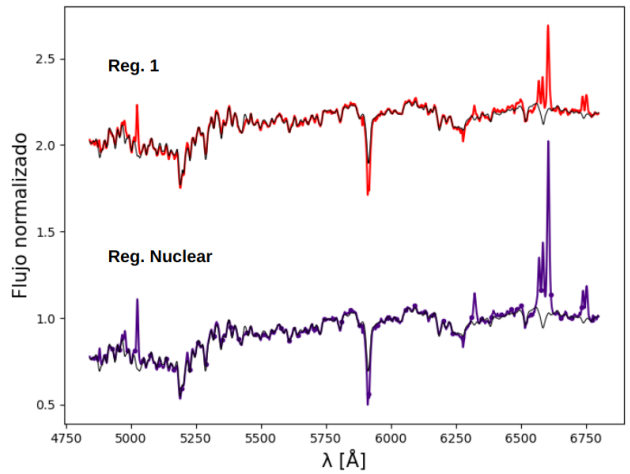


Fig. 3. Modelado de la componente estelar de la región 1 comparado con la región nuclear, normalizados en 5753 λ y desplazados arbitrariamente en el eje de ordenadas para una visualización más clara.

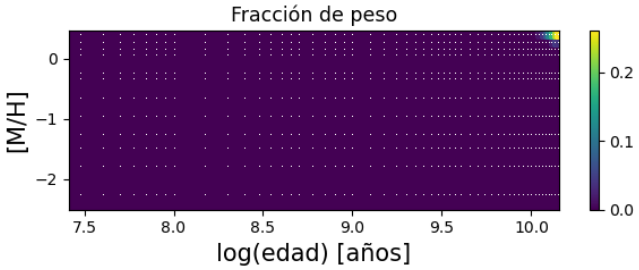


Fig. 4. Diagrama de edad y metalicidad dado por pPXF para la región 1.

4. Conclusiones preliminares

Heckler et al. (2022) estudiaron la emisión de la componente gaseosa circunnuclear mediante diagramas de diagnóstico y señalaron que en la zona circunnuclear debía existir una población estelar evolucionada, responsable del estado de excitación del gas. Estos resultados preliminares indican que todas las regiones estudiadas tienen, efectivamente, poblaciones estelares evolucionadas compatibles con el escenario HOLMES. Por otra parte, los resultados obtenidos con pPXF señalan que la emisión observada se puede explicar con un único brote de formación estelar hace alrededor de 12.6Gyr. Esto implicaría, por su parte, que el proceso de fusión que explica la presencia de NGC 4546-UCD1 y la componente gaseosa cinemáticamente desacoplada del disco, no activó un nuevo brote de formación estelar en la región más interna de la galaxia.

Acknowledgements: Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Basado en observaciones obtenidas con el Observatorio Internacional Gemini, un programa de NOIRLab, bajo la NSF (National Science Foundation), operado por AURA (Association of Universities for Research in Astronomy) bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en nombre del consorcio Observatorio Gemini: la NSF (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Secretaría de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea).

References

Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798
Escudero C.G., et al., 2020, MNRAS, 493, 2253
Heckler K.F., Ricci T.V., Riffel R.A., 2022, MNRAS, 517, 5959
Ricci T.V., Steiner J.E., Menezes R.B., 2014, MNRAS, 440, 2419
Stasińska G., et al., 2008, MNRAS, 391, L29
Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639

Cosmological simulations of primordial magnetic field evolution

F.A. Stasyszyn[1,3], P. Lopez[1], S.E. Nuza[2,3], D. Paz[1,3], L. Pereyra[1], F. Rodriguez[1,3] & G. Fourestey[4]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Scientific IT & Application Support, Swiss Federal Institute of Technology Lausanne, EPFL, Switzerland*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 03 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / El origen de los campos magnéticos cósmicos en el Universo sigue siendo un enigma en astrofísica. Las simulaciones de magnetohidrodinámica (MHD) cosmológica han demostrado ser una herramienta eficaz para comprender el proceso de formación de estructuras cósmicas y la evolución de los campos magnéticos, los cuales podemos inferir a partir de observaciones. En este trabajo, presentamos resultados de un conjunto novedoso de simulaciones cosmológicas diseñadas para estudiar diferentes escenarios de magnetogénesis. Nuestro conjunto de simulaciones ha sido generado utilizando la versión MHD del código de hidrodinámica de partículas suavizadas `SWIFT`, y explora diferentes resoluciones de masa, mecanismos de semilla y modelos astrofísicos. Nos enfocamos en diversos procesos astrofísicos responsables de amplificar los campos magnéticos y confirmamos resultados previos obtenidos con modelos de formación de estructuras. Por lo tanto, estas simulaciones nos permiten estudiar la distribución de los campos magnéticos dentro de las diferentes estructuras cósmicas que forman parte de la red cósmica. En particular, observamos diferencias en el alineamiento entre la dirección de giro de las galaxias y sus campos magnéticos entre dos modelos distintos de magnetogénesis.

Abstract / The origin of cosmic magnetic fields in the Universe remains an open question in astrophysics. Cosmological magnetohydrodynamics (MHD) simulations have been proven to be an effective tool for understanding the cosmic structure formation process and the magnetic field evolution, which we can infer from observations. In this work, we present results from a novel set of cosmological simulations aimed at studying different magnetogenesis scenarios. Our set of runs have been obtained using the MHD version of the smoothed particle hydrodynamics code `SWIFT` and explores different mass resolutions, seeding mechanisms, and astrophysical models. We focus on different astrophysical processes responsible for enhancing magnetic fields and confirm previous results obtained with structure formation models. Therefore, with these simulations, we can study the distribution of magnetic fields inside the different cosmic structures embedded within the cosmic web. In particular, we observe differences in the alignment between the spin of galaxies and their magnetic fields between two different magnetogenesis models.

Keywords / large-scale structure of Universe — magnetic fields — methods: numerical

1. Introduction

The origin of magnetic fields in the Universe remains one of the unsolved questions in astrophysics. Determining how these fields formed and evolved is essential for understanding their impact on the processes governing cosmic structure formation at different scales, from the smallest galaxy halos to the largest cosmic structures.

There are two main branches of magnetogenesis scenarios (Widrow, 2002). The first suggests that magnetic fields originate from astrophysical objects, while the second attributes their origin to primordial magnetic field seeds. These two scenarios lead to different environmental distributions of magnetic field (Stasyszyn et al., 2010). Magnetic fields with a primordial origin are distributed homogeneously within the cosmic web, whereas those arising from astrophysical processes are concentrated within halos, leaving the low-density regions almost entirely unmagnetized.

In this work, we present results from a novel set of cosmological simulations aimed at studying different magnetogenesis scenarios. Our set of runs has been obtained using the Magnetohydrodynamic (MHD) version of the smoothed particle hydrodynamics code `SWIFT` (Schaller et al., 2024), exploring different mass resolutions, seeding mechanisms, and astrophysical models. Specifically, we focus on different astrophysical processes responsible for the enhancement of magnetic fields and confirm previous results obtained with structure formation models. Therefore, with these simulations, we will be able to study the magnetic field distribution within the cosmic web.

This work is organized as follows. In Sec. 2, we describe the simulations used. In Sec. 3, we address the

✉ *Contact* / fstasyszyn@unc.edu.ar

Research article

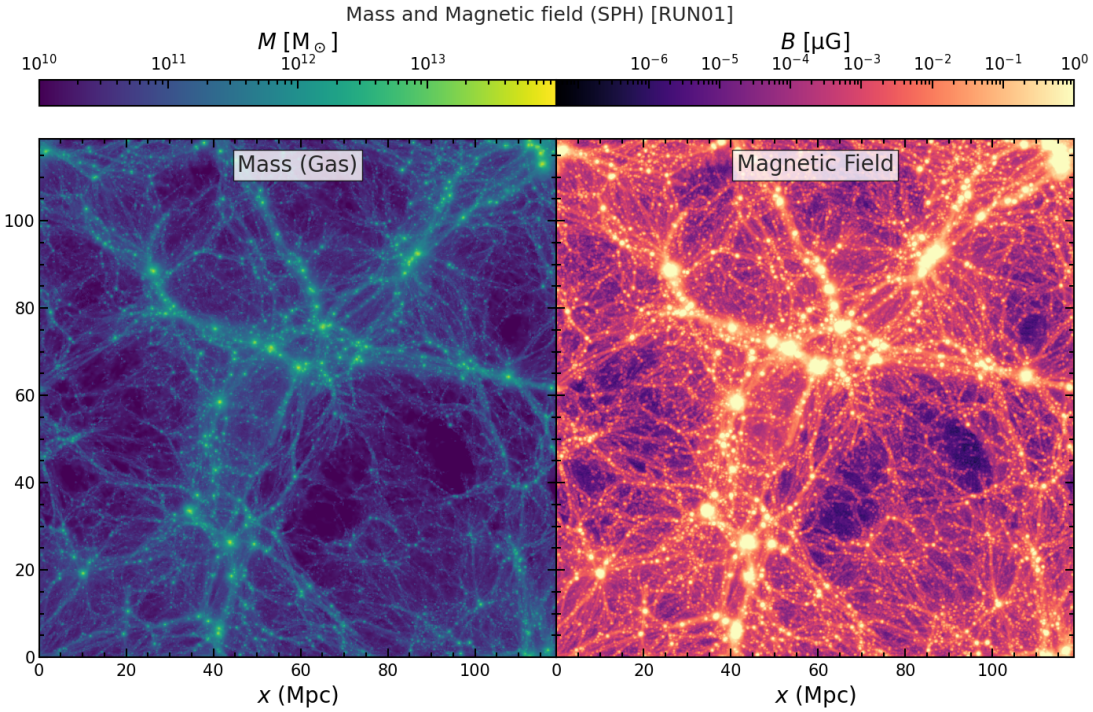


Fig. 1. Gas density (left) and magnetic field (right) projections through the `Run03` cosmological box at $z = 0$. It is clear how the cosmic structures are followed by magnetic fields.

analysis of the cosmological magnetic field distribution for different seedings. Finally, in Sec. 4, we discuss and summarize our results.

2. Simulations

2.1. `SWIFT` code

We perform a Smoothed Particle Magnetohydrodynamics (SPMHD) simulation with the `SWIFT` code (Schaller et al., 2024). The MHD is implemented following the direct induction from Dolag et al. (2009) and Beck et al. (2016):

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \nabla \times \vec{v} \times \vec{B} + \nabla^2 \eta + \nabla \phi \,, \tag{1}$$

where $\vec{B}$ is the magnetic field, $\vec{v}$ is the velocity field, η is physical resistivity, and ϕ is the correction to evolve a divergenless field. The resistivity used in this work is small enough to stabilize the code, allowing the simulations to be considered as ideal MHD. The simulation can be downloaded from the open repository using the *MHD_canvas* branch.⋆ The box size is 120 Mpc with different sets of resolutions. We concentrate on non-radiative runs of 256^3 and 512^3 particles. Throughout this work, we adopt the standard Λ-ColdDarkMatter (CDM) cosmology (Planck Collaboration et al., 2016), with parameters: $\Omega_{\rm M} = 0.3089$, $\Omega_{\rm b} = 0.0486$, $\Omega_\Lambda = 0.6911$, $H_0 = 100\,h\,{\rm km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ with $h = 0.6774$, $\sigma_8 = 0.8159$, and $n_{\rm s} = 0.9667$.

The magnetic field seeds studied in this work are assumed to be from primordial origin, having an amplitude of 10^{-9} G at redshift $z = 63$. We impose a sinusoidal shape along the periodic box and study various seedings varying the spatial frequency of the oscillation. Specifically, we will focus on a primordial seeding of the length of the box, $f_{\rm seed} = 2\pi/L_{\rm box}$ (`Run02`), and on an additional seeding with $f_{\rm seed} = 100 \times 2\pi/L_{\rm box}$ (`Run03`).

⋆https://github.com/SWIFTSIM/SWIFT

2.2. `Nexus` code

We identify halos using a friend-of-friends algorithm (Schaller et al., 2024) together with environmental properties determined with the `DFT/Nexus` code (Cautun et al., 2013; Nelson et al., 2018). To account for the hierarchical nature of the cosmic web, first we grid the particle distributions into a Voronoi mesh and then `Nexus` specifies the local morphological signature at each cell as a node, filament, wall, or void. Nodes are identified as regions where the density fields are collapsing along all eigenvalues of the shape tensor, whereas filaments collapse along two eigenvalues, and walls along one. Regions of the field with no clear collapsing eigenvalues are classified as voids. A detailed comparison of `Nexus` results with other web finders can be found in Libeskind et al. (2018).

In Fig. 1, we show the distribution of matter and structures at the end of the simulation for the run with 512^3 particles and a primordial seeding field consistent with `Run03`. A clear correlation between matter distribution and magnetic field strength can be seen, a fact which is consistent with other runs and previous works (e.g., Marinacci et al., 2018).

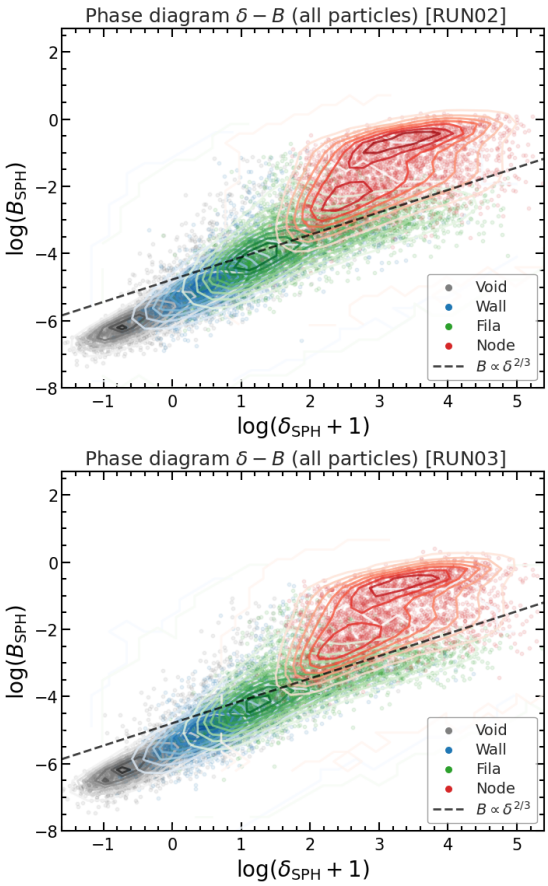


Fig. 2. Phase diagrams between the magnetic field and density for two extreme seeds runs (upper panel shows low wavelength seeding whereas lower a higher spacial frequency seeding). Each case is separated by environment identified by `Nexus`. It can can be observed that the field distribution is marginally different between the two primordial seeds studied. The dashed line in each panel represents the adiabatic contraction law.

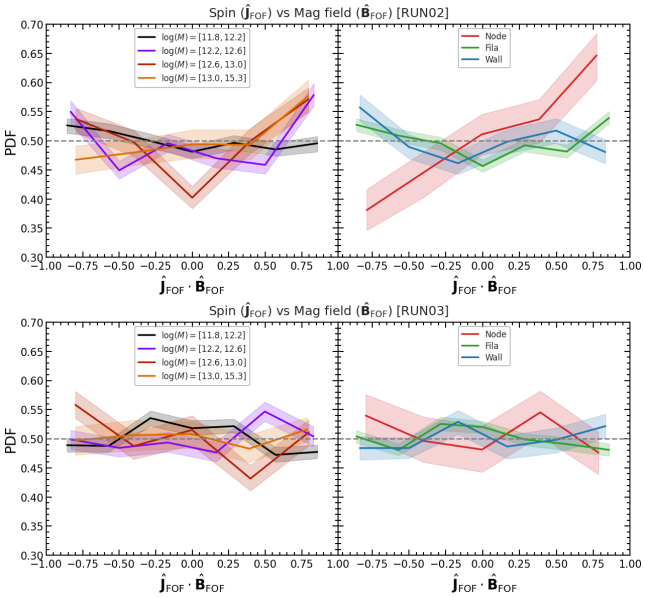


Fig. 3. Halo spin vs. mean magnetic field of each halo for different environments and mass bins. Upper panel shows low wavelength seeding whereas lower a higher spacial frequency seeding, and left panels shows the mass dependence and the right panels the environmental one. `Run02` shows a hint of intrinsic alignment that is not present in `Run03`.

3. Results

In Fig. 2, we show the phase diagram between the magnetic field and density for each environment in each of the primordial seeding models studied here. We can observe how low-density environments follow the characteristic adiabatic contraction law, whereas in the nodes a hugee increase in the magnetic field values can be seen, which is characteristic of the action of a dynamo process. We do not observe major differences between the seedings, however, there is a slight increase in high-density environments for the low wavelenght seeding (`Run02`). In void regions and walls, there is almost only adiabatic contraction of the fields. In filamentary structures an increase that can be produced by the accretion shocks toward the denser regions and larger structures is also evident.

In Fig. 3, we show the alignment between each halo spin and the mean magnetic field for two magnetic seeding cases, separated by halo mass bins (left) and environment (right). An alignment in the case of low-frequency seeding (`Run02`) in node environments can be seen, but not in other structures. For `Run03` we do not identify any alignment with cosmological structures. When studying the alignment for different halo masses, for `Run02` there is a slight transition from low to high masses. In the lower mass sample, we observe a weak but significant tendency for anti-alignment. In contrast, for the higher mass sample, this trend reverses, and the spin becomes preferentially aligned with the mean magnetic field. Halos of intermediate mass exhibit a transitional behavior. For `Run03`, however, there is no clear signal independent of halo mass.

4. Discussion and Conclusions

In this work, we conducted a series of SPMHD simulations with magnetic seeding characterized by spatial frequency but not amplitude. We investigate the distribution differences for each seed field, focusing specifically on the properties of halos, both magnetic and dynamical. In particular, we studied the phase diagrams in the magnetic field-contrast density plane and the alignment of halo spin and magnetic field in different environments.

If one considers the halo mass as a proxy for the history of halos and measures the alignment between the halo spin and the magnetic field, no significant differences are observed for the high-frequency seeding. When studying this alignment for the long wavelength seeding there is a trend from anti-alignment to alignment when going from low to higher masses. Moreover, when considering the cosmological environment, differences become apparent. This may indicate that a more tangled primordial field is important for dynamo mechanisms to align with the dynamics of the halos. This is

likely due to the extent of winding during the adiabatic contraction phase, followed by the interplay between the structure formation process and dynamo mechanisms. The fact that the phase diagrams are also similar, leads us to the conclusion that this alignment arises from the difference in the field morphology and not the strength. The inference from the potential measurement, or not, of this alignment in observations will provide insight into how tangled the primordial magnetic field seeds could be.

Finally, additional physics such as gas cooling and star formation on these structures needs to be taken into account to see if the alignment signal is robust after galactic feedback heats the intergalactic medium. Further studies in this direction should be pursued in order to propose observations, as these alignments could suggest a clear inference of primordial magnetic seeding into cosmological structures (Beck, 2015).

Acknowledgements: F.A.S., S.E.N., D.P. and F.R. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. This work was supported by the École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) through the use of the facilities of its Scientific IT and Application Support Center (SCITAS). This research was partially funded by grants PICT-2021-GRF-TI-00719 and PICT 2021-GRF-TI-00290 of the Fondo para la Investigación Científica y Tecnológica (FONCyT) through Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT). S.E.N also acknowledges support from CONICET through grant PIBAA R73734.

References

Beck A.M., et al., 2016, MNRAS, 455, 2110
Beck R., 2015, A. Lazarian, E.M. de Gouveia Dal Pino, C. Melioli (Eds.), *Magnetic Fields in Diffuse Media*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 407, 3
Cautun M., van de Weygaert R., Jones B.J.T., 2013, MNRAS, 429, 1286
Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
Libeskind N.I., et al., 2018, MNRAS, 473, 1195
Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113
Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
Planck Collaboration Ade P.A., et al., 2016, A&A, 594, A13
Schaller M., et al., 2024, MNRAS, 530, 2378
Stasyszyn F., et al., 2010, MNRAS, 408, 684
Widrow L.M., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 775

Evolution of a black hole gas in a bouncing universe

I. Pintos[1], D. Pérez[2] & F.L. Vieyro[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 16 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los universos con rebote son modelos alternativos al modelo cosmológico estándar (ΛCDM) que resuelven el problema de la singularidad cosmológica inicial presente en el modelo ΛCDM por construcción; el rebote está precedido por una fase de contracción que empieza a partir de un universo prácticamente plano y diluido. Luego del rebote, el universo evoluciona a la fase de expansión actual descripta por el modelo ΛCDM. Durante la contracción, la mayor parte de la estructura del universo desaparece. Sin embargo, los agujeros negros, siendo regiones del espacio-tiempo con una curvatura específica, podrían sobrevivir al rebote. El objetivo de este trabajo es estudiar la evolución de un gas de agujeros negros en las fases de contracción, rebote y expansión. Para hacer esto, primero analizamos la variación en la masa del agujero negro por acreción de radiación de fondo, evaporación por radiación de Hawking y por la propia dinámica del espacio-tiempo en las tres fases. Esto nos permite determinar si los agujeros negros se fusionan por el crecimiento del horizonte de eventos. Además, probaremos si las distancias entre agujeros negros en la fase de contracción se pueden achicar lo suficiente para que se formen sistemas binarios, radíen energía gravitacional y se fusionen. Estos resultados preliminares son fundamentales porque nos permitirán determinar las características de la interacción entre el gas de agujeros negros y el fluido cosmológico de fondo y la evolución de cada componente.

Abstract / Bouncing universes are alternative models to the standard cosmological model (ΛCDM) that solve the problem of the initial cosmological singularity present in the ΛCDM model by construction; the bounce is preceded by a contraction phase starting from a practically flat and dilute universe. After the bounce, the universe evolves into the current expansion stage as described by the ΛCDM model. During the contraction, most of the structure of the universe disappears. However, since black holes are regions of spacetime with a specific curvature, they could survive the bounce. The aim of this work is to study the evolution of a black hole gas in the phases of contraction, bounce and expansion. To do this, we first analyze the variation of the black hole mass by accretion of background radiation, evaporation by Hawking radiation and the dynamics of spacetime itself in the three phases. This in turn allows us to determine whether the black holes merge given the growth of the event horizon. In addition, we will test whether the distances between black holes in the contraction phase can become close enough for binary systems to form, radiate gravitational energy, and merge. These preliminary results are fundamental because they will allow us to determine the characteristics of the interaction between the black hole gas and the cosmological background fluid and the evolution of each component.

Keywords / black hole physics — cosmology: theory — early universe

1. Introduction

The standard cosmological model is based on Einstein's equations with a cosmological constant term, called Λ, and on the validity of the standard model of quantum field theory. It also assumes the existence of a hot, dense phase at the beginning of the cosmic expansion; the matter and energy of the universe are represented by a perfect fluid plus a component of dark matter (CDM) that manifests only gravitationally. An initial exponential expansion phase is usually added to account for the existence of primordial inhomogeneities and other observational features. This cosmological model, also called ΛCDM, is the most successful to date in describing the evolution of the Universe and explaining the observational data (Planck Collaboration, 2020). Nevertheless, it has several problems.

One of the most serious shortcomings of the ΛCDM model is the presence of the initial cosmological singularity. The singularity is not a manifestation of a feature of the world, but of the incompleteness of the underlying physical theory, in this case General Relativity (Romero, 2013).

A possible approach to get a non-singular model is through a classical cosmological bounce from a previous contraction phase. In this type of cosmology, the universe begins to contract from a very dilute phase. The contraction smoothly evolves into a bounce leading to the current expansion phase of the universe as described by the ΛCDM model (these bouncing cosmologies are discussed in detail in the review article by Novello & Bergliaffa 2008).

It is expected that during the contraction phase, the temperature and density of the cosmic fluid will increase so much that all pre-existing structure (galaxies, stars, planets, etc.) will be completely destroyed. However, black holes, which are basically spacetime with a particular curvature, could survive the contraction,

✉ *Contact* / iara@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

pass through the bounce and emerge in the expansion stage of the universe. Recently, Pérez & Romero (2022) showed that a black hole modeled by the generalized McVittie solution (Faraoni, 2015) survives a cosmological bounce. This implies that there is a whole class of bounce models that allow black holes to exist in all cosmological epochs.

The above investigation concerns only one black hole. It is then of interest to analize how a black hole population evolves during a cosmological bounce and, in turn, to determine what effect the presence of these black holes would have on the dynamics of the universe. This type of research is relevant to current cosmology because black holes that survive the bounce could play a fundamental role in the next phase of the universe's expansion. For example, these black holes could be a component of dark matter or provide the seeds from which galaxies would form (Carr & Silk, 2018; Carr & Kühnel, 2020).

As a first step, we compute the change in the area of the black hole event horizon in the three phases (contraction, bounce, and expansion) due to the following processes: black hole accretion of radiation, evaporation by Hawking radiation, and the dynamics of the cosmological background. We then calculate the ratio of the area of the event horizon with respect to the area of a radial space-like hypersurface in a Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker geometry, the so-called, *filling factor*. Depending on the value of this ratio, we are able to determine whether there is fusion of black holes at a given cosmic epoch.

In this work, we choose a scale factor that provides a bounce, has a simple analytical form, and describes a realistic cosmological model (Celani et al., 2017)

$$a(\eta) = a_b \left[1 + \left(\frac{\eta}{\eta_b}\right)^2\right]^{1/2},$$

where η is the conformal time, η_b is the characteristic scale time associated with the bounce and we have taken $a_b = 1$.

In the next section, we provide a characterization of the different processes that could change the mass of the black hole and hence of its event horizon area.

2. Change of black hole event horizon area

We analyze the mass variation of the black hole by three different processes: accretion of background radiation, evaporation by Hawking radiation and the dynamics of spacetime in the three phases.

These variations are given by

- radiation accretion (Zel'dovich & Novikov, 1967):
$$\frac{dM_{\rm ac}(\eta)}{d\eta} = \frac{27\pi G^2}{c^5}\,\rho_{\rm rad}(\eta)\,M^2(\eta), \tag{1}$$
where $\rho_{\rm rad}$ is the energy density of radiation and is given by
$$\rho_{\rm rad}(\eta) = \frac{3}{8\pi G}\frac{1}{\eta_b^4}\,\eta^2\left[1 + \left(\frac{\eta}{\eta_b}\right)^2\right]^{-3}. \tag{2}$$
We have obtained this expression from solving the Friedmann equation
$$\left(\frac{\dot a(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\,\rho(t),$$
and changing the coordinate $t \to \eta$. The two coordinates are related by
$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{a(\eta)},$$
and direct integration leads to
$$t = \frac{1}{2}\left[\eta_b\,\mathrm{arcsinh}\left(\frac{\eta}{\eta_b}\right) + \eta\sqrt{\frac{\eta^2}{\eta_b^2}+1}\right].$$
For instance, $\eta = 1$ s is equivalent to $t = 2122$ s. We are only accounting for radiation in the universe, since we are working in the radiation epoch, spanning to cosmic time $t \cong 47\,000$ yr (Ryden, 2016), which is equivalent to $\eta \cong 2.6 \times 10^4$ s.
- Hawking radiation (Gutiérrez et al., 2017):
$$\frac{dM_{\rm RH}(\eta)}{d\eta} = -a(\eta)\,\frac{A(M)}{M^2(\eta)}. \tag{3}$$
Here, $A(M)$ is a constant that depends on the mass M as
$$A(M) = \begin{cases} 5.3\times10^{25}\ \mathrm{g^3\,s^{-1}} & \text{for } M > 10^{17}\ \mathrm{g},\\ 7.8\times10^{27}\ \mathrm{g^3\,s^{-1}} & \text{for } M \le 10^{15}\ \mathrm{g},\end{cases}$$
- dynamics of spacetime (Pérez & Romero, 2022):
$$\frac{dM_{\rm b}(\eta)}{d\eta} = m_0\frac{da(\eta)}{d\eta}. \tag{4}$$
The constant m_0 denotes the mass of the black hole at $\eta = 0$, i. e., $m_0 = m(\eta = 0)$.

From Eqs. (1), (3) and (4) we obtain

$$\frac{dM(\eta)}{d\eta} = \frac{dM_{\rm b}(\eta)}{d\eta} + \frac{dM_{\rm ac}(\eta)}{d\eta} + \frac{dM_{\rm RH}(\eta)}{d\eta}. \tag{5}$$

The mass variation due to Hawking radiation is proportional to M^{-2}. This means that, for massive black holes, this effect can be neglected. On the other hand, less massive black holes are evaporated too fast and do not live up to the bouncing phase. Since we are interested in black holes that go through the bounce, we consider masses in the range $10^{33}\ \mathrm{g} \lesssim M \lesssim 10^{41}\ \mathrm{g}$, hence Hawking radiation is not a relevant mechanism for mass variation.

The effect of accretion is also very small (see Figure 1). We see from Eq. (2) that, for $\eta \gg 1$, $\rho_{\rm rad}(\eta) \cong \eta^{-4}$, so the rate of mass variation is practically zero.

In Figure 2 we show the variation of the mass due to the dynamics of the Universe. We see that this is the only significant contribution to the variation of the black hole mass. As expected, $dM_{\rm b}(\eta)/d\eta$ diminishes in the contraction phase, has a minimum at the bounce and then grows on the expanding phase.

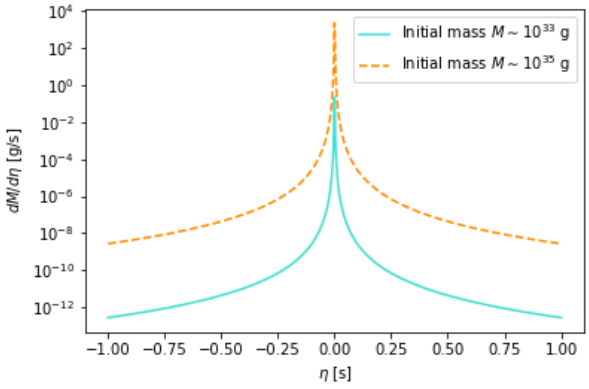


Fig. 1. Mass variation rate depending on accretion of background radiation for the conformal time range $-1\,\mathrm{s} < \eta < 1\,\mathrm{s}$ and considering two initial masses $M_1 \sim 10^{33}$ g y $M_2 \sim 10^{35}$ g.

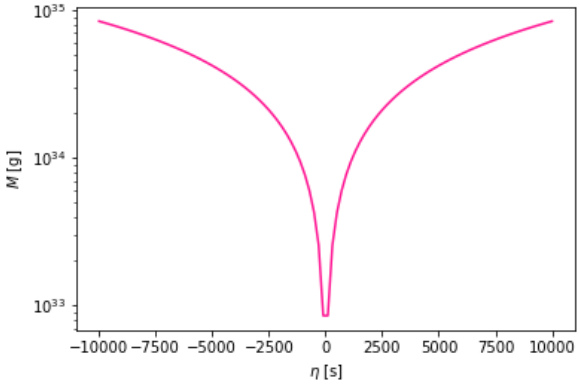


Fig. 2. Mass variation depending on the dynamic of spacetime for a black hole of initial mass $M_{\mathrm{inic}} \sim 10^{35}$ g.

3. Results: filling factor

We define the filling factor, denoted $\mathcal{F}(\eta)$, as the ratio between the area of the black hole event horizon $A_{\mathrm{BH}}(\eta)$ and the area of a radial spacelike hypersurface in the Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker geometry $\Sigma_{\mathrm{hyp}}(\eta)$:

$$\mathcal{F}(\eta) \equiv \frac{A_{\mathrm{BH}}(\eta)}{\Sigma_{\mathrm{hyp}}(\eta)}.$$

We have seen in the previous section that the mass variation only depends on the dynamics of the spacetime. Direct integration of Eq. (4) yields

$$M(\eta) = m_0\, a(\eta) = m_0 \left[1 + \left(\frac{\eta}{\eta_b}\right)^2\right]^{1/2}.$$

Then, the area of the black hole event horizon is

$$A_{\mathrm{BH}}(\eta) = \frac{16\pi G^2}{c^4}\, M^2(\eta) = \frac{16\pi\, m_0\, G^2}{c^4}\, a^2(\eta).$$

The background geometry is described by the Friedmann-Lemaître- Robertson- Walker (FLRW) metric for a flat space ($k = 0$) in terms of the coordinates $(\eta, \chi, \theta, \varphi)$:

$$ds^2 = a^2(\eta)\Big[c^2 d\eta^2 - d\chi^2 - \chi^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\; d\varphi^2)\Big].$$

The area of a radial spacelike hypersurface in this geometry can be derived from the latter line element and it has the expression

$$\Sigma_{\mathrm{hyp}}(\eta) = 4\pi\chi^2 a^2(\eta).$$

Given the expressions above, the filling factor takes the form

$$\mathcal{F}(\eta) = \frac{A_{\mathrm{BH}}(\eta)}{\Sigma_{\mathrm{hyp}}(\eta)} = \frac{16\pi\, m_0\, G^2\; a^2(\eta)}{4\pi c^4\chi^2\; a^2(\eta)} = \frac{4m_0\, G^2}{c^4\chi^2}.$$

Since the filling factor does not depend on the conformal time, the black hole area changes in the same way as the hypersurface area of the background geometry. In other words, assuming there is one black hole per unit of hypersurface area, and since the event horizon area changes at the same rate as the background geometry, it will never be the case that more than one black hole occupies the same background hypersurface. We conclude that under the assumptions made so far, there will be no mergers of black holes.

4. Future work

4.1. Gravitational radiation

In the contraction phase, black holes can be close enough to form binary systems, where they lose energy by gravitational radiation, and, therefore, their distance becomes smaller, until merging. The merging time of two black holes of masses M_1 and M_2 is given by (Frolov & Novikov, 1998)

$$t_{\mathrm{rad}} = \frac{5}{256}\frac{c^5}{G^3\mu M^2}\, d^4, \quad \text{with} \quad \mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}, \quad (6)$$

where $M = M_1 + M_2$ and d is the distance between the two black holes, that depends on the scale factor as

$$d = a(\eta) d_0,$$

with d_0 the distance today. We will evaluate (6) in the contraction phase. If t_{rad} is larger than the time to reach the bounce, then the black hole pair will not merge.

4.2. Evolution of the black hole gas

The ultimate goal of this work is to determine how a black hole gas evolve in a bouncing cosmological model and in turn, analyze how the cosmological background fluid is affected by the presence of the black holes. To solve this problem, we will proceed as follows.

We consider two components: the cosmological fluid and the black hole gas. We can model both of them as a perfect fluid. For a generic fluid, if u^μ is the four-velocity, then the stress-energy tensor takes the form

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu},$$

and the fluid satisfies an equation of state of the form

$$p = \omega\, c^2 \rho.$$

Here, ρ is the energy density of the fluid and p its pressure. The value of the parameter ω depends on the properties of the fluids.

If the black hole gas and cosmological fluid are interacting, then the conservation of energy requires

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu}_{\rm total} = \nabla_\mu (T^{\mu\nu}_{\rm BH} + T^{\mu\nu}_{\rm CF}) = 0,$$

so this implies

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu}_{\rm BH} = -\nabla_\mu T^{\mu\nu}_{\rm CF}$$

The Friedmann equations lead to a system of three equations. In a previous work, Gutiérrez et al. (2017) solved the system for a primordial black hole gas interacting with radiation. Here, we model the black hole gas as a dust-like fluid ($p_{\rm BH} = 0$, then $\omega_{\rm BH} = 0$) since there are no mergers between them and the equations yield

$$\dot\rho_{\rm BH} + 3\left(\frac{\dot a}{a}\right)\rho_{\rm BH} = Q,$$

$$\dot\rho_{\rm CF} + 3\left(\frac{\dot a}{a}\right)\big(1+\omega_{\rm CF}\big)\rho_{\rm CF} = -\,Q,$$

$$\left(\frac{\dot a}{a}\right)^2 - \frac{8\pi\, G}{3c^2}\big(\rho_{\rm BH} + \rho_{\rm CF}\big) = 0,$$

where

$$Q = \int_{M_{\rm min}}^{M_{\rm max}} \frac{\partial N(t,M)}{\partial M}\frac{dM}{dt}\, Mc^2\, dM$$

is the exchange of energy caused by the interaction, with $N(t, M)$ the mass function at time t. We will consider two mass functions: one narrow, namely a Dirac delta function $N(t, m) = N(m) = A\delta\big(m - M_{\rm inic}\big)$, with A the normalization constant and $M_{\rm inic}$ the initial mass; the other mass function has the form of a power law $N(t, m) = N(m) = Am^\gamma$, where γ is the spectral index typically in the range $2 - 3$ (Carr et al., 2010).

By solving this system of equations, we will obtain the evolution of the energy density of the black holes $\rho_{\rm BH}$, the energy density of the cosmic fluid $\rho_{\rm CF}$ and the parameter of the state equation of the cosmic fluid $\omega_{\rm CF}$ in the three phases.

Acknowledgements: This work has been partially supported with the scholarship of investigation initiation granted by EVC-CIN 2023 and by CONICET under Grant PIP 0554. D. P. acknowledges the support from AGENCIA I+D+i under Grant PICT-2021-I-INVI-00387.

References

Carr B., Kühnel F., 2020, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 70, annurev

Carr B., Silk J., 2018, MNRAS, 478, 3756

Carr B.J., et al., 2010, Phys. Rev. D, 81, 104019

Celani D.C.F., Pinto-Neto N., Vitenti S.D.P., 2017, Phys. Rev. D, 95, 023523

Faraoni V. (Ed.), 2015, *Cosmological and Black Hole Apparent Horizons*, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 907

Frolov V.P., Novikov I.D., 1998, *Black hole physics : basic concepts and new developments*

Gutiérrez E.M., Vieyro F.L., Romero G.E., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 473, 5385–5392

Novello M., Bergliaffa S.E.P., 2008, Phys. Rept., 463, 127

Pérez D., Romero G.E., 2022, PhRvD, 105, 104047

Planck Collaboration, 2020, A&A, 641, A6

Romero G.E., 2013, Foundations of Science, 18, 297

Ryden B., 2016, *Introduction to Cosmology*, 2 ed., Cambridge University Press

Zel'dovich Y.B., Novikov I.D., 1967, Soviet Ast., 10, 602

En la búsqueda de sistemas estelares en remanentes de fusiones

L. Sesto[1,2], C. Escudero[1,2], F. Faifer[1,2] & V. Reynaldi[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 May 2025
©The Authors 2024

Resumen /
Este trabajo se centra en el sistema de cúmulos globulares asociado a la galaxia de tipo temprano NGC 7727. Utilizando datos ópticos e infrarrojos obtenidos con el telescopio Gemini-Sur, realizamos un análisis fotométrico multibanda de dicho sistema. Observamos una distribución compleja de colores que sugiere la presencia de subpoblaciones con características distintivas. En particular, identificamos un grupo con colores más azules, que podrían corresponder a los "clásicos" cúmulos globulares pobres en metales, y otro con colores más rojos, lo que podría indicar una población distintiva de esta galaxia. Estos resultados son el primer paso para intentar reconstruir la historia evolutiva de NGC 7727 y aportan nuevos elementos a la comprensión del proceso de ensamblaje de galaxias en el Universo local.

Abstract / This work focuses on the globular cluster system associated with the early-type galaxy NGC 7727. Using optical and infrared data obtained with the Gemini-South telescope, we performed a multi-band photometric analysis of this system. We observed a complex color distribution suggesting the presence of subpopulations with distinctive characteristics. In particular, we identified a group with bluer colors, which could correspond to the "classical" metal-poor globular clusters, and another with redder colors, which may indicate a distinctive population in this galaxy. These results are the first step toward reconstructing the evolutionary history of NGC 7727 and contribute new insights to the understanding of the galaxy assembly process in the local Universe.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: individual (NGC 7727) — galaxies: star clusters: general

1. Introducción

El ensamblaje jerárquico de galaxias (White & Rees, 1978) es uno de los pilares fundamentales del modelo ΛCDM (siglas en inglés para Lambda materia oscura fría). En este marco, las fusiones de galaxias, tanto mayores como menores, constituyen el mecanismo principal para el crecimiento de estructuras a alto corrimiento al rojo (e.g. Proctor et al., 2024). Desde el punto de vista observacional, las limitaciones instrumentales han dificultado la obtención de datos detallados con alta resolución tanto espacial como espectral, necesarias para determinar propiedades físicas correspondientes a las primeras etapas de formación. Es por tal motivo que, a pesar del gran esfuerzo realizado en las últimas décadas, aun no contamos con un modelo definitivo que explique como se han formado las galaxias masivas de tipo temprano que observamos en la actualidad (ver Faifer et al., 2023, y citas allí mencionadas).

Un camino alternativo es el estudio de remanentes de fusiones de galaxias en el Universo local. De esta manera se espera poder reconstruir, aunque sea parcialmente, los procesos físicos involucrados en su ensamblaje y evaluar la importancia relativa de estas interacciones en su evolución. En particular, el estudio de la composición química de diferentes poblaciones estelares en fusiones de galaxias ha demostrado ser de gran utilidad para comprender la estructura y evolución de las galaxias (e.g. Iodice et al., 2017).

Por otro lado, el estudio de los cúmulos globulares (CGs), reliquias de las primeras etapas de formación de galaxias, es esencial para comprender el contexto cosmológico de las fases más tempranas del Universo (Kruijssen, 2015). Estos han demostrado ser una excelente herramienta para explorar los halos galácticos y reconstruir las historias evolutivas de sus galaxias anfitrionas (e.g. Eggen et al., 1962; Searle & Zinn, 1978; Forte et al., 2014). Aunque tradicionalmente se consideran objetos antiguos, en los últimos años se ha confirmado la existencia de poblaciones jóvenes y de edades intermedias formadas durante fusiones recientes de galaxias (ver Sesto et al., 2018, y citas allí mencionadas), lo que ha generado un interés considerable dentro de la comunidad astronómica.

El objetivo de este trabajo es contribuir a la descripción de la formación de galaxias de tipo temprano en el Universo local mediante el estudio de su componente estelar utilizando diferentes técnicas observacionales. Particularmente nos encontramos desarrollando un análisis fotométrico multibanda del sistema de CGs asociado a la galaxia de tipo temprano NGC 7727.

✉ *Contacto* / sesto@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

2. NGC 7727

NGC 7727 (dist. ∼25 Mpc) es un claro ejemplo de fusión reciente en un entorno relativamente aislado. Es la galaxia más brillante del pequeño grupo LGG480, el cual conforma con otras dos galaxias (Garcia, 1993). Una de sus características principales es la presencia de un doble núcleo, cuyos componentes muestran edades muy diferentes: $12.9\pm0.1 \times 10^9$ años y $1.4\pm0.1 \times 10^9$ años, respectivamente (Schweizer et al., 2018).

El sistema de CGs asociado a esta galaxia, se encuentra poco explorado en la literatura. Trancho et al. (2004, 2014) han estudiado este sistema, pero a través de instrumentos con modestos FoV. Por otro lado, en Sesto et al. (2023) presentamos los primeros resultados del estudio fotométrico en el rango óptico de esta galaxia y su sistema de CGs utilizando imágenes Gemini+GMOS.

La fotometría óptica presentada en Sesto et al. (2023) reveló evidencias de bimodalidad en los colores integrados para la muestra de candidatos a CGs. Además, se encontró que NGC 7727 presenta un grupo significativo de candidatos a CGs brillantes, y posiblemente jóvenes, los cuales podrían haberse formado recientemente en eventos de formación estelar intensos.

3. Observaciones

Para realizar este análisis contamos con datos fotométricos pertenecientes a turnos propios de observación, adquiridos con las cámara GMOS y Flamingos-2 del telescopio Gemini Sur (GS-2021A-Q-232 y GS-2022A-Q-133, PI: L. Sesto).

El conjunto de datos ópticos incluye un campo principal centrado en la galaxia, un campo de comparación y un campo de estrellas estándar, observados en los filtros g', r' e i' bajo buenas condiciones atmosféricas (seeing $< 0.7''$) y con un campo de visión (FoV) de $5.5\times5.5'$. En Sesto et al. (2023), ya hemos descrito los procedimientos utilizados para la detección de fuentes puntuales y la realización de la fotometría PSF.

En este trabajo hemos incorporado imágenes de Flamingos-2 en el filtro J del cercano infrarrojo (NIR). Estas observaciones constan de campo centrado en la galaxia, con un FoV circular de $6'$y fueron obtenidas bajo buenas condiciones atmosféricas, con un seeing de $0.7''$. La reducción de estas imágenes se llevó a cabo mediante THELI, un *software* diseñado para la reducción de datos astronómicos en los rangos óptico, infrarrojo cercano y medio (Schirmer, 2013). Las fuentes puntuales fueron detectadas mediante SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996), se realizó fotometría de ajuste de PSF empleando las rutinas del paquete DaoPhot de IRAF (Stetson, 1987) y se llevó a cabo la calibración al sistema estándar.

En La Fig. 1 se muestran los campos de las cámaras GMOS y Flamingos-2 utilizados para desarrollar este trabajo, superpuestos sobre una imagen óptica de NGC 7727.

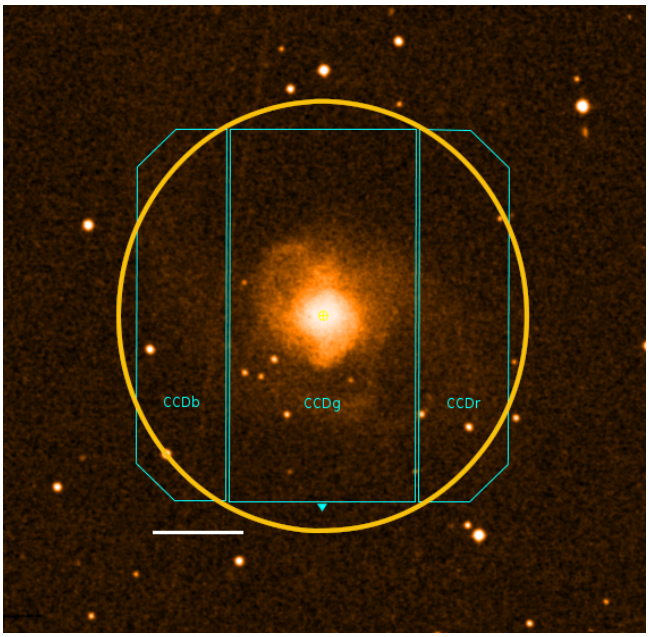


Fig. 1. Detalle de los campos fotométricos utilizados en las cámaras GMOS (celeste) y Flamingos-2 (amarillo), centrados en NGC 7727. El Norte se encuentra hacia arriba y el Este a la izquierda. La linea blanca representa un minuto de arco.

4. Selección de candidatos a cúmulos globulares

La selección de los candidatos a CGs se llevó a cabo utilizando la fotometría óptica, siguiendo los lineamientos de Sesto et al. (2023). Para ello hemos establecido ciertos criterios basados en el índice de estelaridad de SExtraxtor (>0.5), el brillo en el filtro g' (< 25 mag) y rangos específicos de colores. La restricción en magnitud nos garantiza que los errores en $(g'-i')$ y $(g'-\mathrm{J})$ se mantengan por debajo de 0.1 mag y 0.15 mag, respectivamente. En cuanto a los colores, los sistemas de CGs antiguos en galaxias elípticas presentan rangos típicos de color, como se detalla, por ejemplo, en los trabajos de Faifer et al. (2011), Kartha et al. (2014) y Escudero et al. (2022). En el caso de NGC 7727, donde se ha reportado la existencia de una población de cúmulos jóvenes, extendemos un poco más en rango azul en $(g'-i')$, de la misma forma que lo llevamos a cabo en Sesto et al. (2016). De esta manera adoptamos los siguientes colores: $0.0<(g'-r')<1.05$; $0.0<(g'-i')<1.5$ y $0.1<(r'-i')<0.9$. Estos valores nos aseguran una muestra lo más limpia posible, que incluye además de los CGs "clásicos", posibles candidatos más jóvenes. El catálogo final contiene 156 candidatos detectados en todas las bandas.

5. Determinación de poblaciones

Como punto de partida, buscamos caracterizar la presencia de diferentes poblaciones de CGs con características distintivas en términos de colores. Para ello, incorporamos el filtro J en el NIR, lo que representa un avance significativo para la clasificación de los CGs. Como

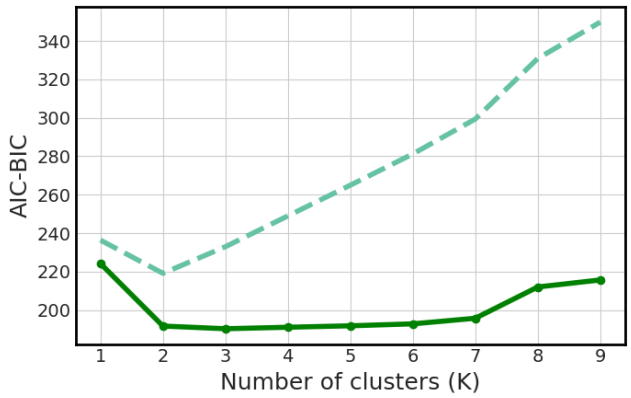


Fig. 2. Criterio de Información de Akaike (línea sólida) y Criterio de Información Bayesiano (línea a trazos) en función del número de componentes (K). Ambos criterios señalan que 2 es el número óptimo de grupos, ya que es el valor mínimo de K donde se observa el cambio en las pendientes.

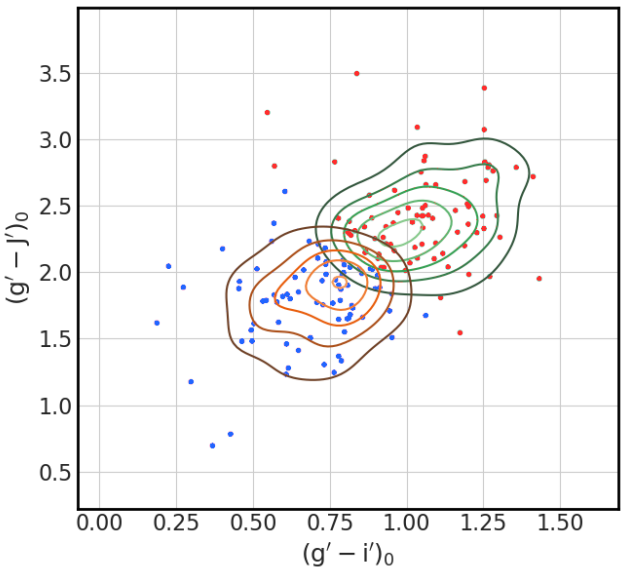


Fig. 3. Diagrama color–color con los objetos asignados a cada grupo (puntos rojos y azules), mostrados con diferentes colores según el modelo GMM. Las líneas sólidas indican una estimación de la distribución de densidad de cada grupo.

ya habían reportado otros autores (e.g. Cantiello et al., 2014; Faifer et al., 2017), los índices de color que combinan fotometría óptica e infrarroja son menos sensibles a los efectos de las estrellas de la rama horizontal, lo que permite identificar diferencias más sutiles tanto en las distribuciones de colores integrados, como en los diagramas color-color.

Aplicamos el algoritmo Gaussian Mixture Model (GMM Muratov & Gnedin, 2010) en el espacio bidimensional constituido por los índices de color $(g'-i')$ y $(g'-J)$, con el fin de realizar una clasificación probabilística de los diferentes grupos de CGs en NGC 7727. Este código evalúa si una distribución multimodal proporciona un mejor ajuste que una unimodal, modelando la muestra como una combinación de distribuciones gaussianas. Para estimar el número de grupos en nuestra muestra, empleamos dos medidas estadísticas probabilísticas: el Criterio de Información de Akaike (AIC Akaike, 1974) y el Criterio de Información Bayesiano (BIC Schwarz, 1978). En ambos casos, se prefiere el modelo con el valor más bajo de AIC y BIC, que en nuestro caso es de dos grupos (Fig. 2). Ver Escudero et al. (2020) para una descripción más detallada de este método.

Siguiendo este lineamiento, la muestra se separó en dos grupos; uno de colores más azules, con un pico en $(g'-J)=1.95$ mag y otro con colores más rojos, centrado en $(g'-J)=2.35$ mag (Fig. 3). A continuación nos referiremos a ellos como CGs azules y rojos, pero estos no deben ser confundidos con las dos familias de CGs "clásicos", presentes en la mayoría de galaxias masivas de tipo temprano (e.g. Faifer et al., 2011).

6. Distribución espacial

Como segundo paso, realizamos un análisis preliminar de ambas subpoblaciones con el objetivo de identificar características distintivas en términos de distribución espacial. La Fig. 4 muestra la distribución espacial proyectada de la subpoblación azul (panel izquierdo) y roja (panel derecho). El círculo de referencia está centrado en el núcleo de la galaxia y tiene un radio de 10″. Las líneas continuas indican la ubicación de las diferentes estructuras tidales de la galaxia (Schweizer et al., 2018). Observamos que ambos grupos exhiben distribuciones diferenciadas. El grupo más azul muestra cierta elongación en dirección Norte-Sur, siguiendo dos de las complejas estructuras tidales que presenta esta galaxia. Por su parte, el grupo de colores más rojos parece tener una distribución homogénea en torno a la galaxia. Sin embargo, en trabajos futuros se requiere de un análisis más profundo para caracterizar de manera más detallada la distribución espacial de las diferentes poblaciones.

7. Discusión

Como parte de la discusión, comparamos nuestra distribución de colores con la de NGC 1395, una galaxia de tipo temprano en la cual su sistema de CGs presenta una distribución bimodal en sus colores integrados (Escudero et al., 2018). Esta galaxia presenta las típicas subpoblaciones de CGs azules (pobres en metales) y rojos (ricos en metales). Por su parte, Faifer et al. (2017) analizaron el sistema de CGs de NGC 1395 con fotometría óptica-infrarroja, utilizando los mismos instrumentos que empleamos en este trabajo.

En el caso de NGC 7727, encontramos que, el pico azul se sitúa en $(g'-i') \sim 0.78$, $(g'-J) \sim 1.95$, en buena concordancia con el "clásico" pico de la población de CGs pobres en metales observado en galaxias masivas de tipo temprano, como es el caso de NGC 1395 ($(g'-i') \sim 0.76$, $(g'-J) \sim 2.07$). Por otro lado, el pico más rojo, ubicado en $(g'-i') \sim 0.97$, $(g'-J) \sim 2.35$, plantea interrogantes, ya que no parece corresponder directamente con el típico pico de la población de CGs rojos, los cuales suelen ser un poco más ricos en metales. Por ejemplo, para NGC 1395 este pico se ubica en $(g'-i') \sim 1.06$, $(g'-J) \sim 2.77$. Sin embargo, será ne-

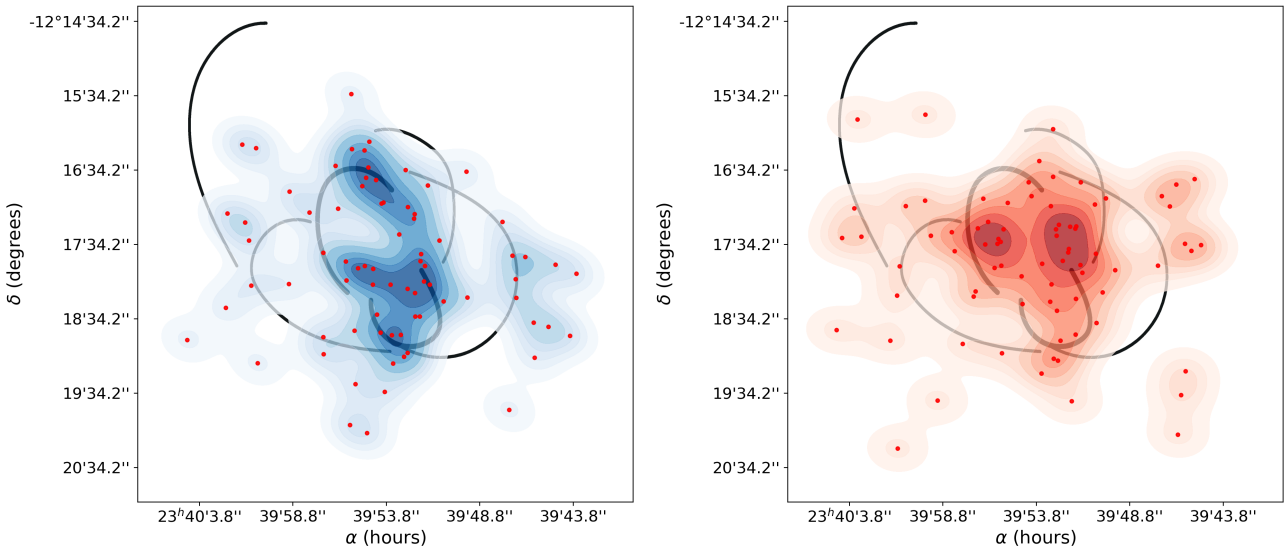


Fig. 4. Los puntos rojos muestran la distribución espacial proyectada de los candidatos a CGs azules (*Panel izquierdo*) y rojos (*Panel derecho*). El nucleo principal de la galaxia se encuentra representado con el círculo negro, el cual tiene un radio de 10′′. Las líneas negras muestran la ubicación de las principales estructuras tidales. Las curvas de color representan la distribución espacial suavizada de los candidatos a CGs.

cesario un análisis más exhaustivo para determinar la naturaleza de la subpoblación roja y esclarecer si esta tiene una relación directa con las poblaciones "clásicas" de CGs o si representa una característica distinta de este sistema de estudio.

8. Resumen

En este trabajo hemos realizado una identificación preliminar de las subpoblaciones de CGs mediante un análisis estadístico de sus propiedades fotométricas. Como resultado, hemos logrado separar la muestra en dos grupos: uno con colores más azules y otro con colores más rojos. Esta separación también parece estar respaldada por la distribución espacial observada de ambos grupos, los cuales parecen mostrar características distintivas.

Finalmente, comparamos nuestra distribución de colores con la de los CGs en NGC 1395, observando que el pico rojo en NGC 7727 requiere un análisis más detallado para entender su naturaleza y determinar si representa una característica particular de este sistema. Con este propósito, se presentarán nuevas solicitudes de tiempo de observación en Gemini sur, como parte de un plan a futuro para ampliar la información espectroscópica existente tanto para la componente estelar como para algunos de los candidatos a CGs asociados a esta galaxia, permitiendo así una mejor caracterización de sus propiedades integradas.

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos a través del observatorio Gemini.

Referencias

Akaike H., 1974, IEEE Transactions on Automatic Control, 19, 716
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Cantiello M., et al., 2014, A&A, 564, L3
Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A.R., 1962, ApJ, 136, 748
Escudero C.G., et al., 2018, MNRAS, 474, 4302
Escudero C.G., et al., 2020, MNRAS, 493, 2253
Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS, 511, 393
Faifer F., et al., 2017, Galaxies, 5, 38
Faifer F.R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
Faifer F.R., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 190
Forte J.C., et al., 2014, MNRAS, 441, 1391
Garcia A.M., 1993, A&AS, 100, 47
Iodice E., et al., 2017, Apj, 839, 21
Kartha S.S., et al., 2014, MNRAS, 437, 273
Kruijssen J.M.D., 2015, MNRAS, 454, 1658
Muratov A.L., Gnedin O.Y., 2010, Apj, 718, 1266
Proctor K.L., et al., 2024, MNRAS, 527, 2624
Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21
Schwarz G., 1978, The Annals of Statistics, 6, 461
Schweizer F., et al., 2018, ApJ, 853, 54
Searle L., Zinn R., 1978, ApJ, 225, 357
Sesto L.A., Escudero C.G., Faifer F.R., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 99
Sesto L.A., Faifer F.R., Forte J.C., 2016, MNRAS, 461, 4260
Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478
Stetson P.B., 1987, PASP, 99, 191
Trancho G., et al., 2004, H.J.G.L.M. Lamers, L.J. Smith, A. Nota (Eds.), *The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 322, 219
Trancho G., et al., 2014, ApJ, 790, 122
White S.D.M., Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341

Wiener Filter for Cosmic Microwave Background polarization maps and power spectrum estimation

B. Costanza[1,2], C.G. Scóccola[3] & M. Zaldarriaga[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile*
[4] *Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey-USA*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Desarrollamos una red neuronal la cual aplica el Filtro de Wiener (FW) a mapas de polarización del Fondo Cósmico de Radiación (FCR) con el fin de reducir el ruido inhomogéneo presente en dichos mapas. Presentamos el funcionamiento de esta nueva red neuronal, desarrollada en TENSORFLOW 2, para reconstruir mapas de los modos E y B de polarización y comparamos sus resultados con aquellos que se obtienen de aplicar el FW con el método tradicional que utiliza gradiente conjugado, siendo este último un método ineficiente y que constituye un cuello de botella en el análisis de datos del FCR. Luego, estimamos el espectro de potencias de la señal reconstruida y estudiamos que tan preciso es en diferentes escalas.

Abstract / We developed a neural network that simulates the Wiener Filter (WF) for Cosmic Microwave Background (CMB) polarization maps, which reduces the inhomogeneous noise present in the underlying signal. We present the performance of this neural network, written in TENSORFLOW 2, to reconstruct the E and B mode maps, comparing with the WF results with a traditional method that uses conjugate gradient. The last method is less efficient and constitutes a bottleneck in CMB data analysis. Furthermore, we estimate the power spectrum of an unknown signal and study the accuracy on different scales of interest.

Keywords / cosmology: cosmic background radiation — polarization — methods: numerical

1. Introduction

To study the Early Universe, it is essential to estimate cosmological parameters with high precision. The Cosmic Microwave Background (CMB) serves as a fundamental probe of the origin and evolution of the Universe, allowing us to put constraints on current cosmological models. This relic radiation, released approximately 380,000 years after the Big Bang during the epoch of recombination, represents the oldest light observable in the Universe, carrying imprints of its early physical conditions.

The measurements of the CMB are composed of temperature anisotropies and polarization, that are characterized in terms of the Stokes parameters (I, Q, U). The components Q and U describe the linear polarization in Cartesian coordinates, rotated by 45°, respectively, which are coordinate-dependent quantities that transform under coordinate rotations. It is convenient to express the polarization in terms of the scalar E-mode and pseudo-scalar B-mode, to define the power spectrum using rotationally invariant quantities (Zaldarriaga & Seljak, 1997; Kamionkowski et al., 1997). In addition, B-modes arise exclusively from tensor perturbations of the metric of the Universe, providing a direct probe of the stochastic gravitational wave background generated during the inflationary epoch.

New ground-based experiments, like QUBIC (Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology; Hamilton et al. 2022), attempt to measure the B-mode polarization, with a large number of highly sensitive detectors.

The data analysis of the CMB is composed of three stages: the conversion from time-ordered data (TOD) into a sky map (map-making process), the estimation of the power spectra from this map, and subsequently the inference of cosmological parameters. In order not to lose significant cosmological information, each compression step must be optimized with the smallest errors possible (Tegmark, 1997).

In this work, we have focused on the optimal reconstruction of polarization maps with the Wiener Filter (WF), which reduces the instrumental noise present in the observed map and reconstructs the expected underlying signal. The WF solution maximizes the posterior probability of the signal given the noisy data, becoming the optimal filter (Zaroubi et al., 1995) for that task. Although important, applying it in a CMB pipeline with the traditional method that uses Preconditioner Conjugate Gradient (PCG; Press et al. 2007) is challenging, as it is very expensive to invert the large matrices involved. In previous work, we explored the implementation of the WF using neural networks and evaluated its efficiency compared to the PCG method (Costanza et al., 2023), which requires a significantly greater amount of computing time.

In this study, we have also estimated the power

✉ *Contact* / belen@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

spectrum of the E and B modes by implementing a simulation-based optimal quadratic estimator, as suggested by Seljak et al. (2017), which we previously applied to temperature maps (Costanza et al., 2024) .

2. Methodology

2.1. Wiener Filter and loss function

Let us assume that the measurements $\mathbf{d}$ are a linear combination of the underlying field $\mathbf{s}$ that we want to estimate, as in the case of CMB observations:

$$\mathbf{d} = \mathbf{R}\mathbf{s} + \epsilon, \tag{1}$$

where $\mathbf{R}$ is the response matrix of the measurement procedure and ϵ is the data uncertainty.

The WF solution is obtained by minimizing the variance of the residuals between the reconstructed signal and the true underlying signal. This solution is a linear operation on the data $\mathbf{d}$:

$$\hat{\mathbf{s}}_{WF} = \mathbf{S}(\mathbf{S}+\mathbf{N})^{-1}\mathbf{R}^{-1}\mathbf{d}, \tag{2}$$

where $\mathbf{S}$ and $\mathbf{N}$ are the covariance matrices of the signal and noise, respectively.

In the case of Gaussian random fields, the solution 2 coincides with the Bayesian estimator that maximizes the conditional probability of the signal given the data:

$$P(\mathbf{s}|\mathbf{d}) \propto \exp\left[-\frac{1}{2}(\mathbf{s}^\dagger\mathbf{S}^{-1}\mathbf{s} + (\mathbf{d}-\mathbf{R}\mathbf{s})^\dagger\mathbf{N}^{-1}(\mathbf{d}-\mathbf{R}\mathbf{s}))\right]. \tag{3}$$

Then, the WF solution (Eq. 2) is the optimal filter to enhance the signal given a set of noisy and sparse data.

The loss function proposed for training the neural network is the χ^2 function from Eq. 2, as its minimization is equivalent to maximizing the conditional probability given in Eq. 3. The implementation for polarization maps is:

$$J_{Q,U} = \sum_i^{N_{pix}} \frac{(Q_{NN}-Q_{obs})^2}{\sigma_i^2} + \frac{(U_{NN}-U_{obs})^2}{\sigma_i^2} + \sum_l \frac{E_{lNN}E^*_{lNN}}{C_l^E} + \frac{B_{lNN}B^*_{lNN}}{C_l^B}, \tag{4}$$

where Q_{obs} and U_{obs} are the inputs of the neural network, Q_{NN} and U_{NN} are the predictions, σ_i^2 is the pixel noise variance, and the Fourier terms are evaluated in the (E,B) basis. These expressions are the same as the ones presented in Münchmeyer & Smith (2019).

Since we work with partial CMB sky, we also have to deal with the E-to-B leakage problem, which is a transmission of power from the E-mode to the B-mode due to the presence of a binary mask and incomplete sky coverage. We aim to obtain the E and B components, but the B-mode is at least one order of magnitude smaller than the E-mode.

To address this, we begin by constructing observed polarization maps $Q^{(1)}_{obs}$ and $U^{(1)}_{obs}$ with inhomogeneous noise and mask applied. For the inhomogeneous noise, we extracted a variance map for each pixel σ^2 from the Planck mission (Planck Collaboration et al., 2020) to test a realistic case. We used a mask that is a flat projection of a Planck-derived mask, designed to remove point sources of varying angular sizes. The masked regions are relatively small compared to the overall map size. The output of the neural network will be $Q^{(1)}_{NN}$ and $U^{(1)}_{NN}$, that are transformed to $E^{(1)}_{NN}$ and $B^{(1)}_{NN}$ maps.

The polarization maps are predominantly composed of E-modes, due to the extremely faint signal of the B-modes. Then, in the first training, the E-modes are reasonably well reconstructed, while the B-modes are poorly reconstructed. We proposed to train again the neural network, but with a new dataset with the contribution of the E-modes of the previous training removed:

$$Q^{(2)}_{obs} = \left(Q_{obs} - Q^{(1)}_{ENN}\right) \tag{5}$$

$$U^{(2)}_{obs} = \left(U_{obs} - U^{(1)}_{ENN}\right). \tag{6}$$

The components $Q^{(2)}_{obs}$ and $U^{(2)}_{obs}$ have lower contributions from the E-modes, reducing the leakage present in the B-modes. This iterative process can be repeated as many times as needed to achieve better performance, where in each training the E-mode reconstruction is improved and the neural network is forced to focus on the B-component, thanks to the removal of a better reconstruction of E.

2.2. Neural network

The neural network proposed was already successfully used for temperature maps and inhomogeneous noise (Costanza et al., 2024). The architecture is based on the WienerNet neural network (Münchmeyer & Smith, 2019), which was created in TENSORFLOW 1 to simulate the WF for CMB maps with homogeneous noise applied.

The architecture is an autoencoder Convolutional neural network (CNN) that receives as input CMB maps (Q and U) and returns the filtered maps (Q_{NN} and U_{NN}). The main difference with a conventional UNet neural network (Ronneberger et al., 2015) is that it has non-linear channels added to treat the mask, which are multiplied by the outputs of the linear channels. The final outputs come from the linear channels since the WF is a linear operation on the original data (Eq. 2).

In our case, we simulate CMB temperature and polarization maps with inhomogeneous noise and find that performance improves when an additional channel is introduced to handle the variance map of each pixel. This results in a more complex architecture with a greater number of weights to optimize.

2.3. Power spectrum estimation

The next step in the CMB data analysis is to estimate the power spectrum given a CMB map. For the simulation of the WF with the neural network, we first simulated a *fiducial* power spectrum using cosmological parameters from the Planck release (Planck Collaboration et al., 2020). This power spectrum was then used to generate the maps that constitute the training set.

We aim to estimate the *true* power spectrum, which remains unknown and is never used in neural network training, starting from the *fiducial* power spectrum. To find the most probable set of band-powers parameters (if the power spectrum is binned) given the measurements $\mathbf{d}$, it is necessary to maximize the likelihood function $L(\mathbf{d}|\mathbf{\Theta})$, which is proportional to the posterior $P(\mathbf{\Theta}|\mathbf{d})$ assuming a flat prior on Θ.

Following the approach outlined in Seljak et al. (2017), to obtain the optimal quadratic estimator of the power spectrum using simulations, we first worked with the variables $\mathbf{s}$, solving the WF with the neural network, and then marginalized over these variables to obtain the likelihood of the band-power parameters.

We expand the log-likelihood in terms of $\mathbf{\Theta}$ to quadratic order around fiducial values $\mathbf{\Theta}_{\rm fid}$ (marginalized over $\mathbf{s}$):

$$\begin{aligned}&\ln L(\mathbf{\Theta}_{\rm fid}+\Delta\mathbf{\Theta}) = \\ &\ln L(\mathbf{\Theta}_{\rm fid}) + \sum_{\ell}\left[\frac{\partial \ln L(\mathbf{\Theta})}{\partial\Theta_\ell}\right]_{\mathbf{\Theta}_{\rm fid}}\Delta\Theta_\ell + \\ &\frac{1}{2}\sum_{\ell\ell'}\left[\frac{\partial^2 \ln L(\mathbf{\Theta})}{\partial\Theta_\ell\partial\Theta_{\ell'}}\right]_{\mathbf{\Theta}_{\rm fid}}\Delta\Theta_\ell\Delta\Theta_{\ell'},\end{aligned} \tag{7}$$

where the last term of Eq. 7 defines the curvature matrix as the second derivative of log-likelihood with respect to the parameters. Setting the derivative of Eq. 7 with respect to $\Delta\mathbf{\Theta}$ equal to zero, provides an expression to estimate $\Delta\hat{\mathbf{\Theta}}$:

$$(\mathbf{F}\Delta\mathbf{\Theta})_\ell = E_\ell - b_\ell, \tag{8}$$

where b_ℓ is the noise bias term and $F_{\ell\ell'}$ is the Fisher matrix, which represents both the covariance matrix of the power spectrum and the band-power mixing due to the presence of a mask. Both terms are calculated through signal realizations of the *fiducial* power spectrum.

E_ℓ is defined as:

$$E_\ell(\mathbf{S}_{\rm fid},\hat{\mathbf{s}}) = \frac{1}{2}\sum_{k_\ell}\frac{\hat{s}^2_{k_\ell}}{\Theta_{{\rm fid},\ell}S_{{\rm fid},k_\ell}}, \tag{9}$$

where $\hat{s}_{k_\ell}$ is the filtered map from data that contains signal and noise, with the signal being a realization of the *true* power spectrum. Finally, the estimation of the *true* power spectrum is equal to: $\mathbf{\Theta}_{true} = \mathbf{\Theta}_{fid} + \Delta\hat{\mathbf{\Theta}}$. We refer to Seljak et al. (2017) for more details in the intermediate calculations.

3. Results

3.1. PCG comparison

We create the training set with maps of $20^\circ \times 20^\circ$ and 256×256 number of pixels. We have trained the neural network with different hyperparameters to find the best ones with the minimum loss. We followed the steps described in Sect. 2, where 4 iterations were applied. In each one, the E-mode is improved and in the last one, the Q and U components are primarily composed of B-modes, enabling the network to focus on them.

Fig. 1 illustrates the final result of the E component (left panel) and the B component (right panel) of a given map, where it can be noticed that the E-mode map has higher values than the B-mode map. The regions with a significant decrease in signal correspond to the masked areas, but the neural network successfully reconstructs the larger scales near their edges.

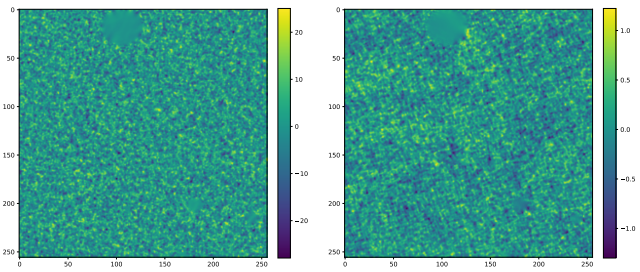


Fig. 1. *Left panel*: E-mode reconstruction using neural network models in one map. *Right panel*: B-mode reconstruction using neural network models in one map.

To evaluate the quality of the reconstructed maps, we compare the neural network results with those obtained using the WF through the PCG algorithm. The agreement between the two methods is quantified using the cross-correlation coefficient, defined as:

$$r_\ell = \frac{\langle a_{CNN}(\ell)a^*_{WF}(\ell)\rangle}{\sqrt{\langle a_{CNN}(\ell)a^*_{CNN}(\ell)\rangle\langle a_{WF}(\ell)a^*_{WF}(\ell)\rangle}}, \tag{10}$$

where a_{CNN} refers to the discrete Fourier coefficients of either the E-mode or B-mode. When the loss function $J_{Q,U}$ in Eq. (4) is used, a_{CNN} will be the E-mode or B-mode Fourier coefficients transformed from Q and U maps filtered by the neural network.

When the coefficient r_ℓ is close to one across the scales, it means that the two maps are quite similar, indicating that the neural network is able to reproduce the WF as well as the traditional method with PCG. Fig. 2 shows the cross-correlation coefficient for the E and B-mode maps obtained with the neural network and with the PCG algorithm. The E-mode coefficient remains close to one across all scales, as the chosen variance map ensures that there is no noise in the E-mode maps within the scales of interest. However, for the B-mode case, the noise cut the signal near the scale $\ell \approx 1250$, leading to decorrelation at smaller scales.

In addition, Fig. 2 presents the cross-correlation coefficient between the observed B-mode map obtained from $Q^{(1)}_{obs}$ and $U^{(1)}_{obs}$, and the WF result. Comparing the red and green curves, it is evident the improvement of the B-mode reconstruction when the neural network models are applied since the observed B-mode will have significant E-to-B leakage.

Additionally, the cross-correlation coefficient r_ℓ is averaged over the test set (10 maps). This averaging provides a more robust measure of the agreement between the two WF methods across different realizations.

3.2. Power spectrum estimation

To estimate the *true* power spectrum it is necessary to calculate the Fisher matrix and the noise bias through realizations of the *fiducial* power spectrum and average

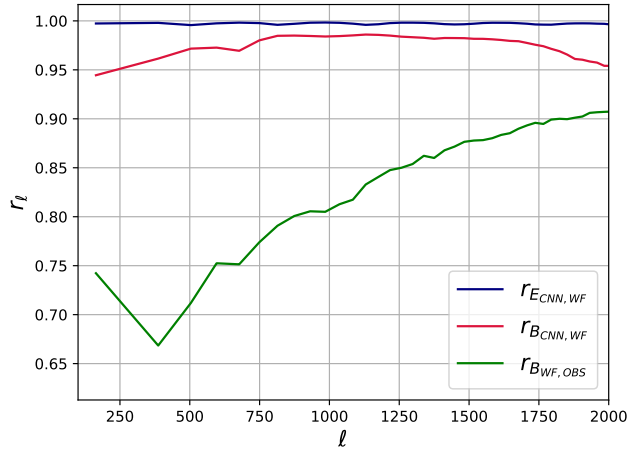


Fig. 2. Cross correlation coefficient r_ℓ between the neural network results and the WF results using PCG, for the E-mode (blue) and B-mode (red). In addition, it is presented the cross-correlation coefficient between the observed B-mode map that is obtained from the transformation of $Q^{(1)}_{obs}$ and $U^{(1)}_{obs}$, and the WF result (green).

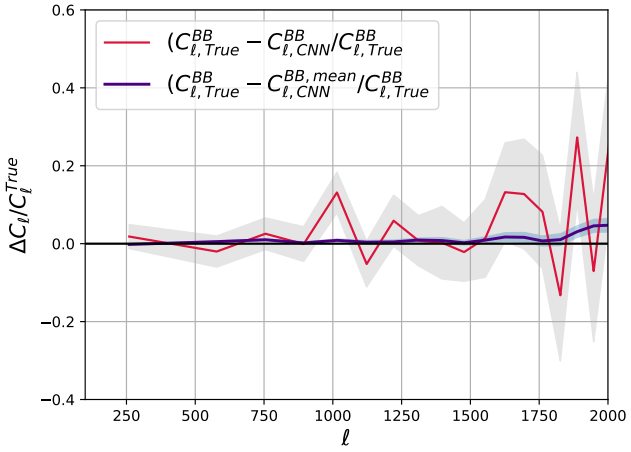


Fig. 3. Relative difference between the *true* B power spectrum and the estimated power spectrum. The red curve represents the relative difference when the estimation is performed in one map, while the purple curve consider the estimation averaged over 100 realizations.

over them. For the E and B modes, the Eq. (8) is applied to each field.

The first derivative of the likelihood is equal to:

$$\frac{\partial \ln L(\mathbf{\Theta})}{\partial \Theta_\ell} = E_\ell - b_\ell. \quad (11)$$

Then, as we search for the maximum likelihood solution for $\hat{\mathbf{\Theta}}$, the equation above is set equal to zero and the noise bias becomes $b_\ell = E_\ell(\mathbf{\Theta}_{\rm fid}, \hat{\mathbf{s}}_{s+n})$, where $\hat{\mathbf{s}}_{s+n}$ is the filtered map obtained from data that contains signal (*fiducial* power spectrum realization) and noise $(s+n)$. We performed 100 realizations and averaged over them.

The Fisher matrix is also interpreted as the response of the band-power ℓ to another band-power ℓ':

$$F_{\ell\ell'}\Delta\Theta_{\ell'} = E_\ell(\Theta_{fid}, \hat{\mathbf{s}}_{\ell',s+n}) - E_\ell(\Theta_{fid}, \hat{\mathbf{s}}_{s+n}), \quad (12)$$

where a small perturbation to the *fiducial* power spectrum is introduced at a specific band-power ℓ'. We calculate this expression for 2000 *fiducial* maps and average over them.

From now on, we will present the results of the B-mode estimation, as this is the key field we aim to recover. Moreover, it contains noise at the scales of interest.

Fig. 3 presents the relative difference between the *true* B power spectrum and the estimated one, as described above. The relative difference is presented in red for a single true realization, while in purple, it represents the mean over 100 realizations, with the corresponding shaded areas indicating the errors. It is evident that the relative difference remains unbiased, as it fluctuates around zero, while the errors increase beyond the scale $\ell \approx 1250$, where the noise cuts the B power spectrum.

4. Conclusions

We presented a neural network that is able to reproduce the Wiener Filter for polarization maps, with results quite similar to the expected ones using the PCG algorithm. After training, we estimated a new, unknown power spectrum, referred to as the *true* power spectrum. To achieve this, we computed the Fisher matrix and noise bias by applying the WF with the trained models to over 2000 maps. This is feasible within a reasonable time since the predictions are more efficient than the PCG method. The procedure used for power spectrum estimation ensures an unbiased reconstruction of the unknown power spectrum.

Acknowledgements: CGS and BC acknowledge funding from CONICET (PIP-2876), and UNLP (G11-175), Argentina. MZ is supported by NSF 2209991 and NSF-BSF 2207583.

References

Costanza B., Scóccola C.G., Zaldarriaga M., 2024, JCAP, 2024, 041
Costanza M.B., Scóccola C.G., Zaldarriaga M., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 64, 193
Hamilton J.C., et al., 2022, JCAP, 2022, 034
Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, PhRvD, 55, 7368
Münchmeyer M., Smith K.M., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1905.05846
Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A1
Press W.H., et al., 2007, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3 ed., Cambridge University Press, USA
Ronneberger O., Fischer P., Brox T., 2015, arXiv e-prints, arXiv:1505.04597
Seljak U., et al., 2017, JCAP, 2017, 009
Tegmark M., 1997, PhRvD, 55, 5895
Zaldarriaga M., Seljak U., 1997, PhRvD, 55, 1830
Zaroubi S., et al., 1995, ApJ, 449, 446

Kinematic patterns of the enriched gas phase in the Local Group HESTIA simulations

L. Biaus[1], S.E. Nuza[2,3], C. Scannapieco[1,3], F.G. Iza[1,2] & E. Lozano[1]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 24 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las observaciones de *absorbers* en el Grupo Local sugieren la existencia de un dipolo de velocidades en la dirección general del baricentro-antibaricentro, lo que puede interpretarse como evidencia de un flujo general de material hacia el centro de masa del grupo. En este trabajo, estudiamos la cinemática del gas en el Grupo Local utilizando una de las realizaciones de alta resolución de las simulaciones HESTIA, con un enfoque en la evidencia proporcionada por diferentes especies iónicas. Nuestra simulación incluye la cosmografía correcta para una región similar al Grupo Local y una velocidad radial relativa entre las candidatas a la Vía Láctea y Andrómeda consistente con la observada. Examinamos la distribución y la cinemática de seis especies iónicas (H I, C IV, Si III, O VI, O VII y O VIII) y sus huellas en mapas sintéticos del cielo construidos desde los marcos de referencia más utilizados por los observadores. Nuestros resultados indican la presencia de dicho dipolo para el gas fuera del halo de la Vía Láctea, favoreciendo un paradigma en el que la Vía Láctea se mueve contra el gas en dirección al baricentro, mientras que se aleja del gas en la dirección opuesta. Este patrón es más claro para los iones más altos de oxígeno, que trazan gas caliente. Por otro lado, observamos una ligera asimetría en los perfiles de presión en ambas direcciones, indicando presiones más altas en las regiones internas del Grupo Local.

Abstract / Observations of intergalactic absorbers in the Local Group suggest the existence of a velocity dipole in the general barycentre–antibarycentre direction which can be interpreted as evidence of a general flow of material towards the group's centre of mass. In this work, we study the kinematics of gas in the Local Group using one of the high-resolution realisations of the HESTIA simulations with a particular focus on the evidence left by different ionic species. Our simulation includes the correct cosmography for a region similar to the Local Group and a relative radial velocity between the candidate Milky Way and Andromeda galaxies consistent with the observed one. We examine the distribution and kinematics of six ionic species (H I, C IV, Si III, O VI, O VII and O VIII) and their imprints on synthetic sky maps constructed from the reference frames commonly used by observers. Our results indicate the presence of such a dipole for gas outside the Milky Way halo, favouring a paradigm in which the Milky Way is moving against the gas in the direction of the barycentre, while moving away from it in the opposite direction. This pattern is clearer for the higher oxygen ions, which preferentially trace hot gas. On the other hand, we observe a slight asymmetry in the pressure profiles in both directions, indicating higher pressures in the inner regions of the Local Group.

Keywords / Local Group — galaxies: kinematics and dynamics — intergalactic medium — methods: numerical

1. Introduction

The Local Group (LG) is the name given to our cosmological vicinity, which includes our own galaxy, the Milky Way (MW) and the slightly more massive neighbour Andromeda (M31), as well as several smaller galaxies. The MW and M31 follow a collision course with a relative radial velocity of $-109 \pm 4.4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (van der Marel et al., 2012) and are expected to undergo their first core passage in the next few Gyr (Salomon et al., 2021).

LG kinematics are expected to be dominated by the radial motion of the MW and M31, and as such they should be more evident in the preferred direction joining both galaxies. From the MW, M31 lies in the general barycentre direction, and observations show a velocity dipole displayed by galaxies in the general barycentre direction and its antipode in the sky (which we will call the antibarycentre direction), which is understood as a generalized flow of galaxies towards the LG's barycentre. Richter et al. (2017) proposed a scenario in which the intragroup medium (IGrM) gas follows this global motion towards the barycentre of the LG, supported by observations from the Cosmic Origins Spectrograph (COS) installed onboard the Hubble Space Telescope (HST) as this velocity dipole can also be seen for H I absorbers in high velocity clouds (HVCs). Further evidence provided by Bouma et al. (2019) suggests that some of the absorbers responsible for this dipole can be associated with gas beyond the MW's circumgalactic medium (CGM).

In previous work (Biaus et al., 2022), we examined the plausibility of this scenario in three of the HESTIA simulations, finding agreement with observed trends. In

✉ *Contact* / lbiaus@df.uba.ar Research article

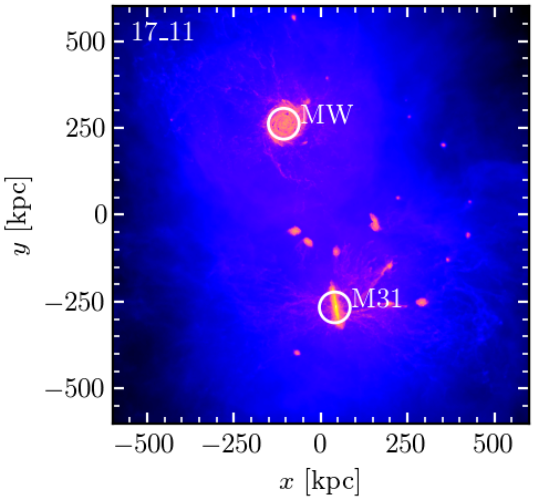


Fig. 1. Projected gas density in the LG realisation 17_11 from the HESTIA high-resolution suite.

this work we focus on one of the realizations (the one labeled 17_11), examining the role of six distinct ionic species in shaping the dipole pattern to see if it can be associated with IGrM gas. We do this by evaluating the spatial distribution of these ions within the simulations (e.g., whether they reside inside or beyond MW-like galactic halos) while also considering their kinematic properties.

2. HESTIA simulations

HESTIA simulations were run using the cosmological moving-mesh code AREPO (Springel, 2010; Weinberger et al., 2020) and aim to resemble the LG. This is done by choosing initial conditions (ICs) such that the main observed cosmographic features (i.e. the local void, the local filament and the Virgo cluster) are present at $z = 0$. Another criterion that the simulations must fulfill is that the MW and M31 are approaching each other at the present time. For this work, we focus on the high-resolution realisation, labeled 17_11, as it has the most accurate relative velocity for the MW and M31 ($v_{rad} = -102\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ at $z = 0$). In Fig. 1, we show the projected gas density in this simulation. The MW and M31 visibly dominate the LG, but there are several smaller galaxies too. For more details on this simulation in particular, and the rest of the HESTIA project, we refer the reader to the original publication of Libeskind et al. (2020).

3. Results

3.1. Ion kinematics relative to the LG's barycentre

To understand the global motion of the gas within the LG, we analyse the mass flux of the six different ions relative to the LG's barycentre: H I, Si III, C IV, O VI, O VII and O VIII*. In Fig. 2, we show the distance and angular distribution of radial mass inflow of each ion with respect to the LG barycentre. Here we measure angles for each gas cell relative to the MW's position from the barycentre, so the region enclosed by the dashed line centred at 0° represents the MW's CGM and the one enclosed by the dashed line centred near 180° represents the M31's CGM.

H I kinematics is concentrated around galaxies, as is expected for an ion that traces cold, dense gas. Si III and C IV exhibit similar kinematic patterns, with C IV mass flux extending slightly further out beyond the main haloes than for Si III. Oxygen high ions, particularly O VII and O VIII, trace the strong, hot-gas outflows present in the MW in this simulation, with O VII being the ion which shows the highest mass flux beyond the two main haloes. O VII also displays significant mass flux towards the LG barycentre in the directions perpendicular to the MW-M31 line, so we suggest it might be the most suitable ion to study IGrM kinematics.

3.2. Placing an observer in the simulation

To mimic observations, we place an observer in the simulated MW. This allows us to compare the simulation kinematics with the observed trends regarding absorbers in the general barycentre-antibarycentre direction. Here, we define the position of the Sun in the simulation so that M31 has the same galactic longitude as the observed one and the Sun is at a distance of 8 kpc from the centre of the simulated MW.

From this position, we project lines towards the barycentre and in the opposite direction (antibarycentre) to evaluate the properties of the potential absorbers in these directions within the simulation. To filter out the disc material, we mimic the method described in Westmeier (2018), which involves excluding, along each line of sight, gas with velocities consistent with a cylindrical rotation model for the disc. In Fig. 3, we show a synthetic column density map of H I after the disc material has been filtered out. Overplotted in the direction of the barycentre (antibarycentre), marked by a green (red) cross, gas velocity seen from the Local Standard of Rest** (v_{LSR}) is shown. As it can be seen in the figure, the observed v_{LSR} dipole is replicated in this simulation and, although Galactic rotation contributes to this pattern, it doesn't fully account for it (neither in observations nor in the simulations). This dipole is in part due to the motion of the MW across the LG.

3.3. Pressure profile and v_{GSR}

In Bouma et al. (2019), using HST/COS survey data, the authors derived pressure and density values for a subset of absorbers in the general barycentre-antibarycentre direction which contribute to the v_{LSR} dipole, indicating that some of the absorbers in the barycentre direction might be located beyond the MW's

*The distribution of ions in the simulation may not be entirely realistic, as it can be influenced by subgrid galactic outflows, among other factors. The general trends should, however, be similar to the observed ones.

**To define the Local Standard of Rest, we asume that the Sun is travelling with purely tangential velocity at a speed given by the simulated galaxy's rotation curve at 8 kpc.

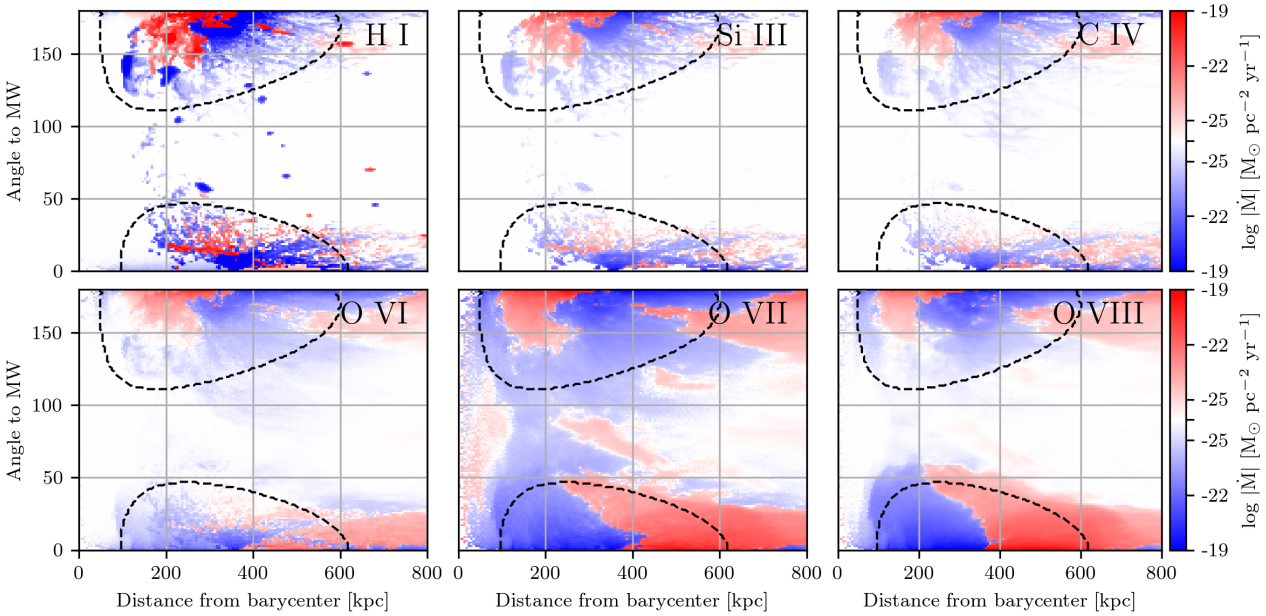


Fig. 2. Radial mass flux as seen from the LG barycentre for each ion. Negative flux (blue) represents gas moving towards the LG barycentre and positive flux (red) represents material moving away from it. Note that the numbers in the colorbars represent the symmetric *exponent* of the mass flux in the inflow and outflow cases. In all panels, black dashed lines enclose the CGM of the MW and M31 up to the corresponding R_{200} values.

virial radius. This result would support the scenario proposed by Richter et al. (2017), where the observed dipole is related to the MW motion through the LG.

In Fig. 4, we show the average pressure and velocity values for lines-of-sight in the barycentre and antibarycentre directions, weighted by the mass of each species, in radial bins of 50 kpc from Sun's location for LG realisation 17_11. Expectedly, pressure decreases with distance for all six ions, but it does so in an anisotropic way beyond $r_{200} \approx 250$ kpc: pressure values are systematically lower in the antibarycentre direction as we are probing gas that lies towards the outskirts of the LG. Notice that in Bouma et al. (2019) potential IGrM absorbers were found in the barycentre direction (those with low enough pressure values to be located beyond the MW's R_{200}), while this simulation suggests that lower pressure values should be expected in the opposite direction corresponding to the antibarycentre one. This suggests that absorbers in the antibarycentre direction aren't as easy to detect observationally and that further data would be necessary to assess the overall LG kinematics.

In regards to the velocity of the gas as seen from the Galactic Standard of Rest (GSR), we find that, beyond the halo, the gas shows $v_{\rm GSR}$ with negative (positive) values in the barycentre (antibarycentre) direction. This supports the scenario proposed in Richter et al. (2017) in which the MW rams into gas at the LG barycentre (leading to negative relative velocities), while leaving behind the gas towards the outskirts of the LG (leading to positive relative velocities).

The most noticeable kinematic differences among the different ions are observed in the innermost regions of the galaxy, represented by the darkest blue crosses in Fig. 4. Cold gas tracing ions, such as H I, Si III, and C IV, exhibit low $v_{\rm GSR}$ values within distances up to 50 kpc. In contrast, hot gas tracing high ions, i.e. O VI, O VII, and O VIII, display higher $v_{\rm GSR}$ values, especially in the direction of the barycentre. In particular, these higher $v_{\rm GSR}$ values are associated with strong MW outflows in this realisation, comprised of very hot gas. Differences in the $v_{\rm GSR}$ values between left and right panels within the halo evidence that these outflows are not isotropic.

4. Discussion

In this study, we analysed the kinematic properties of six distinct ionic species: H I, Si III, and C IV (tracers of cold gas), as well as O VI, O VII, and O VIII (tracers of hot gas). Our research was based on the 17_11 high-resolution simulation from the Hestia project. This specific simulation was selected due to its comparable relative radial velocity between the two main galaxies, aligning with the observed velocity between the MW and M31.

Firstly, we found that the MW's CGM strongly influences the observed kinematic patterns. Column densities for cold gas-tracing ions are notably high within the CGM, whereas galactic outflows exhibit much higher velocities compared to predictions for IGrM gas. This fact clearly complicates efforts to probe the gas distribution beyond the MW's CGM, unless thermodynamical conditions for absorbers can accurately be derived, as done in studies like Bouma et al. (2019).

Cold gas-tracing ions (such as H I, Si III, and C IV) display kinematics predominantly shaped by the disc and CGM gas. The mass flux of these ions, as observed from the LG's barycentre, is primarily concen-

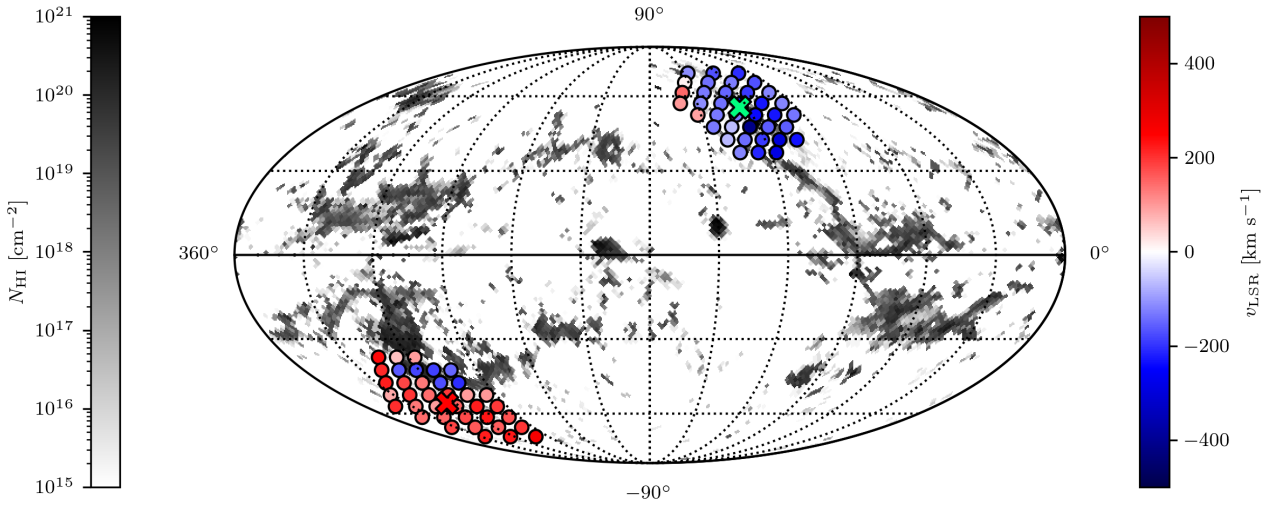


Fig. 3. Column density map of H I in simulation 17_11 after filtering out the gaseous disc, as seen by a simulated observer from Sun's position. Colour-coded LSR gas velocities in sightlines evenly spread towards the general barycentre (green cross) and antibarycentre (red cross) directions are also shown.

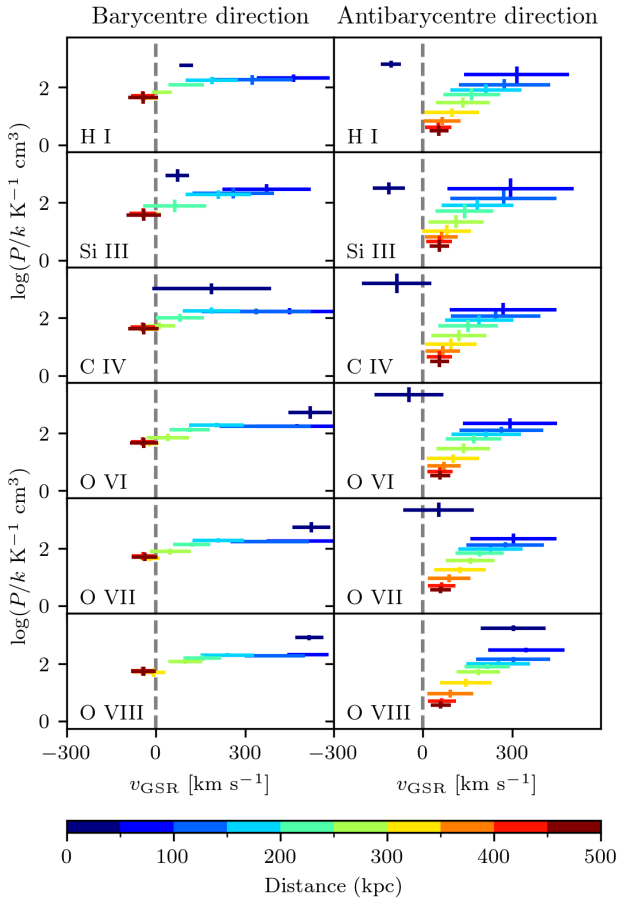


Fig. 4. Distance-binned pressure and average line-of-sight velocites in the barycentre and antibarycentre directions for the GSR in realisation 17_11.

trated within the CGM of the candidate galaxies. As a result, detecting IGrM signals in these ions may prove challenging. In contrast, hot gas-tracing ions, including O VI, O VII, and O VIII, exhibit kinematics that extend into the intergalactic medium and IGrM. Specifically, in the simulated MW, these ions trace CGM outflows, with O VII showing significant mass flux beyond the CGM of both the MW and M31.

Lastly, our results support a scenario where the MW rams into gas near the LG's barycentre while simultaneously receding from gas at its outskirts. This scenario aligns with the observed $v_{\rm LSR}$ dipole in the barycentre-antibarycentre direction. We also found that, in this particular realisation, pressure values are systematically lower in the antibarycentre direction, which may complicate the interpretation of observations as there is a lack of potential IGrM absorbers in this direction. Consequently, a larger catalogue of absorbers will be required to better map the kinematics of the IGrM.

Acknowledgements: S.E.N. and C.S. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. They acknowledge funding from Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT-2021-GRF-TI-00290). S.E.N also acknowledges support from CONICET through grant PIBAA R73734.

References

Biaus L., et al., 2022, MNRAS, 517, 6170
Bouma S.J.D., Richter P., Fechner C., 2019, A&A, 627, A20
Libeskind N.I., et al., 2020, MNRAS, 498, 2968
Richter P., et al., 2017, A&A, 607, A48
Salomon J.B., et al., 2021, MNRAS, 507, 2592
Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
van der Marel R.P., et al., 2012, ApJ, 753, 8
Weinberger R., Springel V., Pakmor R., 2020, ApJS, 248, 32
Westmeier T., 2018, MNRAS, 474, 289

Arms and bar of NGC 253

J.A. Camperi[1], H. Dottori[4], M.P. Agüero[1,2], G. Günthardt[1] & R.J. Díaz[3]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Gemini Observatory, NSF's NOIRLab, USA*
[4] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Continuamos con nuestra investigación de los diversos subsistemas de la galaxia starburst NGC 253, y en este estudio nos centraremos en los brazos espirales y en la barra, a fin de completar el panorama general de esta galaxia starburst (la más cercana a la Tierra). Contamos con imágenes infrarrojas obtenidas con el instrumento Flamingos-2 (instalado en el telescopio Gemini Sur) en las bandas J, H y K_s del infrarrojo cercano, que poseen la suficiente resolución espacial como para resolver los cúmulos de emisión infrarroja que componen las mencionadas estructuras. Mediante la confección de diagramas color-color y color-magnitud, así como con el empleo de modelos evolutivos, podemos caracterizar a estos cúmulos infrarrojos y compararlos con las poblaciones de los otros subsistemas de la galaxia.

Abstract / We continue our investigation of the various subsystems of the starburst galaxy NGC 253, and in this study we will focus on the spiral arms and the bar in order to complete the overall picture of this starburst galaxy (the closest to Earth). Infrared images obtained with the Flamingos-2 instrument (installed on the Gemini South telescope) in the J, H and K_s bands of the near infrared are available, which have sufficient spatial resolution to resolve the clusters of infrared emission that compose these structures. By constructing color-color and color-magnitude diagrams, as well as by using evolutionary models, we can characterize these infrared clusters and compare them with the populations of the other subsystems of the galaxy.

Keywords / galaxies: starburst — galaxies: spiral — galaxies: photometry — galaxies: structure — galaxies: individual (NGC 253)

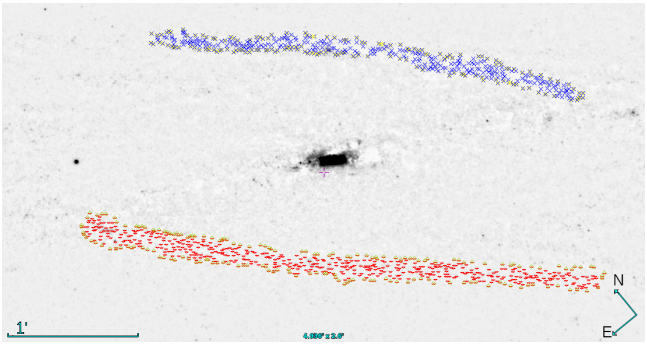


Fig. 1. Cluster identifications in the East (red) and West (blue) arms in the K_s band residue.

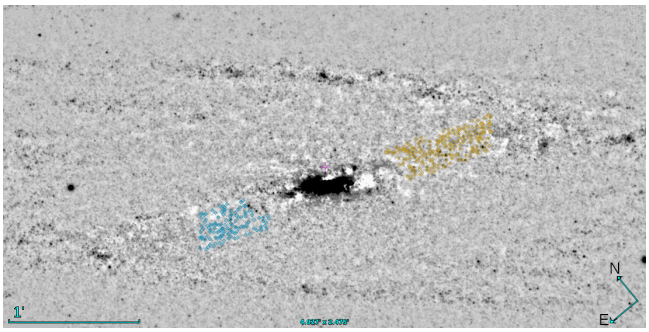


Fig. 2. Cluster identifications in the northeast (blue) and southwest (ochre) Bar sides in the K_s band residue.

1. Introduction

It has been several years since we have been studying the structure and dynamics of NGC 253, the closest starburst galaxy (d = 3.94±0.37 Mpc, where $1'' \sim 17$ pc; Karachentsev et al. 2003). This article is intended to be the latest in a series (Camperi et al., 2022, 2024) on the various subsystems of this galaxy. On those occasions, we made studies of the perinuclear region and the ansae of NGC 253; now it is the turn of the arms and the bar of this galaxy (see Figs. 1 and 2).

2. Observations and data reduction

Direct images of NGC 253 with Flamingos-2 (Eikenberry et al., 2008) have been obtained at Gemini South, in the J, H and K_s bands with an average spatial resolution of $0''.5$. The images were reduced using THELI (Schirmer, 2013). Then we applied a standard mask procedure with the IRAF ⋆ package: the frames went

⋆IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

✉ *Contact* / javier.camperi@unc.edu.ar

Research article

through a filtering process that consisted of the successive use of two IRAF subroutines (median and gauss) to produce highly smoothed frames, taking into account the galaxy background. The smoothed frames were then subtracted from the original ones to generate residues where the various infrared point sources were much better evidenced.

To identify clusters, we used the SExtractor code (Bertin & Arnouts, 1996), a neural network-based algorithm, on the aforementioned residues (in aperture mode). SExtractor made it possible to automatically detect the luminous sources in our infrared images and get their coordinates and photometry in a particularly simple and direct way (see Figs. 1 and 2). The photometric calibration and zero points followed the prescription detailed in Günthardt et al. (2015). Thus, we could identify and characterize 121 clusters in the northeast side of the bar and 192 in the southwestern side (Fig. 1). In the same way, we could identify and characterize 414 clusters in the east arm and 638 clusters in the west arm (Fig. 2).

3. Color-magnitude diagrams

We have constructed two classic color-magnitude diagrams (J-K_s) vs. M_k (see Figs. 3 and 5), and we compared our observational data with the theoretical isochrones of Padova (Marigo et al., 2008) with the Initial Mass Function of Chabrier (Chabrier, 2003), a metallicity Z = 0.02, and running the simulation up to an age t = 14.8×10^9 years (see the full lines of Figs. 3 to 8). For control, we also used the Starburst 99 (SB99) code (Leitherer et al., 1999). In addition, we also constructed reddening-free color-magnitude diagrams using the Q_d index (Israel et al., 1998; Witt et al., 1992) (see Figs. 4 and 6), following the approach outlined in Grosbøl & Dottori (2012). The Q_d index characterizes the reddening corrected color under the assumption of well-mixed dust and stars, while another reddening-free index, Q_s, can be formulated under the assumption of dust screening stars (Indebetouw et al., 2005). The mathematical expression for Q_d is as follows:

$$Q_d = (H - K_s) - 0.844 \cdot (J - H) \quad (1)$$

We chose to examine the distribution of clusters in the Q_d versus M_k reddening-free diagram. This choice works well with the problem of extinction, as most clusters that appeared scattered in the CMD are concentrated on the descending branch of the models in the Q_d versus M_k diagram (Figs. 4 and 6).

4. Color-color diagram

Figs. 7 and 8 show the diagram (J-H) vs. (H-K_s) for both sides of the bar and the two arms. The figures also show the dereddening vector for two extreme models: 1- dust well mixed with the stars (black arrow), as can be seen in Witt et al. (1992) and Israel et al. (1998); 2- a screen model of dust (pink arrow), as can be seen in Indebetouw et al. (2005).

It is worth mentioning that the Padova models do not take into account ionized gas line emission, contrary to SB99 (Leitherer et al., 1999). This fact explains the differences between both models shown in Figs. 7 and 8.

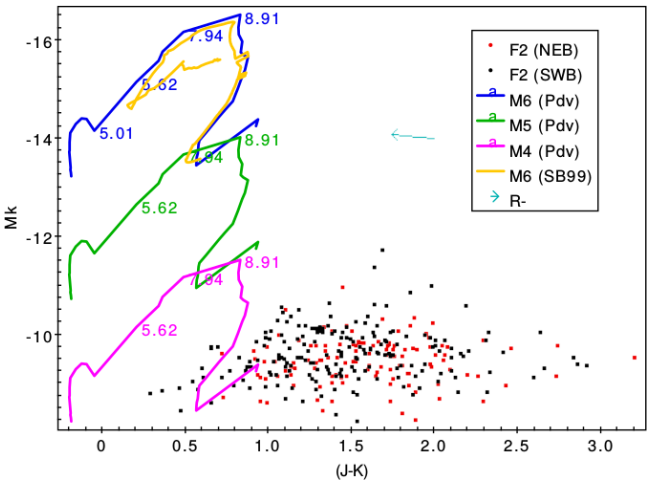


Fig. 3. Color-magnitude diagram for the index (J-K_s) of the northeast (red dots; NEB) and southwest (black dots; SWB) sides of the bar from the photometry data of Flamingos-2 (F2). The Padova curves for different masses ($10^6 M_\odot$ in blue, $10^5 M_\odot$ in green, and $10^4 M_\odot$ in pink) and that of SB99 are also displayed. The numbers next to the lines are the elapsed simulation times in millions of years. It is added in this diagram R-, which represents the deredening vector for this particular CMD.

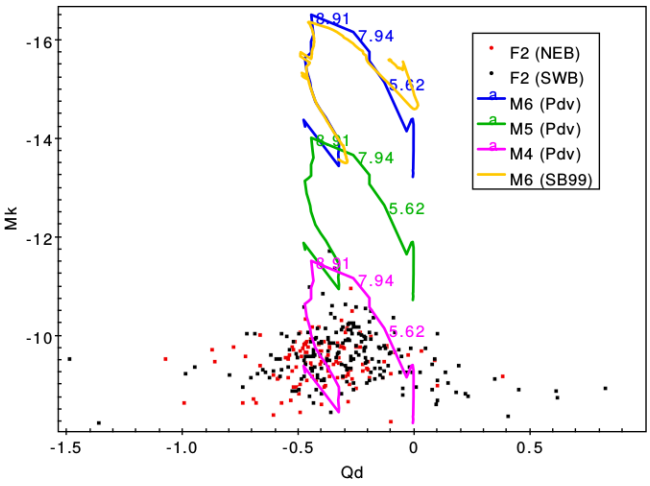


Fig. 4. Color-magnitude diagram for the index Q_d of the northeast (red dots; NEB) and southwest (black dots; SWB) sides of the bar from the photometry data of Flamingos-2 (F2). The Padova curves (Pdv) for different masses, along with the Starburst 99 (SB99) curve ($10^6 M_\odot$ in ochre) are displayed (same symbology than in Fig. 3).

5. Analysis and conclusions

We could detect in the near infrared the clusters of NGC 253 in its bar and arms. This was achieved with the conjunction of an 8-meter class telescope (Gemini South Telescope) and a camera optimized for operating in the near infrared (Flamingos-2), with enough reso-

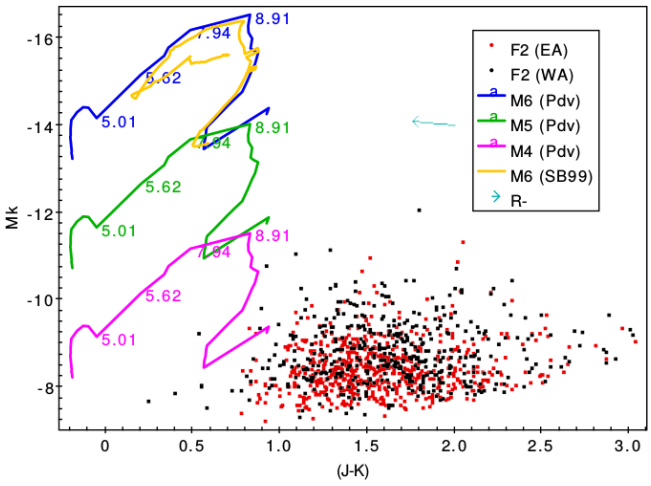


Fig. 5. Color-magnitude diagram for the index (J-K$_s$) of the east arm (red dots; EA) and west arm (black dots; WA). The Padova curves for different masses, that of SB99 and the dereddening vector R- are also displayed (same symbology than in previous figures).

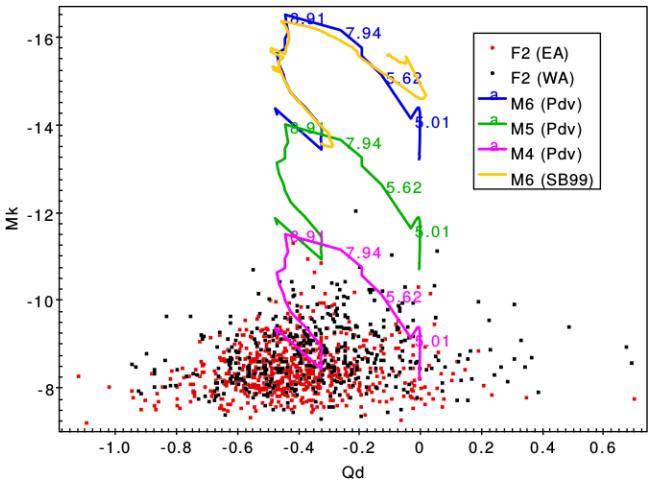


Fig. 6. Color-magnitude diagram for the index Q$_d$ of the east (red dots; EA) and west (black dots; WA) arms. Also shown - for different masses - are the Padova curves (same symbology than in previous figures).

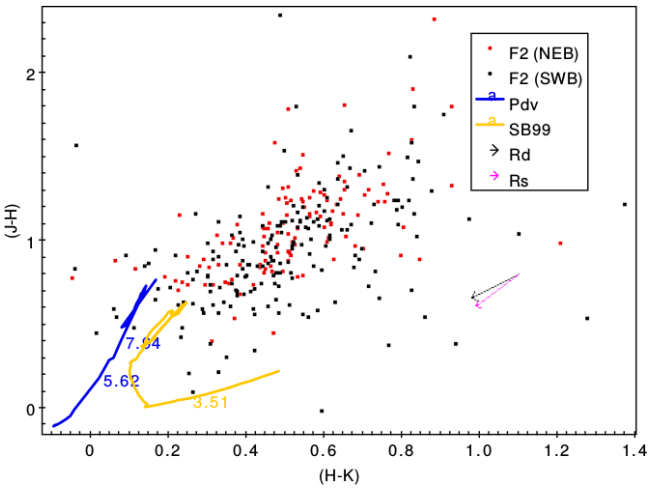


Fig. 7. Color-color diagram of the northeast (red dots; NEB) and southwest (black dots; SWB) sides of the bar. The Padova and SB99 curves are displayed, as well as the dereddening vectors (dust model - black arrow - and screen model - pink arrow). Same symbology than in previous figures.

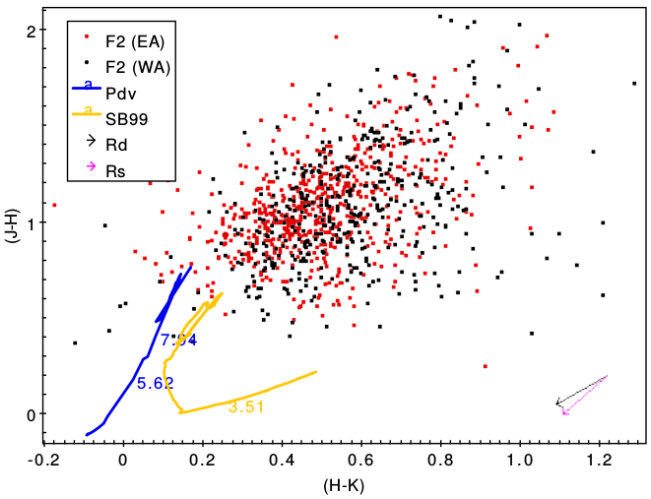


Fig. 8. Color-color diagram of the east arm (red dots; EA) and west arm (black dots; WA). The Padova and SB99 curves are displayed, as well as the dereddening vectors (dust model - black arrow - and screen model - pink arrow). Same symbology than in previous figures.

lution. The use of standard masking techniques, plus neural-based algorithms, provided quantitative results for comparing our data with evolutionary models. With this, we were able to characterize the bar and the very young structures.

In addition, our data can be used for direct and simple statistical comparisons between the two sides of the bar and the two arms. From them, it is noticeable that there are statistical differences between the northeast and the southwest components. We can look at the histograms in Figs. 9, 10, and 12. In Fig. 9 we can see that the maximum of the (J-K$_s$) color index of the bar is found at (J-K$_s$) = 1.65 ± 0.15 mag for the northeast side and (J-K$_s$) = 1.35 ± 0.15 mag for the southwest side.

In Fig. 9 it seems so that a differential reddening is observed on the northeast side of the bar with respect to the southwest one if we use the (J-K$_s$) color index. However, this index is susceptible to the effects of the presence of dust.

In the study conducted by Santos et al. (2013), it is proposed that the age distribution of clusters up to 100 Myr can be classified into two categories: clusters older and younger than 7 Myr, based on whether Q$_d$ < 0.1 or Q$_d$ > 0.1 respectively. As shown in Figs 11 and 12, by applying this criterion to our clusters, we observe that across all substructures, there is a higher proportion of young clusters in the southwest sector compared to the northeast one for the bar, and in the west arm than in the east one. For ease of comparison, in Fig. 11 we can see that now the maximum of the Q$_d$ color index of the bar is found at Q$_d$ = -0.40 ± 0.45 mag for the north-

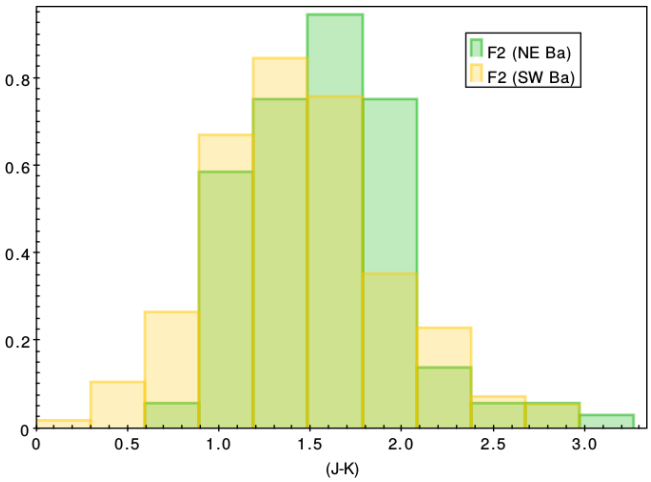


Fig. 9. Histogram of the bar (J-K$_s$) color index for both sides. F2(NE Ba) denotes the northeast side of the bar and F2(SW Ba) denotes the southwest one.

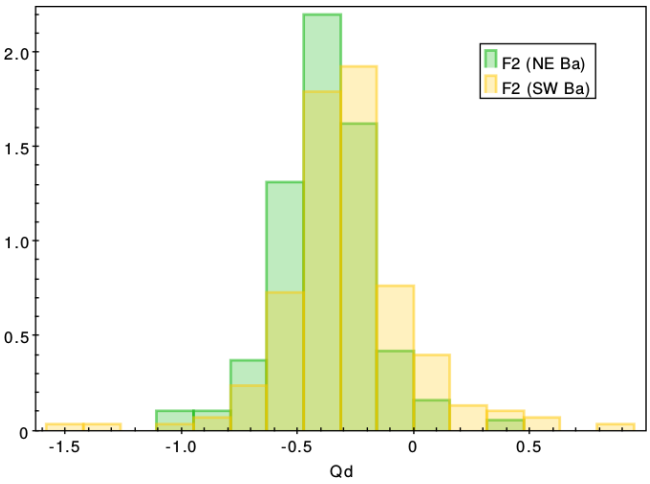


Fig. 11. Histogram of the bar's Q$_d$ color index. The notations F2(NE Ba) and F2(SW Ba) have the same meaning as in Fig. 9.

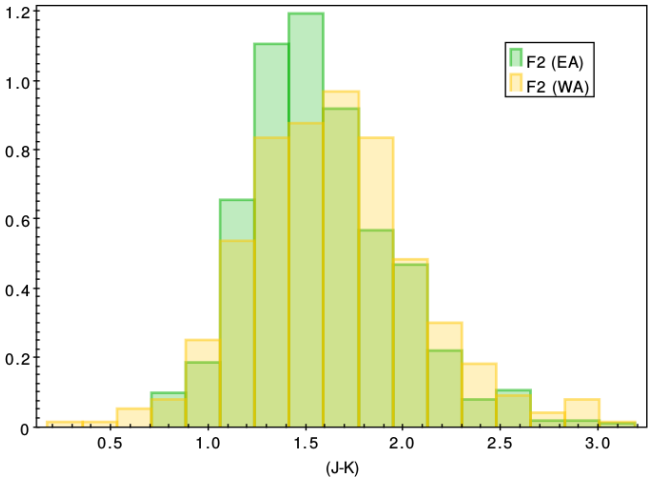


Fig. 10. Histogram of the arms' (J-K$_s$) color index. The notations F2(EA) and F2(WA) refer to the east arm and west arm, respectively.

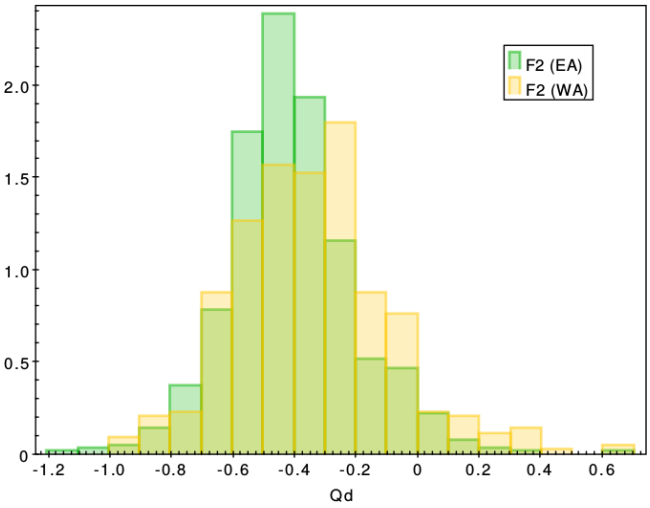


Fig. 12. Histogram of the arms' Q$_d$ color index. The notations F2(EA) and F2(WA) have the same meaning as in Fig. 10.

east side and Q$_d$ = -0.25 ± 0.45 mag for the southwest one. That is to say, now the southwest side is the more reddened. This is a good indication of the usefulness of the Q$_d$ index for more sophisticated statistical tests (like the Kolmogorov–Smirnov test) for being used in the classification and characterization of the subpopulations of NGC 253. But that will be theme for future works.

Acknowledgements: Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil).

References

Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Camperi J.A., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 232
Camperi J.A., et al., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 213
Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
Eikenberry S., et al., 2008, I.S. McLean, M.M. Casali (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7014, 70140V
Grosbøl P., Dottori H., 2012, A&A, 542, A39
Günthardt G.I., et al., 2015, AJ, 150, 139
Indebetouw R., et al., 2005, ApJ, 619, 931
Israel F.P., et al., 1998, A&A, 336, 433
Karachentsev I.D., et al., 2003, A&A, 404, 93
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
Santos J.F.C., Dottori H., Grosbøl P., 2013, A&A, 553, A74
Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21
Witt A.N., Thronson Harley A. J., Capuano John M. J., 1992, ApJ, 393, 611

Studying the nature of the relation between the supermassive BH mass and DM halo mass

A.Deluca[1], C.R.Argüelles[2,3] & J.P.Caso[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *International Center for Relativistic Astrophysics Network (ICRANet), Italy*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 19 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / El modelo Ruffini-Argüelles-Rueda describe la distribución de materia oscura en galaxias compuesta por fermiones neutros autogravitantes con energías del orden de los keV. Este modelo predice halos fermiónicos que permiten soluciones con perfiles de densidad caracterizados por un núcleo denso y compacto de materia oscura, lo que ofrece una posible alternativa al paradigma del agujero negro central. Estudios observacionales han identificado una correlación entre la masa contenida en cúmulos globulares y la masa del halo en galaxias, cubriendo un amplio rango de masas. En este trabajo, se busca reproducir las estimaciones de la masa total del halo y la masa del objeto central mediante una única distribución de materia oscura compuesta por un núcleo fermiónico denso rodeado de un halo diluido formado por las mismas partículas

Abstract / The Ruffini-Argüelles-Rueda model describes the distribution of dark matter in galaxies as consisting of self-gravitating neutral fermions with energies on the order of keV. This model predicts fermionic halos that allow solutions with density profiles characterized by a dense and compact dark matter core, offering a potential alternative to the central black hole paradigm. Observational studies have identified a correlation between the mass contained in globular clusters and the halo mass in galaxies, spanning a wide range of masses. This work aims to reproduce such observational halo mass estimates together with the central object's mass through a single dark matter distribution, consisting of a dense fermionic core surrounded by a diluted halo composed of the same particles.

Keywords / Cosmology: dark matter — (Galaxy:) globular clusters: general — Galaxies: halos, nuclei, structure

1. Introduction

The standard cosmological model states that cold dark matter (CDM), described as non-relativistic, dissipationless, and collisionless particles, is the dominant matter component in the Universe. The density fluctuations in the early Universe led to the formation of CDM haloes through gravitational collapse, and their subsequent mass growth occurred in a hierarchical process through mergers over time (Frenk & White, 2012). The characterization of the CDM halo associated to a galaxy is crucial to understand its internal kinematics, but also the interactions with the environments in which it resides. In a cosmological context, constraining the properties of particles which behaves as candidates to constitute de CDM is one of the most challenging goals in modern astrophysics.

The observational determination of the total halo mass of galaxies is time-intensive for telescope use and requires galaxies with large populations of tracers or wide-field observations in X-rays. These conditions have biased the available mass estimation toward massive galaxies, which typically reside in halos with masses above 10^{12} $M_\odot$. The increasing number of nearby galaxies (see e.g. Harris et al. 2014a) for whom their GCS have been studied have improved the characterization of scaling relations between properties of the GCS and the host galaxies in the last decade. For nearby galaxies, observational studies suggest a correlation between the stellar mass of the globular cluster system ($M_{\rm GCS}$) and the mass of the DM halo, leading to a mass ratio in the range of $3-7\times10^{-5}$ (Harris et al., 2015, and references therein). For satellite galaxies, this correlation has been extended down to halo masses of 10^8 $M_\odot$ (Forbes et al., 2018), spanning six orders of magnitude in mass. Another striking result is the correlation between $M_{\rm GCS}$ and the mass of the central compact object, that links two components of the galaxy with drastically different scale sizes. This study explores the scaling relation proposed by Hudson et al. (2014).

The Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) model in its extended version (Argüelles et al., 2018; Argüelles et al., 2023) considers a system of self-gravitating neutral fermions in the mass range of $\approx 48-345$ keV c^{-2} presenting a cutoff in the Fermi-Dirac phase-space distribution within the framework of General Relativity. The RAR model equilibrium equations consist of the Einstein equations in spherical symmetry for a perfect fluid energy-momentum tensor. The solutions to this system of equations leads to a family of profiles for the dark matter halos in which a *dense core - diluted halo* morphology is developed.

✉ *Contact* / arieldeluca1997@gmail.com

Research article

Furthermore, such a particular fermionic core-halo profiles when applied to very different galaxy types from dwarf spheroidal all the way to gigant elliptical galaxies, can provide deep insights in helping to understand a possible nature of the relation between SMBHs and total halo masses as detailed in Argüelles et al. (2019). Indeed in that work different fermionic halo mass estimates were obtained from different kind of observational data sets corresponding of each galaxy type. Such a diverse halo mass estimates ranging from $\sim 10^8 M_\odot$ (typical of dSph) all the way to $\sim 10^{13} M_\odot$ (typical of large ellipticals), when analyzed together with the possible permitted family of dense fermion-core masses arising at their centers, predict a whole theoretically allowed region in the total halo to core mass region which can be contrasted with the observational relation.

Thus in this work we aim to further study the nature of the SMBH - halo mass relation, though using other kind of halo mass estimates than the ones studied in Argüelles et al. (2019), i.e. the GC population, while further including for specific SMBH mass estimates. Here we analyze a sample of elliptical galaxies with available measurements of the mass of the central black hole ($M_{\rm BH}$) from Harris et al. (2014a). As demonstrated in Argüelles et al. (2021) in the context of the RAR model, it exist a critical point at the onset of instability of the core–halo solutions, where the fermion-core collapses towards a supermassive black hole. Such a critical mass depends inversely proportional to the square of the particle mass and corresponds to the Oppenheimer-Volkoff mass for neutral fermions. Indeed, for $m = 48$ keV c^{-2} worked out here, the critical mass of collapse is 2×10^8 M$_\odot$. This condition exclude the majority of the massive galaxies in the sample, for whom accurate measurements of $M_{\rm halo}$ are available. For this reason, the scaling relation between $M_{\rm GCS}$ and $M_{\rm halo}$ will be used to estimate the latter one. From these galaxies, we focus on three ellipticals for which the estimations of the mass enclosed up to 5 $R_{\rm eff}$ is also available, in order to constraint the shape of the mass profile.

Using the RAR model, we aim to reproduce the estimates of the total halo mass as well as the mass of the central object through a single DM distribution, which consists of a dense fermionic core surrounded by a diluted halo made up of the same particles.

We conclude that, for the sample of galaxies analyzed, there is a solution for the dark matter distribution that includes a compact fermion core instead of a central BH.

This article is organized as follows. In Section 1, we introduce the observational relation that we will use to calculate the mass of the DM halos. In Section 2, we calculate the mass of the DM halo using observational data from Harris et al. (2014a) and the apparent magnitudes of the galaxies from the NED database. In Section 3, we use the RAR code to fit mass profiles for the calculated halos and compare them with the observational data. In Section 4, we discuss the obtained results, provide a conclusion, and outline future work.

2. Estimating Halo Masses from Globular Cluster Systems

From the apparent magnitudes in the B, V, J, and K filters obtained from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), we derived the stellar mass of the galaxy ($M_\star$). For this, we corrected them by extinction following Schlafly & Finkbeiner (2011), assuming the usual extinction factor $R_V = 3.1$.

$$(B-V)_0 = (B-V) - E_{B-V}, \quad (1)$$
$$K_0 = K - 0.302 \times E_{B-V}, \quad (2)$$
$$J_0 = J - 0.709 \times E_{B-V}. \quad (3)$$

Then, we determined the absolute magnitudes using Pogson's equation.

$$(m-M) = 5 \times \log_{10}(D) - 5, \quad (4)$$
$$M_K = K_0 - m_M, \quad (5)$$
$$M_J = J_0 - m_M \quad (6)$$

with D representing the distance to the galaxy, expressed in parsec.

We estimated the mass-to-light ratio for the galaxies from expression derived by Bell et al. (2003) and the $(B-V)_0$ colour.

$$M/L_K = 10^{-0.206+0.135\times(B-V)_0}, \quad (7)$$
$$M/L_J = 10^{-0.261+0.433\times(B-V)_0}. \quad (8)$$

Next, we calculated $M_\star$ of the galaxy from J and K magnitudes,

$$M_{\star 1} = 10^{\left(\frac{M_K-3.28}{-2.5}\right)} \times M/L_K, \quad (9)$$
$$M_{\star 2} = 10^{\left(\frac{M_J-3.64}{-2.5}\right)} \times M/L_J. \quad (10)$$

with the definite $M_\star$ obtained as the average of the latter values. The $M_\star$ is used to derive the stellar mass of a globular cluster (GC) at the turn-over of the GC mass function ($M_{\rm GC,TO}$), which is assumed as the average mass of GC. For this, we used the linear relation, in logarithmic scale, derived by Harris et al. (2014b).

$$M_{\rm GC,TO} = 10^{(0.109\times\log_{10}(M_\star)+4.125)}. \quad (11)$$

Thus, the stellar mass contained in the GCS arises as the product of $M_{\rm GC,TO}$ and the number of members in the galaxy, provided by Harris et al. (2014a).

Finally $M_{\rm Halo}$ is obtained from its proportionality with M_{GCS}. In particular, we use the ratio derived by Hudson et al. (2014)

$$\frac{M_{\rm GCS}}{M_{\rm Halo}} = (4.5 \pm 0.28) \times 10^5. \quad (12)$$

The results are presented in Table 1 along with the data extracted from the number of GC, the mass of the central BH, and the radius and mass enclosed within 5 $R_{\rm eff}$.

In Figure 1, the halo mass is shown, calculated using tracers obtained from Harris et al. (2014a) and that calculated through the observational relation.

Table 1. Dark Matter Halo Mass along with the Observational Data for Each Galaxy.

NGC	GCs	$M_{\rm BH}$ 10^8 $M_\odot$	$5R_{\rm eff}$ Kpc	M_{5Reff} 10^{11} $M_\odot$	$M_{\rm Halo}$ 10^{12} $M_\odot$
1316	647±100	1.73±0.20	58	21.0±2	4.225±0.66
3607	600±200	1.41±0.12	28	5.0±0.3	3.484±1.16
4697	229±50	1.90±0.09	35	3.0±0.4	1.222±0.27

Table 2. Dark matter halo mass, core mass, and spatial extension predicted by the RAR model.

NGC	R_{Core} 10^{-7} Kpc	M_{Core} 10^8 $M_\odot$	R_{Halo} Kpc	M_{Halo} 10^{12} $M_\odot$
1316	1.332	1.723	161.35	4.242
3607	1.775	1.142	139.40	3.517
4697	1.094	2.012	138.41	1.220

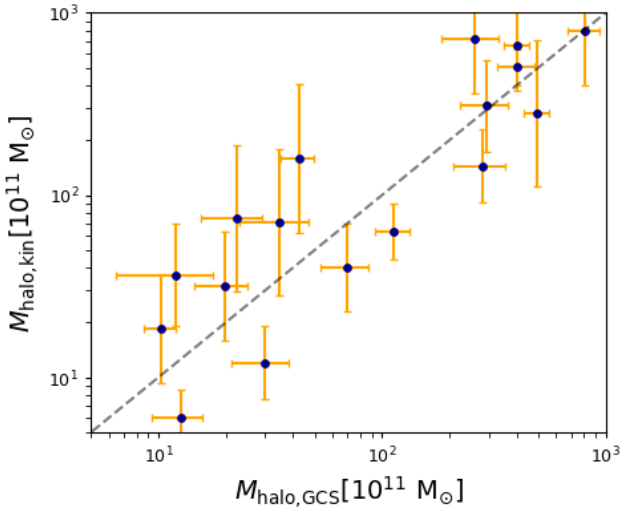


Fig. 1. M_{Halo} Obtained from Tracers vs. M_{Halo} Calculated from the M_{SCG} Relation

3. Dark Matter Halo Mass Profiles using the RAR Model

We use the RAR model along with the calculated data of the M_{halo} from the previous section, together with the M_{BH} data and the mass enclosed within 5 R_{eff}. In particular, we use two boundary mass conditions (M_{BH}, $M_{5R_{eff}}$ to solve the RAR model equations through a best-fit procedure as defined in Argüelles et al. (2019). Moreover, since the dense fermion cores is aimed to work as alternative to the BH, the core mass (M_{core}) is set as M_{BH}. Additionally, it is worth noting that the extension of the DM halo was not imposed in the model for fitting but was instead predicted by it as shown in 2 as a continuous horizontal line.

The RAR model provides a mass profile for the DM halo, which, based on seed RAR model parameters obtained from Argüelles et al. (2019), determines, if possible, the solution that best fits the input data.

Figure 2 shows these mass distribution profiles. For all three galaxies. We successfully found a dark matter mass distribution profile that fits our calculations in which the central BH is replaced with a dense fermionic cores of $\sim 10^8$ $M_\odot$, having compact core radii of $\sim 10^{-7}$ Kpc and a diluted halo with an extension between $\sim$ 140 − 160 Kpc, within which the entire DM halo mass is contained. The observational data for the mass enclosed within 5 R_{eff} is also contained within the solution found by the model, as shown in the figure with filled points (The DM core mass working as a BH alternative is also marked with filled points through the central part of the profile at R_{core}).

The table 2 presents the predicted data from these profiles. Note that the mass predicted for the DM halo by the RAR model differs by 0.001 % from the one calculated using the M_{SCG}/M_{Halo} relation, except for NGC 3607, where the difference is considerably larger though still within 1σ. However, we attribute this discrepancy to the large error in the number of GC for this galaxy.

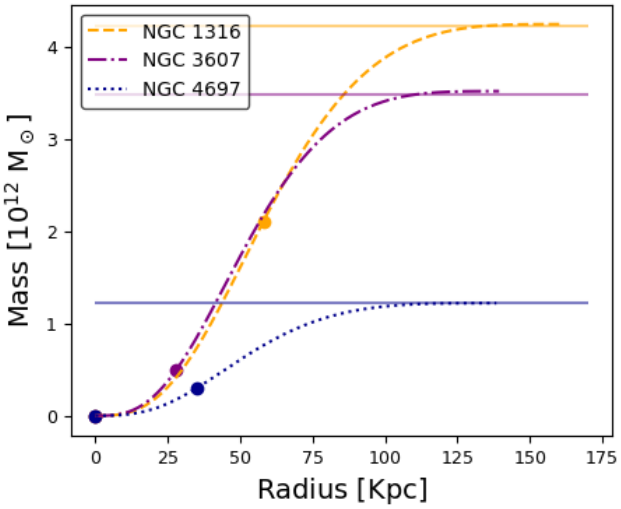


Fig. 2. Predicted Mass Distribution Profiles by the RAR Model

4. Conclusion and Future Work

In this work, we studied the observational relationship $M_{\rm SCG}/M_{\rm Halo}$ for a sample of three elliptical galaxies. This relation allowed us to calculate the mass of the DM halo for these galaxies directly, without the need for expensive telescope time allocation. As shown in Figure 1 the obtained results are in good agreement. Both methods show similar results within the error bars, which we aim to improve by reducing their uncertainty through a better estimation of the number of GCS. Therefore, this method enables us to estimate the mass of halos in low-mass galaxies, which, as mentioned before, are scarce due to the difficulty of estimating them with tracers.

We used this mass to fit mass-distribution profiles of halos predicted by the semi-analytical RAR model. In these profiles, the dense DM core works as an alternative to the BH hypothesis, contrasting the paradigm of central BHs in galaxies whose mass is below a critical value.

We conclude that, for the analyzed galaxy sample, there is a solution for the mass distribution that includes a compact fermionic DM core surrounded by a diluted halo.

We aim to expand the galaxy sample with BH mass and total mass determinations from existing literature data and explore solutions with particles of different masses. Moreover, for galaxies with $M_{\rm BH} \geq 2{\times}10^8$ $M_\odot$, we will study new fermionic dark matter equilibrium profiles around the central BH, which are expected to develop a central "spike" according to Sadeghian et al. (2013).

References

Argüelles C.R., et al., 2019, Physics of the Dark Universe, 24, 100278

Argüelles C.R., et al., 2023, Universe, 9, 197

Argüelles C., et al., 2018, Physics of the Dark Universe, 21, 82–89

Argüelles C.R., et al., 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 502, 4227

Bell E.F., et al., 2003, ApJS, 149, 289

Forbes D.A., et al., 2018, MNRAS, 481, 5592

Frenk C.S., White S.D.M., 2012, Annalen der Physik, 524, 507

Harris G.L.H., Poole G.B., Harris W.E., 2014a, MNRAS, 438, 2117

Harris W.E., Harris G.L., Hudson M.J., 2015, ApJ, 806, 36

Harris W.E., et al., 2014b, ApJ, 797, 128

Hudson M.J., Harris G.L., Harris W.E., 2014, ApJL, 787, L5

Sadeghian L., Ferrer F., Will C.M., 2013, Phys. Rev. D, 88, 063522

Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103

Disrupted and surviving satellites of Milky-Way-mass galaxies: connecting their properties with their host accretion histories

S.E. Grimozzi[1,2], M.E. De Rossi[1,2], & A.S. Font[3]

[1] *Departamento de Física, FCEN–UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Reino Unido*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 30 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Existen dos poblaciones de galaxias enanas que pueden ser asociadas a la Vía Láctea (VL): las acretadas que se fusionaron completamente con ella en el pasado y las sobrevivientes que orbitan a su alrededor hoy en día. En este trabajo, analizamos la composición química del gas frío en ambas poblaciones asociadas a galaxias tipo VL en las simulaciones `ARTEMIS`. Encontramos que, a masa estelar fija, las acretadas tienen menor metalicidad y mayor enriquecimiento de elementos α que las sobrevivientes. A masa estelar fija, las acretadas con menor metalicidad y mayor [Mg/Fe] presentan mayores fracciones de gas capaz de formar estrellas y fueron acretadas a *redshifts* más altos. En el caso de las sobrevivientes, encontramos una tendencia similar tanto para la metalicidad como para la abundancia de [Mg/Fe] en el gas.

Abstract / Two populations of dwarf galaxies can be associated with the Milky Way (MW): the disrupted dwarfs that fully merged with it in the past and the surviving satellites that orbit around it in the present time. In this work, we analyzed the chemical composition of the cold gas in both populations of dwarfs associated with MW like galaxies in the `ARTEMIS` simulations. We found that, at fixed stellar mass, disrupted dwarfs have lower gas phase metallicity and are more $\alpha-$enhanced than surviving dwarfs. We also noticed that disrupted satellites accreted earlier and with higher SF gas fractions had lower metallicity and higher [Mg/Fe] at fixed mass. In the case of surviving dwarfs, we obtained a similar trend for both gas-phase metallicity and [Mg/Fe] abundance.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: dwarf — galaxies: evolution — galaxies: formation

1. Introduction

According to the standard Lambda cold dark matter (ΛCDM) model, the formation of galaxies similar to the Milky Way (MW) is a hierarchical process (White & Frenk 1991). Large galaxies accrete and disrupt smaller structures like dwarf galaxies, thus increasing their masses and changing their chemical compositions. The study of the tidal debris generated by these accretion events can provide useful insights about the merger history of the MW, which could help us determine whether it is typical among other similar galaxies (Naidu et al. 2020). It has been found that these disrupted satellites exhibit different properties compared to the surviving ones that orbit the MW today (Naidu et al. 2022). Stellar populations in our galaxy that were found to be the remains of dwarf galaxies accreted long ago have chemical compositions different from those of present-day satellites. Similar differences have been found in MW-like systems in cosmological simulations (Khoperskov et al. 2023,Grimozzi et al. 2024).

Since star formation is fueled by cold gas, the gas-phase metallicity ($Z_{\rm gas}$) of these dwarf galaxies affects the chemical composition of their stars. This implies that the different abundances of elements present in the stars of both disrupted and surviving dwarfs may be related to differences in their gas phases. For example, it has been observed that the mass-metallicity relation (MZR) of the gas is similar to that of stars, while both $Z_{\rm gas}$ and stellar metallicity (Z_*) increase with stellar mass (M_*) (Tremonti et al. 2004, Gallazzi et al. 2005, Gallazzi et al. 2014), although the former flattens at high masses (Fraser-McKelvie et al. 2022). Studies on the evolution of the MZR have also shown that metallicity decreases with redshift in both phases (for the gas phase, see Tremonti et al. 2004, Andrews & Martini 2013, Curti et al. 2020, for the stellar phase, see Gallazzi et al. 2005, Zahid et al. 2017, Cullen et al. 2019).

In the case of disrupted dwarfs, it is difficult to trace the remnants of the tidally disrupted gas inside the MW. Here, cosmological simulations can play an important role, by providing more insights into the chemical composition of the gas in the accreted galaxies. In a previous work, we studied the stellar chemical properties of accreted dwarfs in the `ARTEMIS` simulations (Grimozzi et al. 2024). Here, we present complementary results on the properties of the gas phase of these dwarfs.

✉ *Contact* / salvy.eg279@gmail.com

Research article

2. Simulations and samples

2.1. ARTEMIS simulations

ARTEMIS is a collection of cosmological hydrodynamical simulations of Milky Way-mass halos (Font et al. 2020) performed using the GADGET-3 code (Springel 2005). The simulations adopt the same subgrid physical model as in the EAGLE simulations (Schaye et al. 2015), except a recalibration of parameters related to the efficiency of stellar feedback. Run in periodic cubic volumes of 25 Mpc h^{-1} on a side, the "zoomed-in" technique is applied, which allows higher spatial and particle resolutions around MW-mass like galaxies (Bertschinger 2001). The initial masses for gas and dark matter particles in ARTEMIS are $m_{\rm gas} = 2.23 \times 10^4$ M$_\odot$ and $m_{\rm DM} = 1.17 \times 10^5$ M$_\odot$, respectively, which are lower than those in the high resolution L025N0752 runs in EAGLE, with initial particle masses of $m_{\rm gas} = 2.26 \times 10^5$ M$_\odot$ and $m_{\rm DM} = 1.21 \times 10^6$ M$_\odot$. The main subgrid physical processes included in ARTEMIS are metal-dependent radiative cooling, hydrogen reionization, star formation, stellar feedback and evolution, black hole formation and evolution (through gas accretion and mergers), and feedback from active galactic nuclei.

2.2. Definitions

Throughout Sect. 3.2, we study the merging history of MW-mass galaxies by using different proxies. One is the redshift of accretion ($z_{\rm acc}$), defined as the redshift when the dwarf reaches its maximum M_*. This choice is motivated by the finding that, as they cross the virial radius (R_{200}⋆) of their host, most disrupted dwarfs continue to form stars until they begin to disrupt. For surviving dwarfs, which typically accrete late, we use instead z_{50}, defined as the median redshift at which they reached $\sim 50\%$ of their maximum stellar mass. The values of stellar mass (M_*), star-forming gas mass ($M_{\rm SF}$), and of the abundances of individual chemical elements used in this work correspond to the SubHalo catalogues in ARTEMIS, which are equivalent to those in EAGLE database (see McAlpine et al. 2016)⋆⋆.

3. Results

3.1. Gas-phase chemical composition

For star-forming gas, we use the oxygen abundance as a proxy for the gas metallicity. In the top panel of Fig. 1, we show the gas-phase MZR of all disrupted and surviving dwarfs in ARTEMIS containing at least one particle of star-forming gas ($m_{\rm SF} \geq 2.23 \times 10^4$ M$_\odot$). In accordance with observations, there is a clear correlation between the oxygen abundances and stellar masses in both populations. At fixed stellar mass, surviving dwarfs are more chemically enriched than disrupted ones, with the exception of most massive galaxies ($M_* \gtrsim 10^{9.5}$ M$_\odot$). In addition, the scatter in oxygen abundances is larger for disrupted dwarfs and decreases with mass. The dwarfs that reached the highest masses had more time to form stars and were therefore accreted at later times, whereas less massive ones could be accreted at different redshifts.

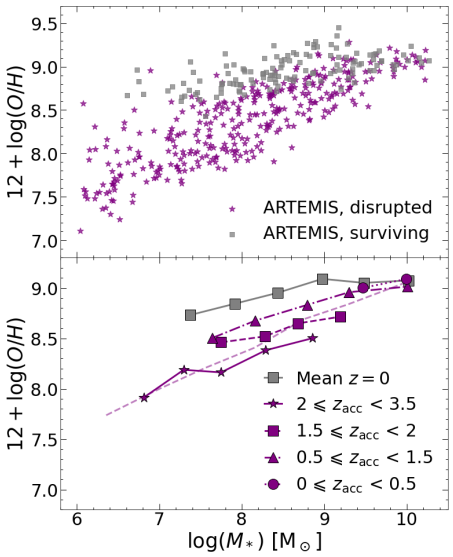


Fig. 1. *Top*: The gas-phase MZR of disrupted (purple stars) and surviving (grey squares) dwarfs. Oxygen abundance is used as a proxy for metallicity. *Bottom*: Mean MZR of surviving dwarfs at $z = 0$ (grey) and of disrupted dwarfs at their accretion $z = z_{\rm acc}$ (purple), separated in four redshift bins. The purple dashed line in the background indicates the median of the whole disrupted population. Most surviving dwarfs are devoid of SF gas, hence their low numbers.

The scatter in metallicity is larger for disrupted dwarfs than for surviving ones. This can also be explained by the disrupted dwarfs having been accreted at different redshifts, unlike the surviving dwarfs (shown here at $z = 0$). The evolution of the mean gas-phase MZR, shown in the bottom panel of Fig. 1, supports this explanation. Here, the disrupted population is separated into four sub-populations based on their $z_{\rm acc}$. Galaxies that were accreted earlier had lower metallicity at accretion, whereas those that were accreted near $z = 0$ have similar abundances to their surviving counterparts. A similar evolutionary trend is seen in observations (Zahid et al. 2014), as well as in the stellar debris of disrupted dwarfs in ARTEMIS (Grimozzi et al. 2024).

The $\alpha-$enhancement is estimated by the relative abundance of magnesium over iron in the star-forming gas, [Mg/Fe]$_{\rm SF}$. The top panel of Fig. 2 shows the $M_* -$ [Mg/Fe]$_{\rm SF}$ relationship of both disrupted dwarfs and surviving dwarfs. At fixed mass, the [Mg/Fe] in the SF gas is higher in disrupted dwarfs than in surviving ones. For disrupted dwarfs, [Mg/Fe]$_{\rm SF}$ also decreases as M_* increases. Similar trends were found for the stellar component of disrupted galaxies in ARTEMIS (Grimozzi

⋆Radius within which the density is 200 times the critical density of the Universe

⋆⋆These masses are calculated by adding the masses of all the particles assigned to an independent subhalo by the simulation rather than those within a specific radius. However, this selection doesn't affect the general trends in scaling relations involving those masses (see De Rossi et al. 2017; Lara-López et al. 2019).

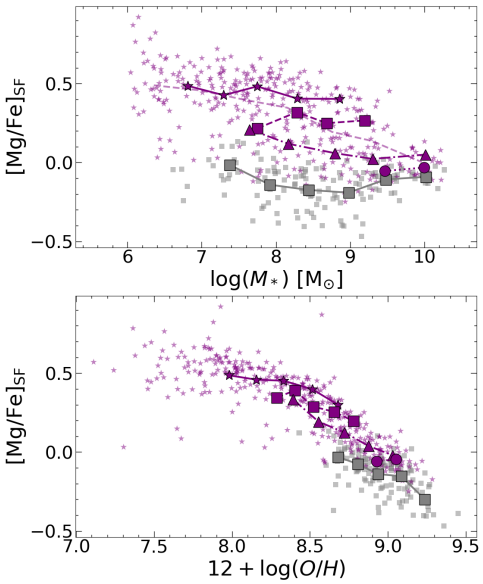


Fig. 2. Gas-phase [Mg/Fe]$-M_*$ (*top*) and [Mg/Fe]$-$ metallicity (*bottom*) relations for disrupted (purple stars) and surviving (grey squares) dwarf galaxies in the ARTEMIS simulations. See Fig. 1 for the legend.

et al. 2024) and may be explained by the fact that early accreted galaxies tend to experience more bursty star formation processes than those accreted later (Robertson et al. 2005, Khoperskov et al. 2023). The fact that $[\mathrm{Mg/Fe}]_{\mathrm{SF}}$ increases with z_{acc} supports this hypothesis.

The relation between metallicity and the $\alpha-$enhancement is shown in the bottom panel of Fig. 2. A similar trend is shared by both populations: the more oxygen rich the SF gas of a dwarf is, the lower its $\alpha-$element abundances are. This relation shows a dependence with z_{acc} as well. We also note that it has a knee, with a steeper decline of $[\mathrm{Mg/Fe}]_{\mathrm{SF}}$ in galaxies at the high-metallicity end. This knee is located in the region delimited by $8.4 \lesssim 12 + \log(O/H) \lesssim 8.7$ and $0.25 \lesssim [\mathrm{Mg/Fe}]_{\mathrm{SF}} \lesssim 0.50$, where the average z_{acc} is around 2, close to the observed maximum of the Star Formation Rate density of the Universe (e.g., Madau & Dickinson 2014).

3.2. Chemical composition and accretion histories

Figures 1 and 2 show that the scatter in the gas-phase MZR and in the gas-phase $M_* - [\mathrm{Mg/Fe}]_{\mathrm{SF}}$ relation is larger for the disrupted population. Since disrupted dwarfs were accreted by their MW-mass hosts at various redshifts, the difference in the mentioned scatter may be caused by hosts experiencing different accretion histories. In order to study this effect, we evaluated the previous relations according to parameters associated with the accretion history of a galaxy. For disrupted dwarfs, we used the z_{acc} and the fraction of cold star-forming gas (f_{SF}, which correlates with the star formation rate), whereas for surviving dwarfs, instead of z_{acc}, we evaluated z_{50}, i.e., when they were not yet accreted.

In Fig. 3, we color-code the gas-phase MZR of both populations with the aforementioned parameters. Panel (1) shows that there is a strong anti-correlation between z_{acc} and both SF gas metallicity and stellar mass; the more massive and oxygen-rich dwarfs were accreted at later times. Panel (2) shows the same trend for f_{SF}. In the case of surviving dwarfs (right panels), there is no notable correlation between z_{50} and either metallicity (Panel 3) or stellar mass (Panel 4). This can be attributed to the fact that galaxies without SF gas are not included in this sample, most of which have low masses and high z_{50} (see Grimozzi et al. 2024). For f_{SF}, the correlation is weaker than in the case of disrupted satellites, but generally, oxygen-poor dwarfs have higher star-forming gas fractions.

The $[\mathrm{Mg/Fe}]_{\mathrm{SF}} - M_*$ relation, color-coded as the MZR in Fig. 3, is shown in Fig. 4. Panel (1) shows that the $\alpha-$enhancement of disrupted satellites correlates strongly with z_{acc}: dwarfs with higher gas-phase [Mg/Fe] abundances were accreted at earlier times. As in the analysis of Fig. 2, this correlation can be associated with more bursty star formation histories of early accreted galaxies. Another possible factor is the delay time between the occurrence of Type II and Type Ia supernovae (SN II and SN Ia, respectively), with the former taking place in earlier than the latter. SNII produce more $\alpha-$elements and less iron than SNIa, which may contribute to the increase in [Mg/Fe] abundances in the early accreted dwarfs. Panel (2) shows that f_{SF} has a similar behavior, with the early accreted, more $\alpha-$enhanced dwarfs having larger SF gas reservoirs. We note the existence of a small number ($\lesssim 10$) of SF-gas deprived disrupted dwarfs accreted at high redshift. The gas content of dwarf galaxies can be affected by the environment surrounding them, especially in the case of less massive satellites with low gravitational potentials. These structures may not be able to retain most of their gas reservoirs as they orbit around their more massive hosts after accretion, which could explain the existence of this small sub-population.

The right panels of Fig. 4 show the same relation for surviving dwarfs with z_{50} instead of z_{acc}. It is difficult to identify a clear trend in the case of the Panel 3, although it is interesting to note that surviving satellites with lower z_{50} are not present among those with the lowest [Mg/Fe] abundances. Regarding the SF gas fraction presented in 4 (Panel 4), we observe the same trend as in the disrupted population: satellites with lower $\alpha-$enhancement contain less cold gas. These dwarfs may have been gravitationally bound to their main hosts for longer times, forming stars as they orbit them, decreasing their $\alpha-$element abundances and depleting their gas reservoirs with time.

4. Conclusions

We analyzed the properties of the gas-phase in both disrupted and surviving dwarfs in MW-mass hosts in the ARTEMIS cosmological simulations. This study was able to obtain trends for the star-forming gas which are similar to those found previously for the stellar components by Grimozzi et al. (2024). The results of this work can be summarized as follows:

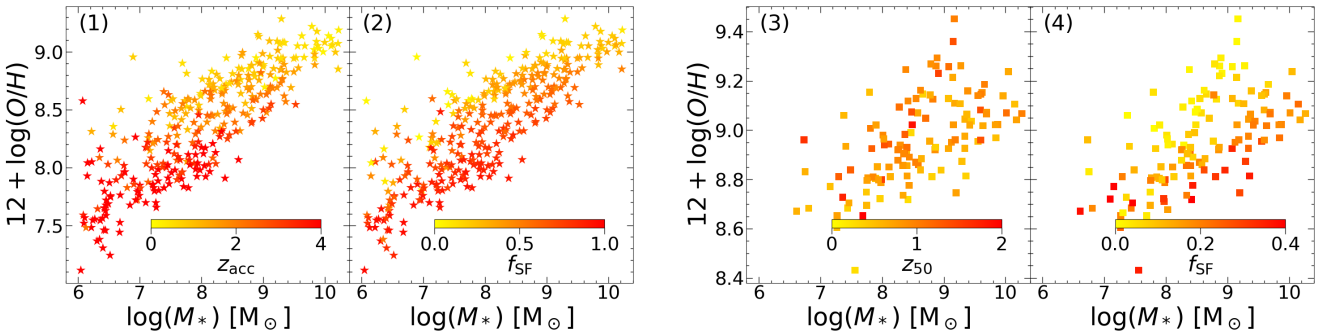


Fig. 3. *Left panels*: gas-phase MZR of disrupted dwarfs color-coded by $z_{\rm acc}$ (1) and star forming gas fraction (2). *Right panels*: gas-pase MZR of surviving dwarfs color-coded by z_{50} (3) and star forming gas fraction (4).

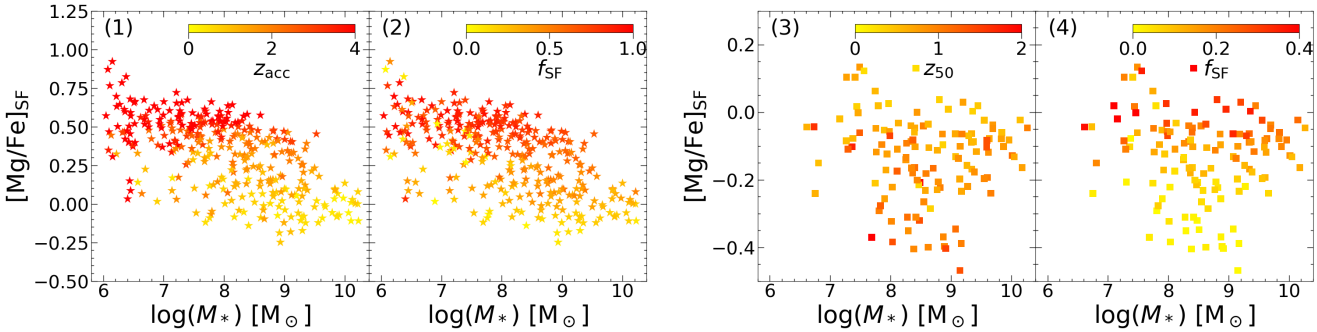


Fig. 4. *Left panels*: gas-phase [Mg/Fe] $-$ M_* relation of disrupted dwarfs color-coded by $z_{\rm acc}$ (1) and star forming gas fraction (2). *Right panels*: gas-phase [Mg/Fe] $-$ M_* relation of surviving dwarfs color-coded by z_{50} (3) and star forming gas fraction (4).

- We obtained the gas-phase MZR and the $M_* - [{\rm Mg/Fe}]_{\rm SF}$ relation of both disrupted and surviving dwarfs. At fixed stellar mass, the SF gas in the surviving population is richer in oxygen and less $\alpha-$enhanced than in the disrupted one.
- The gas-phase metallicity of disrupted satellites decreases with the redshift of accretion. Since the dwarfs in this population were accreted at different redshifts ($z_{\rm acc}$), this would explain the larger scatter in the MZR of their gas compared to the scatter in the surviving ones.
- The $[{\rm Mg/Fe}]_{\rm SF}$ abundances decrease as the metallicity of the gas increases in both populations. In the case of disrupted dwarfs, this relation presents a knee around $12 + \log(O/H) \approx 8.5$.
- In the case of disrupted satellites, the scatter in both their gas-phase MZR and their $M_* - [{\rm Mg/Fe}]_{\rm SF}$ relation correlates with their $z_{\rm acc}$ and their fraction of SF gas at accretion. For surviving dwarfs, the latter fraction also correlates with the scatter in both relations, but no notable correlation was found between z_{50} and the scatter.

Acknowledgements: We thank the reviewer of this article for the constructive comments that helped to improve this manuscript. The authors of this paper thank the members of the `EAGLE` team for making their cosmological simulation code available for the `ARTEMIS` project and John Helly for constructing the merger trees for the MW-mass haloes studied here. The ARTEMIS project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No 769130). We acknowledge support from *Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación* (Agencia I+D+i, PICT-2021-GRF-TI-00290, Argentina).

References

Andrews B.H., Martini P., 2013, ApJ, 765, 140
Bertschinger E., 2001, The Astrophysical Journal Supplement Series, 137, 1
Cullen F., et al., 2019, MNRAS, 487, 2038
Curti M., et al., 2020, MNRAS, 492, 821
De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
Font A.S., et al., 2020, MNRAS, 498, 1765
Fraser-McKelvie A., et al., 2022, MNRAS, 510, 320
Gallazzi A., et al., 2005, MNRAS, 362, 41
Gallazzi A., et al., 2014, ApJ, 788, 72
Grimozzi S.E., Font A.S., De Rossi M.E., 2024, MNRAS, 530, 95
Khoperskov S., et al., 2023, A&A, 677, A91
Lara-López M.A., et al., 2019, MNRAS, 490, 868
Madau P., Dickinson M., 2014, ARA&A, 52, 415
McAlpine S., et al., 2016, Astronomy and Computing, 15, 72
Naidu R.P., et al., 2020, ApJ, 901, 48
Naidu R.P., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.09057
Robertson B., et al., 2005, ApJ, 632, 872
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
White S.D.M., Frenk C.S., 1991, ApJ, 379, 52
Zahid H.J., et al., 2014, ApJ, 791, 130
Zahid H.J., et al., 2017, ApJ, 847, 18

Blue Elliptical galaxies in the Fornax cluster through S-PLUS data

D. Brandão[1], A. Cortesi[1,2], R.F. Haack[3,4], L.A. Gutiérrez-Soto[3], F. Ferrari[5], A.R. Lopes[3], A.V. Smith Castelli[3,4], P.A. Lopes[1] & D. Brambilla[1]

[1] *Observatório do Valongo, UFRJ, Brazil*
[2] *Instituto de Física, UFRJ, Brazil*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[4] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[5] *Universidade Federal do Rio Grande, Instituto de Matemática, Estatística e Física, Brazil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las galaxias elípticas (E) suelen encontrarse en regiones densas del Universo, como grupos y cúmulos, y presentan una forma elipsoidal suave y regular. Una de sus principales características es el color rojo, resultado de su población estelar antigua. Sin embargo, trabajos recientes han demostrado la existencia de galaxias elípticas azules y han descubierto que, generalmente, son objetos de baja masa que habitan en regiones de baja densidad, contrario a las características previamente conocidas de este tipo de objetos. Su formación sigue siendo un campo abierto de investigación. Nuestro interés particular es identificar y estudiar este tipo de objetos en cúmulos de galaxias. Usando datos recientes obtenidos con S-PLUS, buscamos estudiar las galaxias elípticas azules de Fornax utilizando fotometría multibanda. Los datos de S-PLUS se complementan con datos del relevamiento de imágenes de legado DES (DES Legacy Imaging Surveys), un relevamiento más profundo que S-PLUS, lo que nos permite cuantificar mejor la morfología de las galaxias. Con el software Morfometryka, obtuvimos los parámetros morfométricos generados a partir de las imágenes en la banda r del relevamiento de legado DES. Con un método de Análisis de Componentes Principales (PCA), identificamos los parámetros que mejor separan las morfologías de las galaxias, en particular el parámetro de suavidad (S3) y el radio petrosiano (Rp). Identificamos galaxias elípticas azules utilizando un diagrama color-magnitud y una inspección visual (en total 25 objetos), tres de los cuales presentan emisión en H_α. Encontramos que la mayoria galaxias elípticas azules identificadas son consistentes con ser esferoidales enanas ($M_r < -19$), abarcando una gama de parámetros morfológicos sugiriendo que son una clase de objetos compuesta, cuyo color azul podría ser el resultado de diferentes procesos, como la formación estelar y la actividad de núcleos galácticos activos (AGN).

Abstract / Elliptical (E) galaxies are usually found in dense regions of the Universe, such as groups and clusters, and have a smooth and regular ellipsoidal shape. One of their main characteristics is the red colour, resulting from their old stellar population. However, recent works have shown the existence of blue elliptical galaxies and discovered that they are generally low mass objects, which inhabits low-density regions. Their formation is still an open field of research. Our particular interest is to identify and study these types of objects in galaxy clusters. Using recently obtained S-PLUS data, we study the blue elliptical galaxies of the Fornax Cluster using multi-band photometry. The S-PLUS data is complemented with data from the DES Legacy Imaging Surveys, a deeper survey than S-PLUS, which allows us to better quantify the galaxies morphologies. With the Morfometryka software, we obtained the morphometric parameters, generated from the images in the r band of the DES Legacy survey. With a Principal Component Analysis (PCA) method, we identify the parameters that best separate the morphology of galaxies, namely the smoothness parameter (S3) and the petrosian radius (Rp). We identify blue elliptical galaxies using a colour magnitude diagram and visual inspection (in total 25 objects), three of which present H_α emission. We find that the majority of the identified blue elliptical galaxies are consistent with being dwarf spheroids ($M_r < -19$), spanning a range of morphological parameters, which suggest they are a composite class of objects, whose blue colour could be the result of different processes, such as star formation and AGN activity.

Keywords / Galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: volution — galaxies: clusters: individual (Fornax)

1. Introduction

Galaxies are vast collections of stars, gas, dust, and dark matter, exhibiting a wide variety of shapes and characteristics. Hubble's classification scheme (Tuning Fork diagram Hubble (1936)) categorizes galaxies based on their morphology into two primary types: early type (comprising elliptical and lenticular) galaxies and late type (spiral and irregular) galaxies. Elliptical and lenticular galaxies are typically red because of their older, metal-rich stellar populations, whereas spiral galaxies appear blue, reflecting the presence of younger, more massive stars. A well-known trend in galaxy evolution is the morphology-density relation (Dressler (1980), which shows that elliptical and lenticular galaxies are found more frequently in the dense cores of galaxy clus-

✉ *Contact* / debora21@ov.ufrj.br

ters, whereas spirals dominate less dense regions such as galaxy outskirts and the field. However, a class of elliptical galaxies known as *blue ellipticals* has emerged as an intriguing subject of study, as it contradicts all these previously established characteristics (Bamford et al. (2009)). Our research focuses on studying blue elliptical galaxies within the Fornax cluster, the nearest rich galaxy cluster in the southern sky (D $\sim$ 20 Mpc; Smith Castelli et al. (2024)) to better understand their origins and the environmental factors that influence their properties.

2. Data

The S-PLUS Fornax Project (S+FP: Smith Castelli et al. 2024) aims to study the Fornax cluster using images provided by the Southern Photometric Local Universe Survey (Mendes de Oliveira et al. (2019). The S+FP data consist of wide-field (1.4×1.4 deg^2) images obtained in the 12 photometric bands of S-PLUS, of 106 pointings covering $\sim$ 208 deg^2 around NGC 1399. In addition, we have obtained improved photometry with respect to that delivered by S-PLUS, in order to properly detect and characterize faint and compact objects in the vicinity of bright galaxies and optimize the detection and characterization of star-forming and large galaxies (Haack et al., 2024). It thus solves the non-detection or excessive subdivision of galaxies into more than one object, which is an issue found in the S-PLUS released catalogues and in those of other surveys such as the DECam Legacy Survey (DECaLS; Dey et al., 2019) and the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS, Cenarro et al., 2019). Our data is complemented by the DES Imaging Survey (Dark Energy Survey Collaboration et al. (2016), which provides deeper images than those of S-PLUS and, as a consequence, enables us to better detect faint objects.

3. Method

In the context of the S+FP, we started with a visual inspection of the galaxies contained in the sample derived from the literature, in order to perform an initial classification regarding their morphologies (Smith Castelli et al. (2024)). In this pilot study we focused on galaxies within two virial radius, encompassing 241 objects.

Initially, we built a colour-magnitude diagram from S-PLUS photometry (g-r vs. Mr) to identify blue objects, see Smith Castelli et al. (2024). The magnitudes were corrected for galactic extinction and the absolute magnitudes were obtained using standard cosmological parameters and the luminosity distance (D_L) estimated from the photometric redshift, using the following relation: $M_r = m_r - 5(\log(D_L) - 1$, where m_r is the *auto* magnitude in the $r-$band . We selected as 'blue' objects the ones that fall in the blue cloud, as determined by Dhiwar et al. (2022). Then, we created images of all the blue galaxies using the DES Legacy Imaging Survey, which is $\simeq$ 4 times deeper than the S-PLUS survey, allowing us to see substructures and satellites. After that, we selected those objects that had smooth photometric profiles, without spiral arms as blue early type galaxies, in total 25 objects. Our main goal is to study the relation with environment and the stellar population of the identified blue early type galaxies.

To obtain a robust morphological classification of the galaxies in our sample we recover non-parametric estimations such as Concentration (C), Asymmetry (A), Smoothness (S), Gini Coefficient (G), Entropy (H), Spirality (σ_ψ), Second Moment (M_{20}), Petrosian Radius (R_p), using the code Morphometryka (MFMTK, Ferrari et al. (2015)). MFMTK is a cutting-edge program for retrieving the morphometric parameters of galaxies. It requires no initial input for the fitting process, except for the galaxy image, approximately centred, and a PSF image. The program iteratively estimates the sky background, segments the image, performs basic photometry, and measures the morphometric parameters.

To identify the parameters that better separate the objects in our sample in different categories we employed a Principal Component Analysis (PCA), a statistical technique designed to simplify data analysis by reducing its dimensionality while preserving as much variability as possible in the reduced-dimensional space from the original dataset. PCA has been extensively used in Astronomy. For instance, it has been used to detect variable stars in multi-band light curves (Süveges et al., 2012; Sokolovsky et al., 2017) and to explore scaling relations of metallicity, stellar mass, and star formation rate in metal-poor starbursts (Hunt et al., 2012). More recently, PCA has proven effective in analysing galaxy morphology using data from the IllustrisTNG simulations (Çakir & Buck, 2024), capturing key morphological features and significantly reducing data dimensionality while maintaining high reconstruction accuracy. Additionally, it has been employed to investigate the chemical diversity of the Milky Way, identifying distinct stellar populations based on chemical abundances (Buckley et al., 2024).

Fig. 1 shows the parameters used in the PCA analysis and their variance within the first principal component, PC1, indicating that the most important parameters for this sample of galaxies are smoothness, $S3$, and the petrosian radius, Rp. In Fig. 2, we provide a visual example of the PCA results. It illustrates the values of the first three components for every galaxy in the sample. The points are color-coded using a gradient regard their morphology, defined by the first visual classification, ranging from red (elliptical galaxies) to blue (spiral galaxies), showing a clear separation between early and late type galaxies.

4. Results

From Fig. 1 it is possible to understand that the parameters with the higher variance in the first eigenvectors (PC1) are smoothness and the petrosian radius. It is interesting to notice that indeed, as shown in Fig. 3, the Fornax cluster has a large population of dwarf spheroidals, which explains the importance of the petrosian radius, separating the dwarf systems (red dots) from the larger galaxies of all morphologies (spiral, ellipticals and S0s). The smoothness parameters, S3, in-

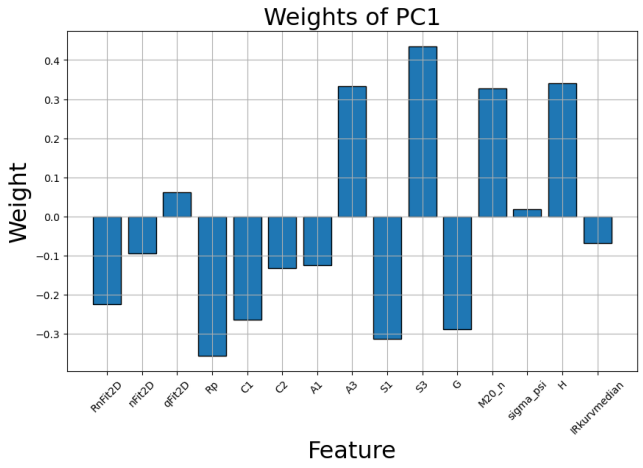


Fig. 1. Result of the PCA, showing the variance of the parameters associated to the first component, PC1

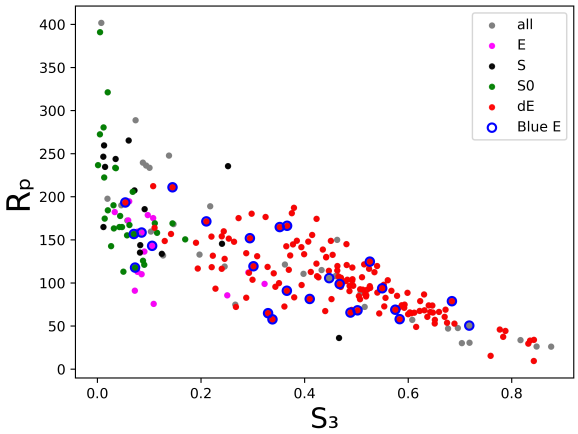


Fig. 3. Petrosian Radius vs Smoothness plot. Objects are colour-coded according to their visual morphology. Elliptical galaxies tend to have larger values of S_3

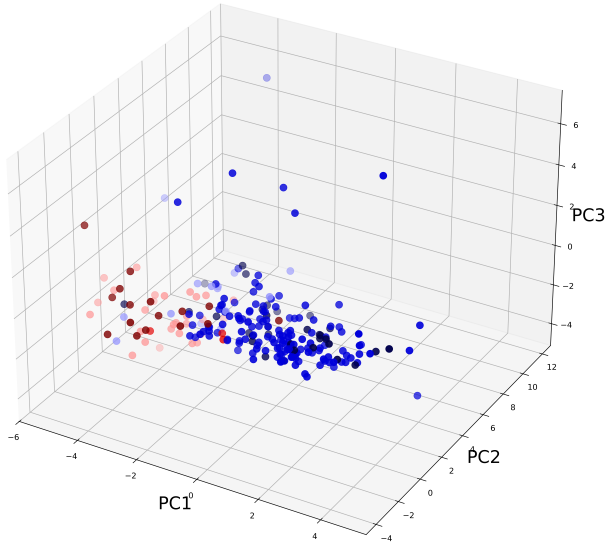


Fig. 2. 3D plot showing the morphological classification of the sample based on the results obtained from the PCA. Color-coded according to morphology, ranging from red (Ellipticals) to blue (Spirals).

stead, separates spiral galaxies from elliptical and dwarf elliptical galaxies. Lenticular galaxies present a variety of $S3$ parameters, probably caused by the presence of bars and rings. The blue elliptical galaxies also span a range of values in this diagram, connecting the two main groups (dwarfs/non-dwarfs). Looking at Fig. 3, we can see that some blue E have low smoothness, i.e. high asymmetries, and are consistent with being perturbed, suggesting that the blue E are a composite class of objects.

Recently, Haack et al. (2024) published three new catalogues of S-PLUS photometry for the objects lying within the 208 deg of Fornax Cluster, optimizing the detection and characterization of star-forming and large galaxies. Using this new catalogues we could recreate the colour-magnitude diagram, see Fig. 4 (right panel), to verify if the blue Elliptical galaxies selected are confirmed to have blue colours, using these more precise photometric measurements. We find that two of the galaxies in the blue elliptical sample have to be discarded.

We also recover the color within the 6″ aperture (Fig. 4, left panel) that covers the center of the galaxies. In fact, in this way we can understand which part of the galaxy is contributing to the integrated blue color and associate different colour gradients to different formation mechanisms. It has been suggested that morphological quenching may be responsible for the inside-out quenching (redder centers) seen in all environments, while outside-in quenching would be the results of ram pressure stripping and galaxy mergers (bluer centers), see Lin et al. (2019). In Fig. 4, we can see that about five of the blue E galaxies have redder cores.

In Fig. 5 we show the spatial distribution of the blue Elliptical galaxies (blue dots), of the 241 galaxies studied in this work (grey dots), of the blue elliptical galaxies with a red core (red square) and of blue elliptical with $H\alpha$ emission. We can see that the blue ellipticals are distributed throughout the cluster, with the $H\alpha$ emitters mainly located around 1 $R_{\rm vir}$. Instead, blue elliptical with a red center do not occupy any particular region of the cluster, as expected since morphological quenching is independent of the environment.

5. Discussion and Conclusions

In this work we extracted a sample of blue elliptical galaxies from the inner ($< 2R_{\rm vir}$) regions of the Fornax cluster, in order to understand the origin of their blue colour. If it is the result of star formation or AGN activity. In particular, given the interaction of the galaxy gas with the hot intra-cluster medium of the cluster, a blue color could be the result of ram pressure stripping, where the gas stripped from the infalling galaxies is dumped into the galaxy center, resulting in a last sparkle of star formation. This is clearly the case for the three blue elliptical galaxies with H_α emission, which

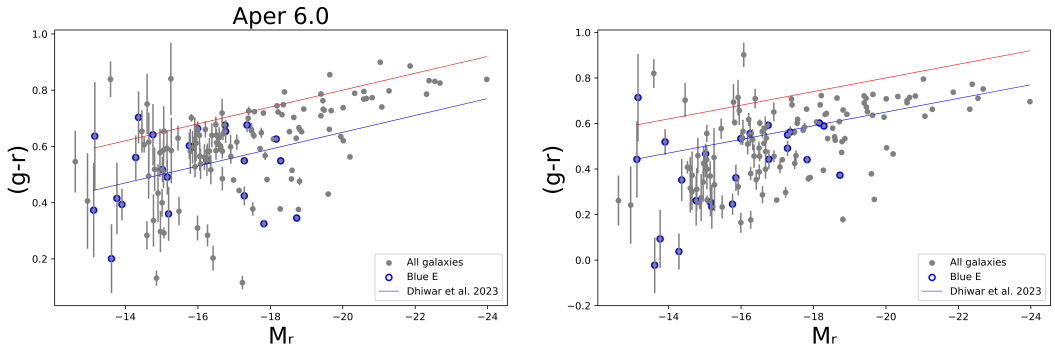


Fig. 4. *Right panel:* colour magnitude diagram within 6″ aperture of Fornax cluster galaxies. *Left panel:* Colour magnitude diagram, using mag_{auto} of Fornax cluster galaxies. In both panels, the absolute magnitude is obtained from the photometric redshift. The lines are defined as in Dhiwar et al. (2022): Above the red line lies the red cloud, while the region between the two lines corresponds to the green valley. Below the blue line, objects are found in the blue cloud.

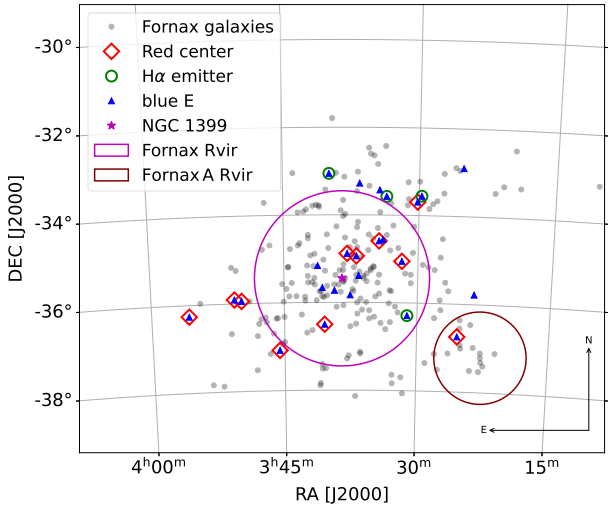


Fig. 5. Spatial distribution of blue Ellipticals (blue triangles), including the ones displaying Hα emission (green circles) or red center (red diamonds). The magenta and brown solid lines represent the virial radius ($R_{\rm vir}$) of the Fornax cluster ($\sim$ 2 deg) and the Fornax A group ($\sim$ 1.5 deg), respectively.

are located at $1R_{\rm vir}$, see Fig. 5. After using the novel photometry from Haack et al. (2024) we identify a total of 23 blue elliptical galaxies. The majority of them is consistent with being dwarf galaxies, having a magnitude lower than $M_r < 18$, see Fig. 4. They are distributed through out the cluster, see Fig. 5 and they don't occupy a specific region of the smoothness $S3$ vs petrosian radius R_p plane, suggesting that they are a composite class of objects. It is interesting to understand wheather their blue colour if caused by a defined region of the cluster, as the center or the outskirts, or whether they are uniformly blue. In fact, a color gradient can indicate an inside-out or outside-in quenching, mechanism, reflecting respectively a morphological or environmental quenching. We find that nearly half of the galaxies in the center have a red color, see Fig. 4, suggesting an inside-out quenching, i.e. a morphological quenching, which would explain the lack of relation with the environment. In the next steps, we aim to obtain the color gradient of these blue galaxies and study its relationship with their physical properties (mass), morphological characteristics, and environment (through the phase-space diagram) to better understand their formation processes. Finally, our study will be expanded to include AGNs, recovering the galaxies stellar populations through SED fitting.

Acknowledgements: DB thanks Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ) for granting the IC studentship E-26/202.076/2022(276701). AC acknowledges the Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ) grant E26/202.607/2022 e 210.371/2022(270993) and the 'Bolsa de Produtividade do CNPQ level 2'. RFH, LAGS, ARL and AVSC acknowledge financial support from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Agencia I+D+i (PICT 2019–03299), Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

References

Bamford S.P., et al., 2009, MNRAS, 393, 1324
Buckley N., et al., 2024, MNRAS, 534, 1985
Çakir U., Buck T., 2024, A&A, 691, A320
Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176
Dark Energy Survey Collaboration, et al., 2016, arXiv:1601.00329
Dey A., et al., 2019, AJ, 157, 168
Dhiwar S., et al., 2022, MNRAS
Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
Ferrari F., de Carvalho R.R., Trevisan M., 2015, ApJ, 814, 55
Haack R.F., et al., 2024, MNRAS, 530, 3195
Hubble E.P., 1936, *Realm of the Nebulae*, Yale University Press
Hunt L., et al., 2012, MNRAS, 427, 906
Lin L., et al., 2019, The Astrophysical Journal, 872, 50
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Smith Castelli A.V., et al., 2024, MNRAS, 477, 2030
Sokolovsky K.V., et al., 2017, MNRAS, 464, 274
Süveges M., et al., 2012, MNRAS, 424, 2528

Los colores del proceso de ensamble de las galaxias elípticas masivas: fotometría óptica e IR de NGC 1395

A. Boland[1], F. Faifer[1,2], V. Reynaldi[1,2], L.A. Gutiérrez Soto[1,2] & C. Escudero[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 26 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Este trabajo presenta resultados preliminares sobre la existencia de subpoblaciones de cúmulos globulares en la galaxia elíptica masiva NGC 1395, obtenidos mediante el análisis de fotometría en bandas del visible e infrarrojo cercano (Gemini/GMOS+Flamingos 2), combinada con técnicas de aprendizaje automático (machine learning, ML). Se intenta con esta estrategia minimizar los efectos que la morfología de la rama horizontal de las poblaciones estelares puede tener sobre la relación color-metalicidad, y romper la degeneración edad-metalicidad de los colores ópticos. Nuestros resultados indican que las técnicas de ML permiten detectar agrupamientos en distintas combinaciones de observables fotométricos, recuperando subpoblaciones similares a las halladas en base análisis clásicos: histogramas y distribuciones en el plano de colores.

Abstract / This work presents preliminary results on the existence of globular cluster subpopulations in the massive elliptical galaxy NGC 1395. These findings were obtained through the analysis of photometry in optical and near-infrared bands (Gemini/GMOS+Flamingos 2), combined with machine learning (ML) techniques. This strategy aims to minimize the effects of the horizontal branch morphology of stellar populations on the color-metallicity relation and to break the age-metallicity degeneracy of optical colors. Our results indicate that ML techniques can detect groupings in different combinations of photometric observables, recovering subpopulations similar to those found through classical analyses: histograms and distributions in color-color planes.

Keywords / galaxies: individual: NGC 1395 — galaxies: stellar content — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: formation

1. Introducción

Las galaxias elípticas (E) masivas albergan poblaciones estelares antiguas y ricas en metales: son registros fósiles de la historia de formación estelar y de la evolución química del medio durante las primeras etapas del Universo. Esa etapa fue también la época de formación de los cúmulos globulares (CG) (Forbes & Bridges, 2010), los cuales pueden considerarse buenas aproximaciones de poblaciones estelares simples, y sus propiedades integradas se pueden obtener con relativa facilidad. Así, la existencia de subpoblaciones de CG es un indicio concreto de la ocurrencia de diferentes episodios de formación estelar intensa, y entonces pueden dar información valiosa sobre el proceso de ensamble de las galaxias que los albergan. En particular, en el caso de este tipo de galaxias, el escenario más aceptado es el denominado mecanismo de formación en dos fases (Oser et al., 2010).

El estudio de las distribuciones de color integrado en el óptico muestra que los sistemas de CG en galaxias E masivas son casi universalmente bimodales (Brodie & Strader, 2006). Dado que se trata de objetos antiguos, se ha interpretado esta bimodalidad en los colores como una evidencia directa de la existencia de dos subpoblaciones de cúmulos. Los "azules", muy pobres en metales, y los "rojos", más metálicos. Dichos estudios se restringen al rango visible del espectro, o incluyen apenas las bandas más azules del infrarrojo cercano. Sin embargo, en este rango del espectro, los colores por sí solos no permiten obtener conclusiones firmes sobre el origen de la bimodalidad debido a la conocida degeneración edad-metalicidad (Worthey, 1994). Es conocido también que es posible romper dicha degeneración combinando información del óptico y del infrarrojo (IR) cercano (Bothun et al., 1984), (Bothun & Gregg, 1990).

Por otra parte, Yoon et al. (2006) han mostrado que la morfología de la rama horizontal en poblaciones estelares simples puede generar relaciones color-metalicidad no lineales, que mapean distribuciones unimodales de metalicidad en distribuciones bimodales de colores integrados.

Trabajos como el de Cantiello & Blakeslee (2007) muestran que la combinación de colores en las bandas del óptico y del IR cercano permitiría también discernir el origen de la bimodalidad. Si la misma es detectada únicamente en el óptico, entonces se trataría de un efecto de la no-linealidad de la relación color-metalicidad. Pero, si se detecta en la combinación óptico+IR, estaría muy probablemente originada en una bimodalidad en la distribución de metalicidades de los CGs.

Este trabajo presenta resultados preliminares de la búsqueda de bimodalidad en los colores integrados de los CGs en el caso particular de la galaxia elíptica masiva NGC 1395, combinando por primera vez, fotometría

✉ *Contacto* / aboland@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

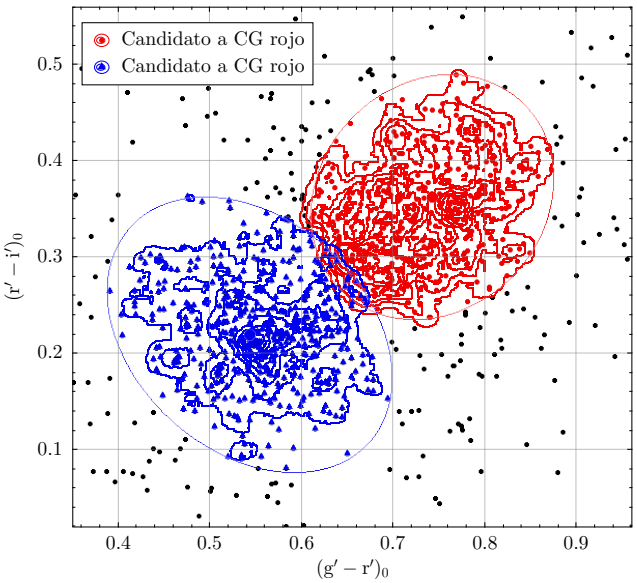


Fig. 1. Diagrama color-color $(r' - i')_0$ vs. $(g' - r')_0$. Los candidatos a CG fueron clasificados mediante elipses para delimitar las regiones correspondientes a las subpoblaciones "azules" y "rojos".

óptica e IR y métodos de aprendizaje automático no supervisado.

1.1. NGC 1395

NGC 1395 es una galaxia elíptica masiva localizada en uno de los subgrupos de Eridanus (22.8 ± 5.4 Mpc). Fue observada con el telescopio Gemini Sur y los instrumentos GMOS y Flamingos 2 en 4 bandas ópticas (g',r',i' y z') y 2 infrarrojas (J y Ks). Faifer et al. (2017) ha presentado un análisis preliminar de la fotometría IR de sus sistemas de CGs, mientras que Escudero et al. (2018) presentaron un estudio óptico detallado. La muestra inicial de objetos en los 6 campos óptico-IR se compone de 1700 fuentes puntuales con fotometría óptica y con $r' \leq 24.4$ mag., de las cuales 854 también fueron medidas en las bandas infrarrojas. En este trabajo se presenta un análisis de sus sistema de CGs que incluye todas las bandas fotométricas antes mencionadas.

2. Clasificación de subpoblaciones

2.1. Primera clasificación

En esta primera etapa del análisis los objetos se clasificaron como candidatos a CGs "rojos" o "azules" según su distribución en el diagrama color-color $(r' - i')_0$ vs. $(g' - r')_0$, utilizando elipses para delimitar las regiones correspondientes a las subpoblaciones (Fig. 1). Con este procedimiento se busca generar dos submuestras en el óptico dominadas por los CGs "azules" y "rojos", ya identificados por Escudero et al. (2018), pero sin hacer suposiciones a priori sobre la forma de las distribuciones de color. Los histogramas presentados en la Fig. 2 muestran, como ejemplo, dos distribuciones de color integrado de la muestra de candidatos a CGs. Los mismos

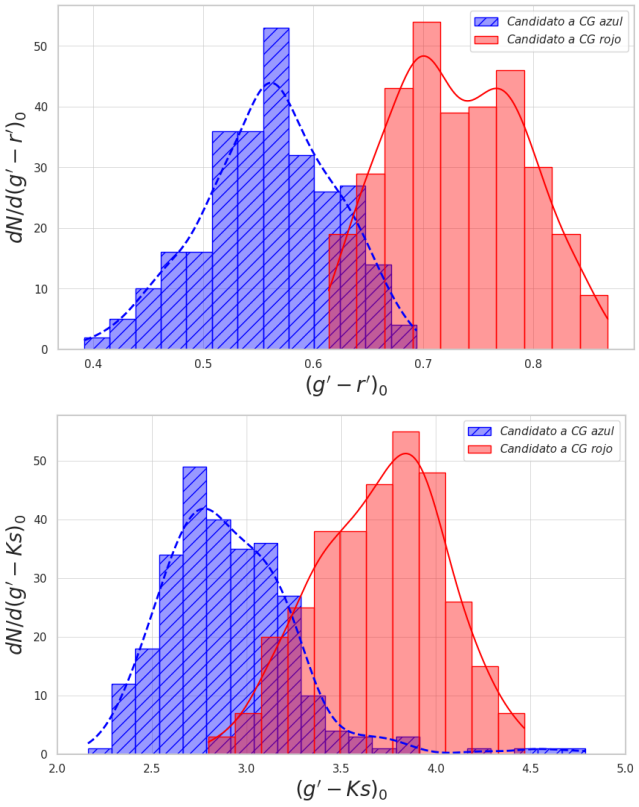


Fig. 2. Histogramas de color $(g'$-$r')_0$, $(g'$-Ks$)_0$ para los candidatos a subpoblaciones de CGs "azules" y "rojos" clasificados de acuerdo al procedimiento descrito en la Sección 2.1 (ver Fig.1)
. Las líneas a trazos y sólida muestran una estimación de la función de densidad de probabilidad de los colores integrados en base al método KDE, para los CGs "azules" y "rojos", respectivamente.

muestran cómo la bimodalidad que se detecta en colores ópticos continúa siendo apreciable a medida que se incluye fotometría en el infrarrojo, como en el caso del color $(g'$-Ks$)_0$. Estos resultados apuntan a descartar una (falsa) bimodalidad en los colores generada por el efecto que tienen las estrellas de la rama horizontal en las relaciones color-metalicidad (Cantiello & Blakeslee, 2007).

2.2. Clasificación con métodos de Machine Learning

Como segundo paso, se realizó una clasificación basada en el análisis de componentes principales, utilizando dos algoritmos de aprendizaje automático: UMAP y HDBSCAN. UMAP (McInnes et al., 2020) reduce la dimensionalidad del conjunto de datos operando de manera no lineal y combinando geometría diferencial y topología algebraica. HDBSCAN (Campello et al., 2013) es un algoritmo no supervisado que identifica agrupamientos basados en densidades locales. Esta nueva clasificación de la muestra se generó a partir de la combinación no lineal de los colores ópticos (UMAP) y el consecuente agrupamiento de objetos que HDBSCAN construye en base a las componentes principales generadas por

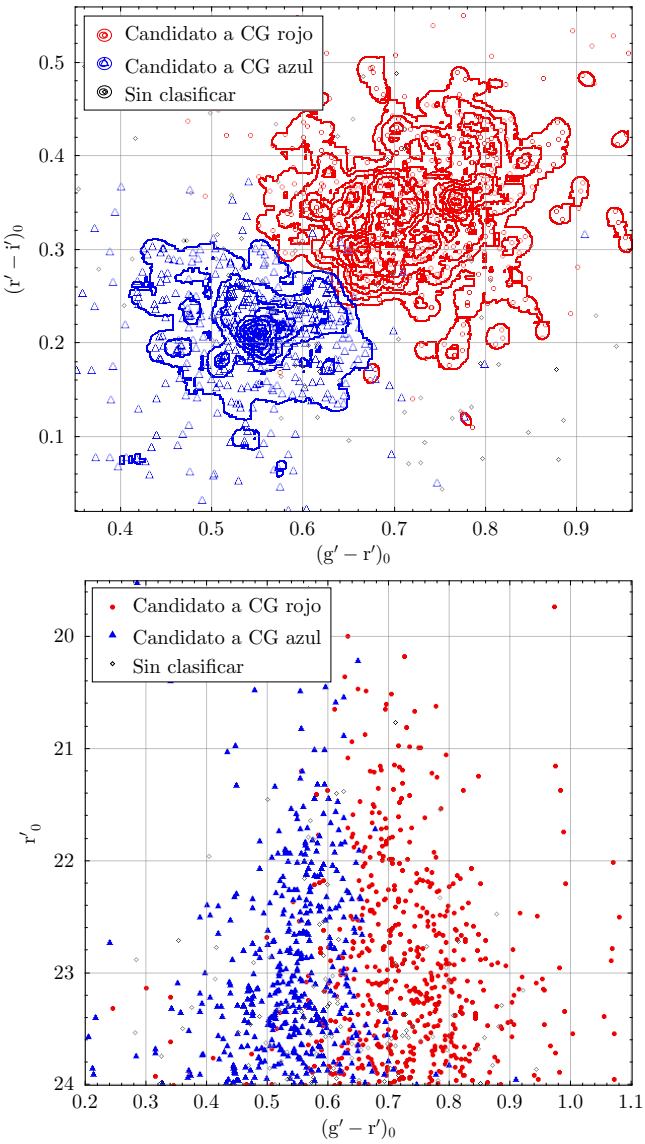


Fig. 3. *Arriba:* Diagrama color-color $(r'-i')_0$ vs. $(g'-r')_0$. *Abajo:* Diagrama color-magnitud r'_0 vs. $(g'-r')_0$. Los candidatos a CG fueron clasificados utilizando métodos de aprendizaje automático no supervisado a partir de fotométrica óptica.

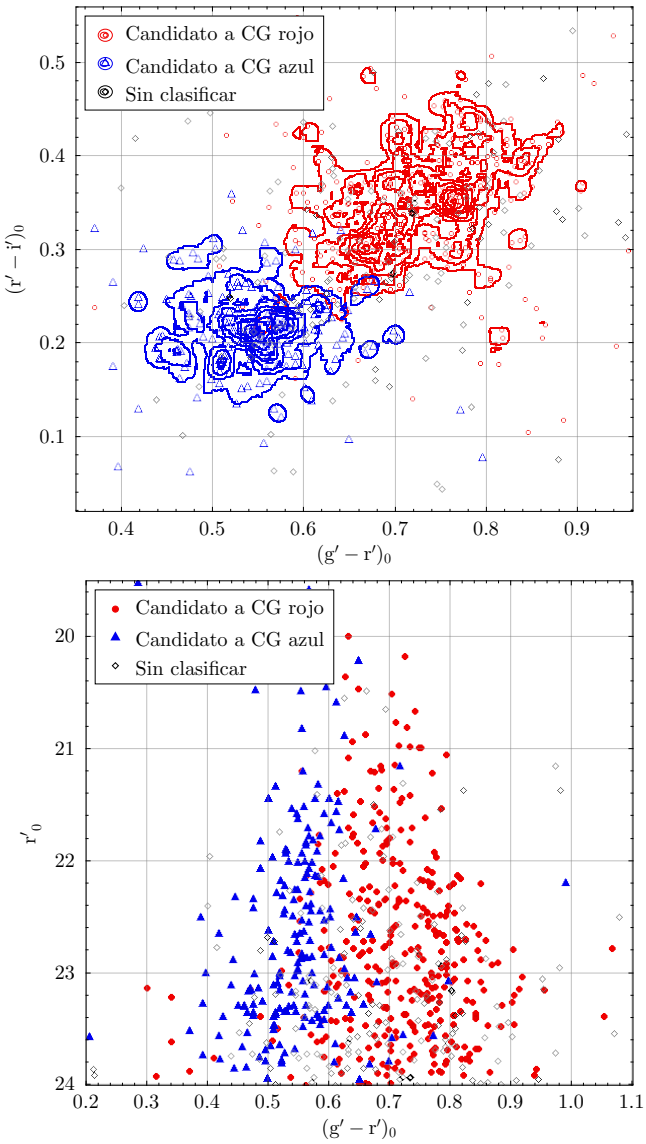


Fig. 4. *Arriba:* Diagrama color-color $(r'-i')_0$ vs. $(g'-r')_0$. *Abajo:* Diagrama color-magnitud r'_0 vs. $(g'-r')_0$. Los candidatos a CG fueron clasificados utilizando métodos de aprendizaje automático no supervisado a partir de fotometría óptica+IR.

UMAP. HDBSCAN identifica diferentes grupos y ruido, siendo éste último el conjunto de datos que el algoritmo no puede clasificar en ningún grupo. Esto permitió identificar y descartar un grupo de contaminantes con colores y magnitudes propias de las estrellas del halo de la Vía Láctea (176 objetos). Luego se limpió la muestra resultante descartando fuentes con colores extremos, y se realizó un corte en magnitud $r' \leq 24.0$. Así, la muestra final se compone de 1145 objetos no resueltos, con errores fotométricos en J y Ks ≤ 0.1 mag. Finalmente, a partir de dicha muestra y utilizando tanto los colores ópticos como óptico+IR, se realizó una nueva clasificación empleando los algoritmos de ML. Los resultados se describen a continuación.

2.2.1. Óptico

La Fig. 3 muestra los diagramas color-color (panel superior) y color-magnitud (panel inferior) que resultan de aplicar el método descrito en la Sección 2.2 sobre la muestra restringida a 6 colores ópticos. Se observa que el método de aprendizaje automático, luego de reducir el número de variables de 6 a 4, identifica los grupos asociados con CGs "rojos" y "azules" consistente con el resultado mostrado en la Sección 2.1. También identifica un tercer conjunto que no es capaz de clasificar.

2.2.2. Óptico+IR

Finalmente, se repitió el procedimiento UMAP+HDBSCAN incorporando las bandas fo-

tométricas J y Ks, formando 15 colores (6 ópticos y 9 óptico-IR). Esto reduce la muestra de 1145 objetos con fotometría óptica a 720 objetos con fotometría óptica-infrarroja.

Cabe destacar que los errores en la fotometría NIR, como es usual, son mayores que los de las bandas del visual. Por ello, en este último experimento, que se realiza sobre una muestra más pequeña que la empleada en la sección 2.2.1, es de esperar que resulte más difícil la identificación de las posibles subpoblaciones (ej.:Chies-Santos et al. 2011; 2012). Por otra parte, y contrario a lo anterior, la inclusión de bandas en el NIR se espera que tenga el efecto de reducir la contaminación de la muestra al descartar objetos con colores extremos.

La Fig. 4 muestra que al aplicar el código, una vez reducido el número de variables de 15 a 4, se encuentran dos grupos, similares a los clasificados previamente. Es decir, al incluir las bandas del IR se vuelven a identificar dos grupos, "rojos" y "azules".

3. Conclusiones preliminares y trabajo a futuro

Se encontró que en el caso de NGC 1395 es posible identificar al menos dos grupos de candidatos a CGs (los típicos azules y rojos) de forma visual en el plano $(r' - i')_0$ vs. $(g' - r')_0$. Asimismo, se observa que dichos grupos se mantienen separados en los distintos diagramas color-magnitud empleando bandas en el óptico e incluyendo bandas en el IR cercano.

Por su parte, el empleo de técnicas de clasificación automática no supervisada, indica que es posible identificar dichas subpoblaciones mediante el empleo de combinaciones de los colores en el óptico. De la misma forma, la clasificación automática no supervisada incluyendo bandas en el IR resulta también en la identificación de dos subpoblaciones de CGs.

Por lo tanto, la clasificación de las dos subpoblaciones de CGs, basada en la selección de regiones en el plano de color y mediante el uso de métodos de aprendizaje automático, sugiere que la metalicidad es, de hecho, la principal responsable de la bimodalidad en los colores integrados de los CGs en NGC 1395.

Como trabajo a futuro se planea comparar de manera directa las muestras que resultan de cada clasificación, realizar experimentos de robustez de los resultados frente a contaminantes, y realizar una comparación exhaustiva con los diferentes modelos de poblaciones estelares simples existentes en la literatura.

Agradecimientos: (Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Basado en observaciones obtenidas con el Observatorio Internacional Gemini, un programa de NOIRLab, bajo la NSF (National Science Foundation), operado por AURA (Association of Universities for Research in Astronomy) bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en nombre del consorcio Observatorio Gemini: la NSF (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Secretaría de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea)).

Referencias

Bothun G.D., Gregg M.D., 1990, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 350, Feb. 10, 1990, p. 73-88., 350, 73

Bothun G.D., et al., 1984, Astronomical Journal (ISSN 0004-6256), vol. 89, Sept. 1984, p. 1300-1309., 89, 1300

Brodie J.P., Strader J., 2006, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 44, 193

Campello R.J., Moulavi D., Sander J., 2013, *Pacific-Asia conference on knowledge discovery and data mining*, 160–172, Springer

Cantiello M., Blakeslee J.P., 2007, The Astrophysical Journal, 669, 982

Chies-Santos A.L., et al., 2011, A&A, 525, A19

Chies-Santos A.L., et al., 2012, A&A, 539, A54

Escudero C.G., et al., 2018, MNRAS, 474, 4302

Faifer F., et al., 2017, Galaxies, 5, 38

Forbes D.A., Bridges T., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 404, 1203

McInnes L., Healy J., Melville J., 2020, Umap: uniform manifold approximation and projection for dimension reduction. arxiv: 180203426 [cs, stat][internet]

Oser L., et al., 2010, The Astrophysical Journal, 725, 2312

Worthey G., 1994, The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 95, no. 1, p. 107-149, 95, 107

Yoon S.J., Yi S.K., Lee Y.W., 2006, Science, 311, 1129

Linking the chemical abundances of galaxies to their formation paths

Y.D.Burrafato[1,2] & M.E.De Rossi[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, FCEN–UBA, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 24 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las propiedades químicas de las galaxias proporcionan información esencial sobre sus caminos de formación y los procesos físicos que las afectan durante diversas épocas cósmicas. Este trabajo examina la evolución de la metalicidad global y las abundancias químicas individuales de diferentes elementos (por ejemplo, C, O y Fe) en galaxias simuladas, con especial atención a sus componentes estelares. Se presta especial atención al impacto de la retroalimentación de los núcleos galácticos activos (AGN) en el enriquecimiento químico de las fases estelar y de gas en condiciones de formar estrellas (gas SF, por sus siglas en inglés). Con este objetivo, analizamos simulaciones con diferentes implementaciones de la retroalimentación de AGN dentro del conjunto de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and Their Environments*). Según nuestros hallazgos, la metalicidad estelar correlaciona fuertemente con el enriquecimiento químico del gas SF. Ambos componentes bariónicos de galaxias muestran menores abundancias químicas a medida que aumentan los efectos de la retroalimentación de AGN, y las galaxias masivas se ven afectadas de manera más significativa. Concluimos que la caracterización conjunta de las propiedades químicas del gas y las estrellas de las galaxias podría proporcionar pistas importantes para acotar sus historias de retroalimentación de AGN.

Abstract / The chemical properties of galaxies provide essential insights into their formation paths and the physical processes that affect them during diverse cosmic epochs. This work examines the evolution of the global metallicity and the individual chemical abundances of different elements (e.g. C, O and Fe) in simulated galaxies, with a special focus on their stellar components. Particular attention is given to the impact of feedback from Active Galactic Nuclei (AGN) on the chemical enrichment of the stellar and star-forming (SF) gas phases. With this aim, we analysed simulations with different implementations of AGN feedback within the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) suite of cosmological hydrodynamic simulations. According to our findings, stellar metallicity strongly correlates with the chemical enrichment of the SF gas. Both galaxy baryonic components show lower chemical abundances as AGN feedback effects increase, with massive galaxies being more significantly affected. We conclude that the joint characterization of the gas and stellar chemical properties of galaxies could provide important clues to constrain their feedback histories.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — cosmology: theory

1. Introduction

The chemical composition of galaxies is affected by different physical processes (e.g. star formation, gas accretion, stellar feedback, active galactic nuclei -AGN- feedback, among others), whose relative role depends mainly on the stellar mass (M_*) of the galaxies, their environment and redshift. In this context, chemical abundances are considered crucial tracers of the evolutionary paths of these objects and can constrain theoretical models (e.g. De Rossi et al., 2017; Maiolino & Mannucci, 2019).

The metallicity of stars (or gas) in galaxies exhibits diverse scaling relations with various of their fundamental properties, among which the correlation with M_* is one of the most debated in the literature. During the last decades, the so-called mass-metallicity relation (MZR) has been widely studied in the Local Universe (e.g Tremonti et al., 2004; Zhuang et al., 2021) as well as at higher redshifts (z, Maiolino et al. 2008). Although the exact shape and absolute normalization of the MZR are still an open problem, different observational works show strong evidence that the metallicity increases with mass at $M_* \lesssim 10^{10}$ $M_\odot$ and flattens for more massive galaxies. Regarding its evolution, galaxies of similar masses tend to be less metal-rich in the past.

The MZR reported in observational works are frequently based on the chemical abundance of a single element (Fe and O, for the stellar and gas phases, respectively), but it is not clear at what extent such measurements trace the behaviour of the global metallicity or of the abundances of other chemical elements. There is evidence that, at a given M_*, the average evolution of the chemical abundance of element X depends on the stellar evolutionary channel that produces such element (see the discussion in De Rossi et al., 2015). $\alpha-$elements (e.g., O) generated by massive stars exhibit a weaker evolution than elements with significant contributions from supernova (SN) Ia (e.g., Fe) or asymptotic giant branch (AGB) stars (e.g., C). In this article, we show

✉ *Contact* / yamilaburrafato@gmail.com

Research article

preliminary results regarding the characterization of the chemical abundances of O, Fe and C in galaxies extracted from the EAGLE simulations. These findings are part of an on-going larger project focused on the analysis of the origin of the chemical composition of galaxies and their metallicity scaling relations.

2. Methodology

EAGLE is a suite of cosmological hydrodynamic simulations (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015), which adopts a ΛCDM cosmology (Planck Collaboration, 2014). They track the joint evolution of dark matter and baryons within periodic comoving volumes of different side-lengths (L); in this work, we analyse simulations corresponding to boxes of $L = 50$ comoving Mpc (cMpc) with $(752)^3$ particles per species. The simulations implement the most relevant processes that regulate the evolution of galaxies, such as radiative cooling of gas, star formation, chemical enrichment, SN and AGN feedback, among others.

In this work, we use the so-called Ref-L50N752 simulation in the EAGLE nomenclature (for simplicity, we will refer to it as RefL50), which implements a reference physical model that was calibrated to reproduce observational data. In addition, we investigate the effects of AGN feedback with simulations NoAGN- and AGNdT9-L50N752, which apply single-parameter variations with respect to RefL50: the former does not include AGN, while the latter assumes a higher temperature-increment of gas due to AGN, generating a higher feedback impact.

For the identification of simulated galaxies, the Friends-of-Friends technique (Davis et al., 1985) was used to find dark matter halos, and the SUBFIND algorithm (Springel, 2005) was applied to find substructures (subhalos) that host simulated galaxies. Only central galaxies are analysed in this work (i.e., those with the lowest value of the gravitational potential in a FoF halo). A lower stellar mass cut of $M_* \sim 10^9$ M$_\odot$ was adopted to avoid resolution problems.

The chemical abundance of element X is estimated in the usual way:

$$[\mathrm{X/H}] = \log(\mathrm{Y^X/Y^H}) - \log(\mathrm{Y^X_\odot/Y^H_\odot}),$$

where Y^X represents the stellar mass fraction of element X. We assume solar values similar to those in Wiersma et al. (2009).

3. Results

3.1. Stellar and gas-phase chemical abundances

In this section, we study the stellar and gas-phase chemical enrichment of galaxies in Ref50, considering the chemical abundances of O, C and Fe, as well as the global metallicity of each baryonic component. In the case of gas-phase abundances, we only analyse them for the star-forming (SF) gas component of simulated galaxies, taking into account that observed gas-phase metallicities are typically obtained from star-forming regions (e.g. De Rossi et al., 2017).

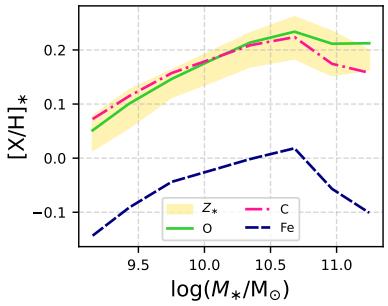


Fig. 1. Median relation between stellar mass and stellar abundance of element X, with X: Fe (dark blue dashed line), C (pink dash-dot line) and O (green solid line). The yellow shadow corresponds to the global metallicity (in solar units), which is represented by the 25% and 75% percentiles of the distribution in different mass bins. Results correspond to $z = 0$ central galaxies in the Ref-L50N752 simulation.

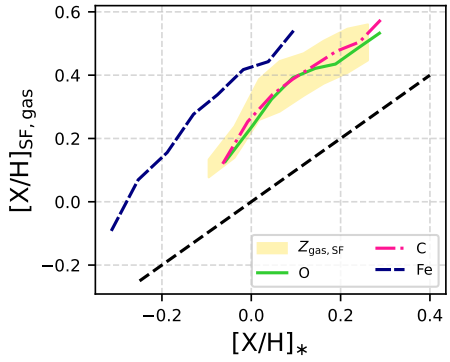


Fig. 2. Median relation between gas-phase and stellar abundances of element X, with X: Fe (dark blue dashed line), C (pink dash-dot line) and O (green solid line). The yellow shadow corresponds to the global metallicity (in solar units), which is represented by the 25% and 75% percentiles of the distribution in different mass bins. The black dash line depicts the identity relation. Results correspond to $z = 0$ central galaxies in the Ref-L50N752 simulation.

Figure 1 shows the stellar chemical abundances of different elements (Fe, C, O) as a function of M_*. It is clear that all elements generally show a similar dependence on M_* to that of the global metallicity (Z_*). However, at $M_* \sim [10^9 - 10^{10.5}]$ M$_\odot$, $[\mathrm{Fe/H}]_*$ tends to be ~ 0.2 dex lower than Z_*, $[\mathrm{C/H}]_*$ and $[\mathrm{O/H}]_*$. Towards higher masses, $[\mathrm{Fe/H}]_*$ decreases more strongly than the abundances of the other two elements. Segers et al. (2016) studied $[\mathrm{O/Fe}]_*$ (i.e. $[\mathrm{O/H}]_* - [\mathrm{Fe/H}]_*$) of EAGLE galaxies, finding that is almost constant (≈ 0.25) at $M_* \lesssim 10^{10.5}$ but it increases with mass at $M_* \gtrsim 10^{10.5}$. Although Segers et al. (2016) use a different methodology to estimate galaxy properties, our results are in qualitative agreement with their trends.

Figure 2 links the abundances of the stellar component to those of the SF gas. The SF gas is clearly more significantly chemically enriched than the stellar component. Besides, the global metallicity of the SF gas ($Z_{\mathrm{SF,gas}}$) increases with the stellar one roughly following the trend of the identity relation, with a slope close

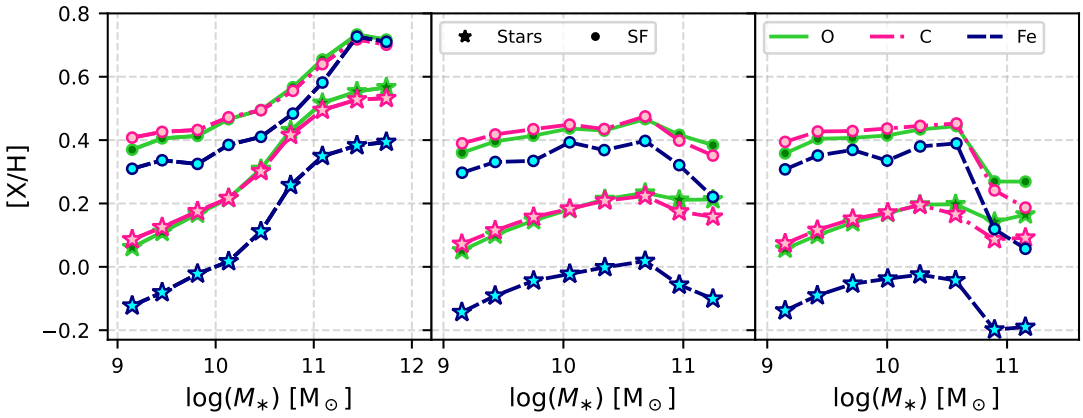


Fig. 3. Median relation between M_* and [X/H], with X: Fe (dark blue dashed line), C (pink dash-dot line) and O (green solid line). Results correspond to $z = 0$ galaxies in the NoAGN (*left panel*), RefL50 (*middle panel*) and AGNdT9 (*right panel*) simulations. The stars and circle markers represent the stellar and SF gas components of galaxies, respectively.

to ≈ 1. A similar behaviour is evident for O and C. In the case of Fe, the relation between stellar and SF gas abundances is slightly steeper and the absolute normalization is higher (SF gas is more enriched with Fe than the stellar component).

3.2. AGN feedback impact on chemical enrichment

AGN feedback is one of the most important mechanisms that affects the chemical enrichment of massive galaxies (e.g. De Rossi et al., 2017; Burrafato et al., 2024). The presence of a central supermassive black hole within galaxies drives different physical processes that mainly influences the gaseous component, generating, e.g., its heating and ejection via metal-enriched galactic winds. In this context, the stellar metal content is determined by the conditions of the gas at the time of star formation, and, thus, it is expected to be affected by AGN feedback, too.

Figure 3 shows the MZR based on individual elements for the stellar and SF gas components of galaxies in simulations NoAGN, RefL50 and AGNdT9 (left, middle and right panel, respectively). The three simulations exhibit a similar behaviour at $M_* \lesssim 10^{10}$ M$_\odot$. However, at $M_* \gtrsim 10^{10}$ M$_\odot$, different trends are obtained, which depend on the simulation and on the considered chemical element. When there is no AGN feedback, the metal abundances of massive galaxies increase with M_*, with a gradual flattening towards the high-mass end. In contrast, when AGN feedback is applied (RefL50 and AGNdT9 models), metal abundances decrease with M_* for massive galaxies, flattening towards the high-mass end. The latter trends are stronger for simulation AGNdT9, due to its stronger feedback impact.

In the case of no AGN feedback, the stellar abundances of all analysed elements show a similar trend with M_*, with SF gas being generally more metal-rich than the stellar phase. In particular, at a given M_*, $[\mathrm{Fe/H}]_*$ is lower than $[\mathrm{O/H}]_*$ and $[\mathrm{C/H}]_*$ by ≈ 0.2 dex, similarly to the behaviour obtained for RefL50 and AGNdT9 at $M_* \lesssim 10^{10.5}$ M$_\odot$. For all simulations, the relative abundances of O and C with respect to Fe ([O/Fe], [C/Fe]) are lower for the gas component than for the stellar one and, in the particular case of the NoAGN model, negligible [O/Fe] and [C/Fe] are obtained for the SF gas at the high-mass end. As the impact of AGN feedback increases, different trends are obtained at high masses. In particular, simulations RefL50 and AGNdT9 predict a larger difference between the abundance of Fe and the abundances of O and C (for stars and SF gas) than that corresponding to the NoAGN model, being the trend stronger for AGNdT9. According to Segers et al., 2016, who examined stellar α-enhancement using the EAGLE simulation, α-element-to-iron abundances start to rise from $M_* \sim 10^{10.5}$ M$_\odot$ once the AGN feedback is activated, aligning well with observational data.

3.3. Chemical evolution of galaxies

In the previous section, we found that AGN feedback more significantly affect the chemistry of massive galaxies, whereas less massive systems are not strongly influenced by AGNs. In order to obtain more insights regarding the dominant processes that determine the shape of the MZR at different masses, we present here preliminary results of a comparison between the evolution of galaxy populations in different mass ranges in RefL50. A more detailed analysis will be part of a forthcoming work.

In this section, we study the evolution of chemical abundances, separating galaxies according to the virial mass (M_{200}) of the halos that host the galaxies. As mentioned, our sample only includes central galaxies. As checked, M_* strongly correlates with M_{200} for these systems. We classify galaxies according to M_{200} because our future goal is the analysis of chemical evolution for different feedback models and M_{200} is not significantly affected by AGN feedback. In contrast, if selecting systems using M_* (a quantity more significantly affected by feedback), our selection criteria would depend strongly on the feedback model. We defined two galaxy populations from RefL50 simulation: (i) low-

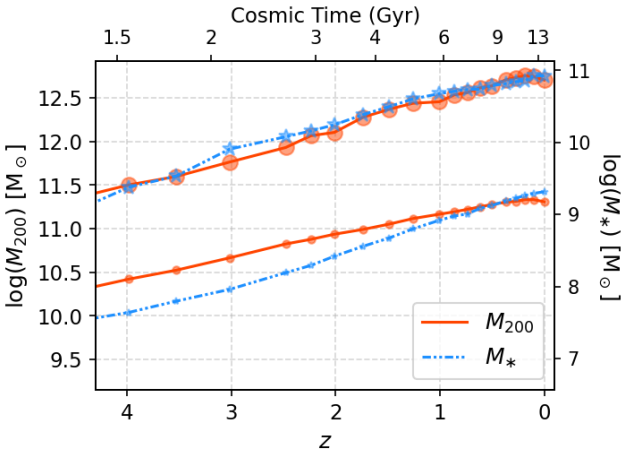


Fig. 4. Median evolution of stellar (M_*, light-blue dash-dot line and stars markers) and virial (M_{200}, orange solid line and circles markers) masses for our high- (big markers) and low-mass (small markers) galaxy populations.

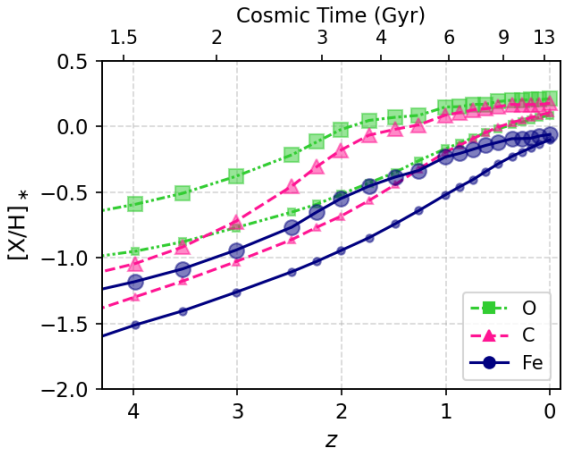


Fig. 5. Median evolution of stellar abundances for our two galaxy populations of low (small markers) and high masses (big markers) at $z = 0$.

mass population: $M_{200} \in [10^{11} - 10^{11.5}]$ M$_\odot$, characterized by an average stellar mass of $M_* \sim 10^9$ M$_\odot$ and a positive MZR slope; and (ii) high mass population: $M_{200} \in [10^{12.5} - 10^{13}]$ M$_\odot$, characterized by an average stellar mass of $M_* \sim 10^{11}$ M$_\odot$ and a plateau in the MZR.

Figure 4 shows the evolution of M_{200} and M_* for our two populations. In the case of more massive galaxies, we can see that M_{200} and M_* increase roughly at the same rate. On the other hand, the stellar component of low-mass galaxies is assembled later than their dark matter halos. Although the growth of M_* seems to be similar for low- and high-mass galaxies, its increase per unit of M_* is ~ 1.5 higher in the case of less massive galaxies. Thus, the latter show a more significantly accelerated star formation activity at later epochs. In Fig. 5, we can see that these differences in the mass growth of our two galaxy populations can be associated to their different chemical evolution. The chemical evolution of high-mass galaxies is more accelerated at higher z, with a gradual flattening towards $z \sim 0$. In contrast, the metal-abundance evolution of low-mass galaxies is more accelerated towards low z. Thus, the stellar chemical properties of galaxies at different z could be connected to their formation histories. This is a matter of an on-going investigation.

4. Conclusions

We have studied the chemical properties of galaxies extracted from the EAGLE cosmological simulations. Below, we summarize our main results:

- The stellar chemical abundances of different elements (Fe, C, O) generally show a similar dependence on M_* to that of the global stellar metallicity. However, at a given M_*, [Fe/H]$_*$ is lower than [C/H]$_*$ and [O/H]$_*$ (Fig. 1).
- The metal abundances of the SF gas correlate with those associated to the stellar component (Fig. 2).
- Our results suggest an significant impact of AGN feedback on the chemical composition of galaxies, driving a strong decrease of gas-phase and stellar metal abundances towards higher masses (Fig. 3).
- High- and low-mass galaxies show different chemical evolutionary histories (Fig. 5). Such differences can be related to the more accelerated star formation growth per unit mass, in low-mass galaxies, at later epochs. (Fig. 4). More details about this behaviour will be presented in a forthcoming article (Burrafato et al., in prep.).

Our findings suggest that the joint characterization of the gas and stellar chemical properties of galaxies could provide important clues to constrain their formation and feedback histories.

Acknowledgements: We acknowledge Asociación Argentina de Astronomia for having awarded a scholarship, which support part of this research. We appreciate the funding from PICT-2021-GRF-TI-00290 (Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación - Agencia I+D+i-Argentina). We thank the Virgo Consortium for making their simulation data available.

References

Burrafato Y.D., et al., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 224
Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
De Rossi M.E., et al., 2015, MNRAS, 452, 486
De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
Maiolino R., Mannucci F., 2019, A&A Rv, 27, 3
Maiolino R., et al., 2008, A&A, 488, 463
Planck Collaboration, 2014, A&A, 571, A1
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Segers M.C., et al., 2016, MNRAS, 461, L102
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
Wiersma R.P.C., Schaye J., Smith B.D., 2009, MNRAS, 393, 99
Zhuang Z., et al., 2021, ApJ, 920, 63

Evolución de la alineación de galaxias centrales en la simulación IllustrisTNG300

A.V. Marsengo-Colazo[1,2,3], F. Rodriguez[2,3] & M. Merchán[2,3]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Estudios previos señalan que la alineación entre el eje mayor de las galaxias centrales y la distribución de materia a distintas escalas, cuantificada mediante la función de correlación anisotrópica, depende fuertemente del color de la central. A su vez, estas alineaciones evolucionan de manera muy distinta si se considera el eje mayor de la componente estelar de la central o el eje mayor de su halo de materia oscura. Motivados por estos resultados buscamos principalmente entender mejor la influencia de las fusiones mayores en la alineación interna entre los ejes de la forma de la componente bariónica y los de la materia oscura. En este trabajo, utilizamos las galaxias centrales más brillantes en grupos seleccionadas a $z = 0$ en la simulación hidródinamica IllustrisTNG300, y utilizando los árboles de fusiones de estas centrales, estudiamos la evolución desde $z = 2$ hasta $z = 0$ del alineamiento entre el semieje mayor de la componente estelar y el semieje mayor del subhalo de materia oscura.

Abstract / Previous studies indicate that the alignment between the major axis of central galaxies and the distribution of matter, measured with the anisotropic two point correlation function, strongly depends on the central galaxy's color. Moreover, these alignments evolve differently depending on whether the stellar component or the dark matter halo of the central galaxy is considered. Motivated by these results, we aim to better understand the influence of major mergers on the internal alignment between the baryonic component and dark matter. In this study, we analyze the brightest central galaxies in groups selected at $z = 0$ from the IllustrisTNG300 hydrodynamic simulation. Using these central galaxies' merger trees, we examine the evolution of the alignment between the major axis of the stellar component and the major axis of the dark matter subhalo from $z = 2$ to $z = 0$.

Keywords / Galaxies: halos — Methods: statistical — dark matter — Galaxies: groups: general

1. Introducción

En el paradigma cosmológico actual, los halos de materia oscura generan pozos de potencial en los cuales el material bariónico primordial puede condensarse y formar una galaxia. Luego, por atracción gravitatoria se van originando sistemas ligados cada vez más masivos denominados grupos y cúmulos de galaxias (White & Rees, 1978; Mo & White, 2010). Estos sistemas suelen contener una galaxia central, definida como la más masiva y luminosa del grupo, rodeada por galaxias satélites. A su vez, cada galaxia tiene su propio subhalo de materia oscura y, a su vez, el grupo de galaxias está embebido en un halo mayor denominado halo anfitrión. Sin embargo, la diversidad de procesos no lineales involucrados dificulta entender cómo las galaxias quedan orientadas respecto al subhalo y a la distribución de materia en general.

En este contexto, explorar si el eje mayor de la galaxia central tiende a estar alineado con el eje mayor de su propio halo, permite obtener información sobre la manera en que los fenómenos astrofísicos, que intervienen en la evolución de las galaxias, dejan su huella en la forma y orientación de la componente estelar con respecto a la del subhalo. Estudios previos, tanto en observaciones como en simulaciones, señalan que las galaxias satélites tienden a estar distribuidas preferentemente a lo largo del eje mayor de la galaxia central del grupo (Yang et al., 2006; Faltenbacher et al., 2007; Azzaro et al., 2007; Agustsson & Brainerd, 2010; Wang et al., 2018). Incluso, mediante la función de correlación anisotrópica, se pudo cuantificar que existe un exceso de pares de galaxias a lo largo del eje mayor de las centrales hasta los 10 Mpc (Rodriguez et al., 2022). Estas anisotropías, a su vez, dependen de ciertas propiedades de las galaxias centrales, tales como su color, masa y luminosidad (Wang et al., 2008; Kirk et al., 2015, entre otros).

En el trabajo de Rodriguez et al. (2023) se analizaron galaxias centrales en las simulaciones IllustrisTNG300[⋆] (Nelson et al. 2019; Springel et al. 2018; entre otros) a $z = 0$, y se encontró que el eje mayor de la componente estelar de las centrales rojas tendía a estar alineado con el eje mayor del subhalo y del grupo, a diferencia de las centrales azules, cuyas estrellas no resultaban ser buenas trazadoras de la forma de su halo. Para estudiar la evolución de esta señal, Rodriguez et al. (2024) cuantificaron mediante la función de correlación anisotrópica la alineación desde $z = 3$ hasta $z = 0$ del eje mayor de la componente estelar y del halo con respecto a la

[⋆] `https://www.tng-project.org`

✉ *Contacto* / agustina.colazo@mi.unc.edu.ar

distribución de galaxias en distintas escalas. Los resultados indican que dicha alineación aumenta a lo largo del tiempo, siendo principalmente las centrales rojas las que se alinean. Sin embargo, el eje mayor del halo de materia oscura tiende a desalinearse, es decir, el exceso de galaxias que se encuentran en la dirección del eje mayor del halo disminuye a lo largo del tiempo.

Motivados por estos resultados, en este trabajo profundizamos el estudio a nivel interno de la evolución del ángulo entre el eje mayor de la componente estelar y el del subhalo de materia oscura para un conjunto de galaxias centrales.

2. Procedimiento

Para este trabajo, analizamos 10 salidas de la simulación cosmológica hidrodinámica Illustris TNG300-1 desde $z = 2$ hasta $z = 0$, de manera que estuvieran equiespaciadas en el factor de escala "a". Esta simulación abarca 100 salidas o *snapshots* temporales desde $z = 20$ hasta $z = 0$. Se trata de un cubo simulado de $302,6$ Mpc de lado, siendo la versión TNG300-1 la que tiene la mayor resolución disponible, contando inicialmente con 2500^3 partículas de materia oscura y 2500^3 partículas/celdas de gas. Esto resulta en una resolución de masa bariónica de $1,1 \times 10^7 M_\odot$, mientras que una partícula de materia oscura tiene una masa de $5,9 \times 10^7 M_\odot$. Por último, el potencial gravitatorio posee una longitud de suavizado $\epsilon = 1,48$ kpc tanto para partículas de materia oscura como de estrellas. En el caso del gas, el suavizado es adaptativo y depende del tamaño de las celdas (Springel et al., 2018). Por otro lado, los halos se identifican mediante el algoritmo estándar *Friends of Friends* (Davis et al. 1985), mientras que sus subestructuras ligadas, conocidas como subhalos, se detectan utilizando el algoritmo SUBFIND (Springel et al. 2001).

En primer lugar, seleccionamos las galaxias centrales a $z = 0$ que tuvieran una masa estelar $\mathrm{M_{Est}} > 10^{8,5}\mathrm{M_\odot}$ y cuya luminosidad en la banda r sea $\mathrm{M_r} < -21,5$, llegando a un total de 14 135 galaxias centrales. Luego, a partir de los autovectores y autovalores del tensor de forma, estimamos los semiejes del elipsoide que mejor representa la estructura de la componente estelar y del subhalo de materia oscura.

Para la componente estelar, también calculamos la fracción de energía cinética asociada a un movimiento rotacional ordenado con respecto a la energía cinética total, utilizando la Ec. (1) según la definición de Sales et al. (2012), donde m_i es la masa de cada partícula estelar, $j_{z,i}$ es la componente del momento angular específico de la partícula en la dirección del momento angular total de la galaxia y R es el radio que tendría la órbita circular de una partícula con momento angular total $j_{z,i}$:

$$\kappa_{\mathrm{rot}} = \frac{K_{\mathrm{rot}}}{K_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{K_{\mathrm{tot}}} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{2} m_i \left(\frac{j_{z,i}}{R_i}\right)^2 . \quad (1)$$

Este parámetro toma valores cercanos a uno para galaxias tipo disco y valores cercanos a cero para elípticas dominadas por dispersión de velocidades.

Para vincular los progenitores pasados de cada central utilizamos los árboles de fusión generados por el código SUBLINK (Rodriguez-Gomez et al. 2015), los cuales brindan un registro detallado de la historia de fusiones que ha atravesado cada galaxia. En particular, la rama principal provee la secuencia de progenitores más masivos que le precedieron a una dada galaxia. Para ilustrar cómo funciona esta herramienta se puede ver en la Fig. 1 las órbitas, siguiendo las ramas principales, de una galaxia central (rojo) y de una satélite (azul) con la cual se fusionó a $z = 0,03$. Luego, identificamos en el árbol de cada central, las galaxias satélites con las que se fue fusionando en cada una de las salidas disponibles de la simulación desde $z = 15$ hasta $z = 0$. Por último, contamos aquellas fusiones en donde se cumpliera la condición $\mathrm{M_{Est,Sat}} > 0,2\,\mathrm{M_{Est,Cen}}$, es decir, que la galaxia satélite tuviera al menos el 20 % de la masa estelar de la central. De esta forma, obtuvimos el número de fusiones mayores que tuvo en su historia evolutiva.

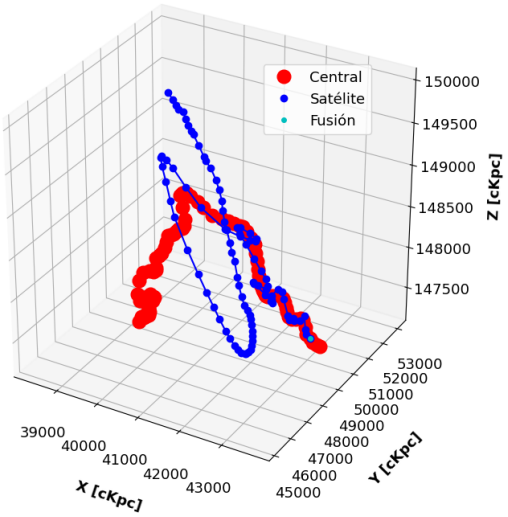


Fig. 1. Trayectoria de la galaxia central más masiva (en rojo) seleccionada a z=0 en la simulación IllustrisTNG300-1, desde z=15 hasta z=0. También se muestra la trayectoria de una galaxia satélite (en azul) con la que se fusiona en z=0,03 (posición celeste), ambas siguiendo la rama principal de sus respectivos árboles de fusión.

Finalmente, dividimos la muestra en 10 intervalos según la cantidad de fusiones experimentadas y, para las centrales de cada intervalo, calculamos el ángulo promedio entre el semieje mayor estelar y el del halo, tanto a $z = 0$ como a altos *redshifts* (ver Fig. 2). Luego, para estudiar la dependencia de los resultados con la morfología, repetimos este procedimiento seleccionando solamente aquellas galaxias con $\kappa_{\mathrm{rot}} > 0,5$, en el caso de las espirales, y $\kappa_{\mathrm{rot}} < 0,3$ para las elípticas (ver Fig. 3).

3. Resultados

En la Fig. 2 notamos que, para el conjunto total de centrales, el ángulo entre el semieje mayor estelar y el del subhalo de materia oscura disminuye a medida que se

considera un mayor número de fusiones, siendo esta tendencia particularmente marcada a $z = 0$. A su vez, las galaxias que han tenido entre 8 y 10 fusiones mayores son las que más se alinean a medida que disminuye el *redshift*, ya que el semieje mayor de su componente estelar termina apenas desalineado del semieje mayor del subhalo, formando un ángulo de $\sim 25°$ a $z = 0$. En cambio, aquellas centrales que han tenido solamente 2 fusiones mayores a lo largo de su vida evolucionan poco, y terminan más desalineadas con un ángulo promedio mayor a $\sim 45°$. A gran escala, las galaxias trazan una red cósmica de estructuras filamentosas que conectan regiones de alta densidad, conocidas como nodos, mientras que entre ellas se extienden vastas regiones subdensas. Por lo tanto, la acreción de materia hacia los grupos no necesariamente es isotrópica. En particular, puede ser que los progenitores sean acretados en ciertas direcciones preferenciales y esto se refleje en la forma y orientación de las galaxias que han tenido un mayor número de fusiones.

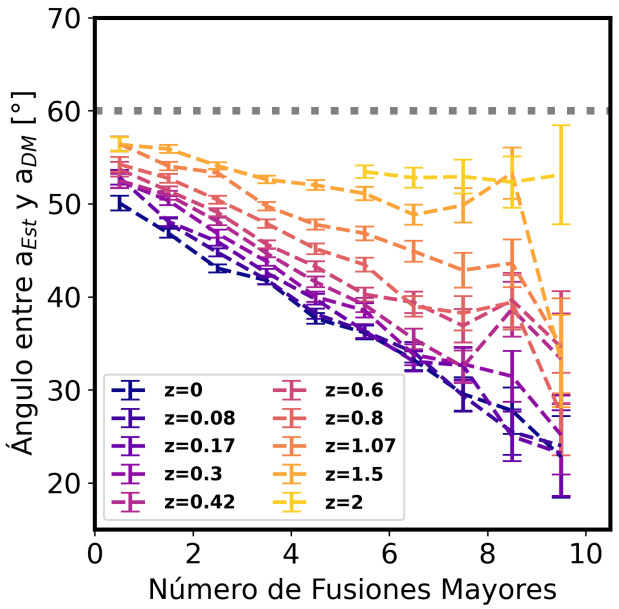


Fig. 2. Evolución del ángulo promedio entre el semieje mayor de la componente estelar $a_{\rm Est}$ y el semieje mayor del subhalo de materia oscura $a_{\rm DM}$ en función del número de fusiones mayores. La línea punteada gris marca los 60° que es el ángulo promedio que se obtendría de una distribución aleatoria.

Por otra parte, en una fusión mayor, dos galaxias de masas comparables interactúan hasta unirse en una única estructura, lo que altera significativamente sus propiedades físicas y perturba la dinámica de sus componentes estelares. Por esta razón, decidimos analizar cómo la alineación interna depende de la morfología de las galaxias centrales. .[En] la Fig. 3 (panel izquierdo) se muestran los resultados obtenidos seleccionando solamente las galaxias con $\kappa_{\rm rot} < 0,3$, es decir, aquellas que son elípticas y su dinámica interna está dominada por dispersión de velocidades. En este caso, si bien a $z = 0$ la tendencia general es similar a la de la muestra total, notamos en particular una mayor evolución en el alineamiento de las galaxias con pocas fusiones mayores. Éstas últimas, presentan un ángulo de $\sim 55°$ a $z = 2$ y terminan más alineadas a $z = 0$ con un ángulo de $\sim 40°$.

Además, para estudiar la alineación interna de las galaxias espirales, es decir, aquellas en las que el disco es más dominante, en la Fig. 3 (panel derecho) seleccionamos únicamente las galaxias centrales con $\kappa_{\rm rot} > 0,5$. En primer lugar, es importante destacar que no hay espirales que hayan tenido más de ∼6-7 fusiones mayores en su vida. Esto se debe a que los discos son estructuras dinámicamente frágiles y, ante perturbaciones externas intensas, como las fusiones mayores, pueden sufrir transformaciones morfológicas que dan lugar a una componente más esferoidal, dominada por la dispersión de velocidades (e.g., Algorry et al., 2017). Por otro lado, en esta población no hay una dependencia clara de la alineación interna con el número de fusiones, ya que tanto las galaxias con ∼1-2 como las que han tenido ∼6-7 fusiones mayores presentan un desalineamiento mayor a los $\sim 50°$. Asimismo, la evolución es realmente muy débil de manera que el ángulo entre el semieje mayor estelar y el del subhalo está siempre entre 50° y 60°. Por lo tanto, la orientación de la forma en este tipo de galaxias, que tienden a ser menos perturbadas y a ubicarse en regiones de menor densidad en comparación con las elípticas, no parece estar fuertemente influenciada por la forma del subhalo de materia oscura.

4. Conclusiones

En este trabajo investigamos cómo evoluciona el ángulo entre el semieje mayor de la componente estelar y el semieje mayor del subhalo para un conjunto de galaxias centrales identificadas en $z = 0$ en la simulación hidrodinámica IllustrisTNG300. Para la muestra total, los resultados indican que las fusiones mayores tienden a alinear el semieje mayor de la galaxia con el del subhalo ya que el alineamiento es más fuerte en las galaxias con más de ∼6-8 fusiones. Esto puede ser debido a que las fusiones ayudan a perturbar la dinámica de la componente estelar, modificando su morfología y orientación. Por lo tanto, a medida que las centrales experimentan fusiones mayores, su morfología se transforma, y la acreción de progenitores en direcciones preferenciales puede favorecer el alineamiento del eje mayor estelar con el de la materia oscura.

Por este motivo, repetimos el análisis considerando por separado las galaxias elípticas y espirales, y encontramos que la dependencia con el número de fusiones se mantiene únicamente para las elípticas. Estas últimas son las que más se alinean, llegando hasta un ángulo de 25° en los casos en que han tenido muchas fusiones, y de 40° en aquellas que han tenido menos de 2 fusiones mayores en toda su historia. En cambio, las espirales prácticamente no evolucionan e, independientemente del número de fusiones mayores, el desalineamiento entre el eje mayor de la componente estelar y el del subhalo se mantiene entre unos 50° y 60° desde $z = 2$ hasta $z = 0$. En conclusión, las fusiones mayores que experimentan las galaxias espirales parecen diferir de las elípticas, y

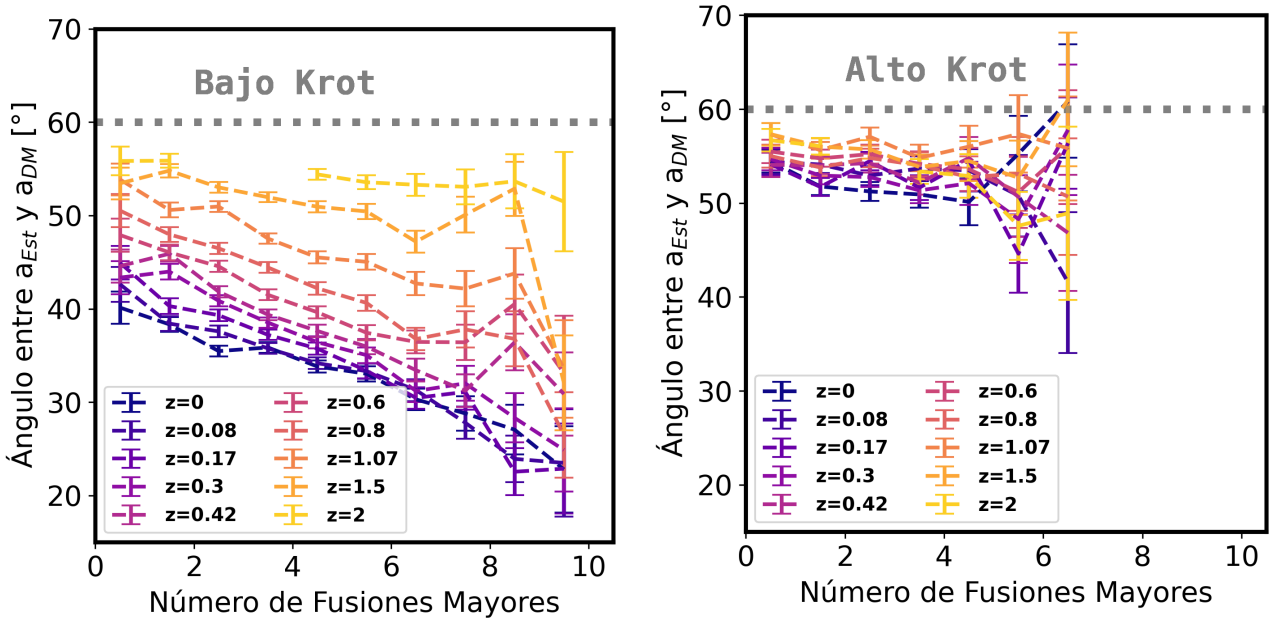


Fig. 3. *Panel izquierdo*: Evolución del ángulo promedio entre el semieje mayor de la componente estelar $a_{\rm Est}$ y el semieje mayor del subhalo de materia oscura $a_{\rm DM}$ en función del número de fusiones mayores para las centrales elípticas, es decir, aquellas con $\kappa_{\rm rot} < 0,3$. *Panel derecho*: Evolución del ángulo promedio entre el semieje mayor de la componente estelar $a_{\rm Est}$ y el semieje mayor del subhalo de materia oscura $a_{\rm DM}$ en función del número de fusiones mayores para las centrales espirales, es decir, aquellas con $\kappa_{\rm rot} > 0,5$.

es posible que existan otros procesos que modifiquen la dinámica interna de las espirales, favoreciendo posteriormente la alineación del eje mayor de su componente estelar con el del subhalo.

Como trabajo a futuro, investigaremos la influencia del entorno así como también el impacto de otros mecanismos de acreción de materia, en las alineaciones, y en posibles diferencias en la dinámica de las fusiones que sufren la elípticas y espirales. Además, debido a que la dinámica de las estrellas en las galaxias de tipo tardío está muy vinculada a su momento angular, sería interesante indagar, en futuros trabajos, el rol que éste tiene en las alineaciones estudiadas.

Agradecimientos: Agradecemos a la FaMAF y al OAC por su ayuda económica. También agradecemos al árbitro por sus sugerencias y comentarios que ayudaron a mejorar el trabajo.

Referencias

Agustsson I., Brainerd T.G., 2010, The Astrophysical Journal, 709, 1321–1336
Algorry D.G., et al., 2017, MNRAS, 469, 1054
Azzaro M., et al., 2007, MNRAS, 376, L43
Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
Faltenbacher A., et al., 2007, ApJL, 662, L71
Kirk D., et al., 2015, SSRv, 193, 139
Mo H. van den Bosch F., White S., 2010, *Galaxy Formation and Evolution*, Cambridge University Press
Nelson D., et al., 2019, Computational Astrophysics and Cosmology, 6, 2
Rodriguez F., Merchán M., Artale M.C., 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 514, 1077
Rodriguez F., Merchán M., Artale M.C., 2024, Astronomy &; Astrophysics, 688, A40
Rodriguez F., et al., 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 521, 5483
Rodriguez-Gomez V., et al., 2015, MNRAS, 449, 49
Sales L.V., et al., 2012, MNRAS, 423, 1544
Springel V., et al., 2001, MNRAS, 328, 726
Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
Wang P., et al., 2018, The Astrophysical Journal, 859, 115
Wang Y., et al., 2008, MNRAS, 385, 1511
White S.D.M., Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341
Yang X., et al., 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 369, 1293

Unveiling the properties of the first galaxies with JWST and ALMA

M.E. De Rossi[1] & V. Bromm[2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Department of Astronomy, University of Texas at Austin, Estados Unidos*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 12 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / El *Telescopio Espacial James Webb* (JWST) está desafiando nuestra comprensión de la naturaleza de las primeras galaxias del Universo, tras haber descubierto una sorprendente abundancia de galaxias masivas en épocas tempranas. Aplicando un modelo de polvo primigenio, estimamos las luminosidades en el infrarrojo lejano (FIR) para galaxias de diferentes masas a corrimientos al rojo $z \gtrsim 7$. En particular, predecimos los flujos observados para diferentes bandas (3-10) del Atacama Large Millimeter/sub-mm Array (ALMA), considerando valores conservadores típicos para las propiedades de las primeras galaxias (por ejemplo, metalicidades gaseosas, relación polvo-metal, eficiencia de formación estelar). Como era de esperar, los flujos FIR aumentan con la masa estelar para todas las bandas de ALMA, pero con una pendiente mayor para las bandas 9 y 10. Es alentador que las primeras galaxias se vean afectadas por una fuerte corrección K negativa, de modo que las fuentes con propiedades similares son más brillantes en las bandas 3-8 a mayores corrimientos al rojo. Este comportamiento es más fuerte para las bandas 6-7. Aunque las tendencias para las bandas 9-10 no están claras, los flujos más altos para dichas bandas se alcanzan hacia el extremo $z \gtrsim 15$. Contraintuitivamente, nuestros resultados sugieren que las fuentes observadas por el JWST con similares masas y propiedades de polvo serían más fácilmente detectables con ALMA si se encuentran a z mayores.

Abstract / The *James Webb Space Telescope* (JWST) is challenging our undestanding of the nature of the very first galaxies in the Universe, having discovered a surprising abundance of very massive galaxies in early cosmic epochs. By applying a model of primeval dust, we estimate the far-infrared (FIR)-continuum luminosities for galaxies of different masses at redshifts $z \gtrsim 7$. In particular, we predict observed fluxes for different available bands (3-10) of the Atacama Large Millimeter/sub-mm Array (ALMA), considering typical conservative values expected for the properties of first galaxies (e.g., gas-phase metallicities, dust-to-metal ratio, star formation efficiency). As expected, FIR fluxes increase with stellar mass for all ALMA bands, but with a steeper slope for bands 9 and 10. Encouragingly, first galaxies are affected by a strong negative-K correction, in such a way that sources with similar properties are brighter in bands 3-8 at higher redshifts. Such behaviour is stronger for bands 6-7. Althought the trends for bands 9-10 are not clear, the highest fluxes for such bands are reached towards extreme $z \gtrsim 15$. Counterintuitively, our results suggest that JWST sources with similar masses and dust properties would be more easily detectable with ALMA if they are located at higher z.

Keywords / early universe — galaxies: high-redshift — galaxies: ISM

1. Introduction

The study of the formation of the first cosmic structures is entering a golden epoch. The advent of the *James Webb Space Telescope* (JWST) has led to significant and exciting findings during the last years. In particular, different authors have reported a higher than expected abundance of massive galaxies at redshift $z \gtrsim 10$, whose origin and nature are still debated (e.g., Finkelstein et al., 2022; Labbé et al., 2023; Adams et al., 2023). In order to obtain more insights into the nature of massive primeval sources discovered by the JWST, the synergy with other observational facilities will be crucial. In this sense, there have already been attempts to probe the dust continuum of such JWST sources with the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) in the far-infrared (FIR) and submillimeter (sub-mm) bands (e.g., Fujimoto et al., 2023).

In De Rossi & Bromm (2023), we implemented a model of primordial dust emission to predict the plausible signals of first galaxies which could be detected with ALMA in the FIR/sub-mm part of the spectrum. According to our previous results, dust fractions and gas-phase metallicities ($Z_{\rm gas}$) in primeval galaxy sources can be constrained with upper FIR flux limits inferred from observations with ALMA. Encouragingly, when adopting model parameters (e.g., star formation efficiency -η-, $Z_{\rm gas}$, dust-to-metal mass ratio -D/M-) expected for typical first galaxies (e.g., Jaacks et al., 2018, 2019), our predicted FIR spectra are in agreement with upper flux limits derived from ALMA. In particular, the observations rule out higher values of $Z_{\rm gas}$ ($\gtrsim 5\times10^{-2}\ Z_{\odot}$) and D/M ($\gtrsim 0.06$), unless a higher η is assumed.

The analysis by De Rossi & Bromm (2023) focuses on galaxies at $z \sim 13$. For such systems, we evaluated the effects of varying model physical parameters on ob-

✉ *Contact* / mariaemilia.dr@gmail.com

Research article

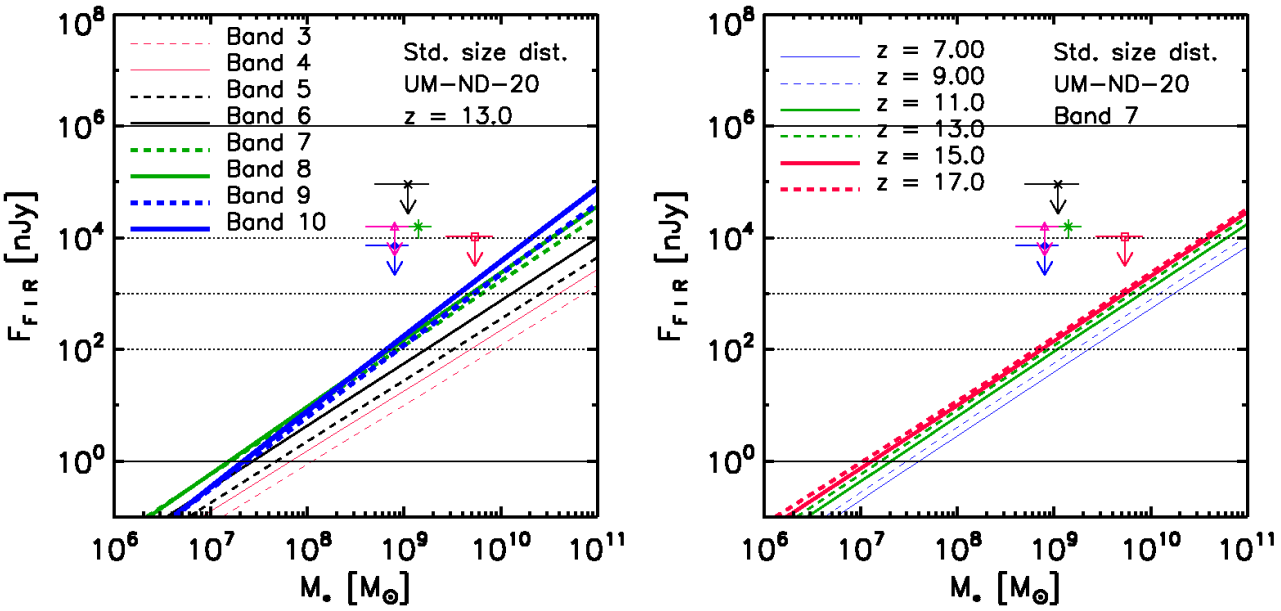


Fig. 1. Average FIR flux as a function of M_* for model galaxies. *Left panel*: Comparison between the fluxes obtained for different ALMA bands for a source at $z = 13$. *Right panel*: Comparison between the fluxes obtained for ALMA band 7 corresponding to similar sources located at different z. Different symbols show upper limits (arrows) and a tentative value (green symbol) reported in the literature (see the text for details).

served fluxes in ALMA band 7. We also predicted the possible fluxes resulting from multi-band observations of a galaxy of $M_\star \sim 10^9$ M$_\odot$. In this article, we extend our previous work, considering fixed model parameters and discussing the predictions of our model for wider ranges of z, $M_\star$, and ALMA bands.

2. Dust model

We implemented the dust emission model described in De Rossi & Bromm (2023), which is in turn based on the methodology explained in detail in De Rossi & Bromm (2017) and De Rossi & Bromm (2019). Predictions of this model are suitable for the study of observed sources at high z (e.g., De Rossi et al., 2018). For the convenience of the reader, we here present a brief summary of our model; for further details, we refer to the aforementioned articles.

We assume that a model galaxy is composed of a central cluster of Population II stars, surrounded by a mixed phase of gas and dust. We consider this system to be located within a dark matter halo at $z \gtrsim 7$. In this work, we adopt model physical parameters corresponding to the so-called reference set in De Rossi & Bromm (2017): $D/M = 5 \times 10^{-3}$, $Z_{\rm g} = 5 \times 10^{-3}$ Z$_\odot$, and $\eta = 0.01$. These are typical conservative values expected for first galaxies (Greif & Bromm 2006; Mitchell-Wynne et al. 2015; Schneider et al. 2016; see De Rossi & Bromm 2017, 2019). Stellar radiation is obtained by using YGGDRASIL model grids (Zackrisson et al., 2011).

Regarding the dust chemical composition, we consider the silicon-based UM-ND-20 chemistry described in Cherchneff & Dwek (2010), which exhibits an intermediate behaviour with respect to the models studied by De Rossi & Bromm (2023). We also adopt the standard grain-size distribution implemented in Ji et al. (2014). Following our previous works, we estimate the dust temperature ($T_{\rm d}$) by assuming thermal equilibrium and applying Kirchhoff's law to determine the dust emissivity from the resulting $T_{\rm d}$ profile.

The observed dust specific flux $f_{\nu,\rm obs}$ from a model galaxy is estimated as:

$$f_{\nu,\rm obs} = (1+z)\frac{L_{\nu,\rm em}}{4\pi {d_L}^2} \ , \qquad (1)$$

where $L_{\nu,\rm em}$ is the total specific dust luminosity and d_L is the luminosity distance to a galaxy at redshift z.

The average specific flux observed over a given ALMA band is given by:

$$F_{\rm FIR} = \frac{\int_{\nu_i}^{\nu_f} f_{\nu,\rm obs}\ {\rm d}\nu_{\rm obs}}{\nu_f - \nu_i}, \qquad (2)$$

where ν_i and ν_f indicate the frequency range corresponding to that band. We evaluate the same bands as in De Rossi & Bromm (2023) (Band 3: 84-116 GHz, Band 4: 125-163 GHz, Band 5: 163-211 GHz, Band 6: 211-275 GHz, Band 7: 275-373 GHz, Band 8: 385-500 GHz, Band 9: 602-720 GHz, Band 10: 787-950 GHz).

Finally, we adopt a Λ Cold Dark Matter (ΛCDM) cosmology with $h = 0.67$, $\Omega_{\rm b} = 0.049$, $\Omega_{\rm m} = 0.32$, $\Omega_\Lambda = 0.68$ (Planck Collaboration et al., 2014).

3. Results

In Fig. 1 (left panel), we evaluate $F_{\rm FIR}$ as a function of M_* for model sources at $z = 13$, considering different ALMA bands. We obtain a linear increase of FIR fluxes with M_* for all analysed bands, with a steeper slope and

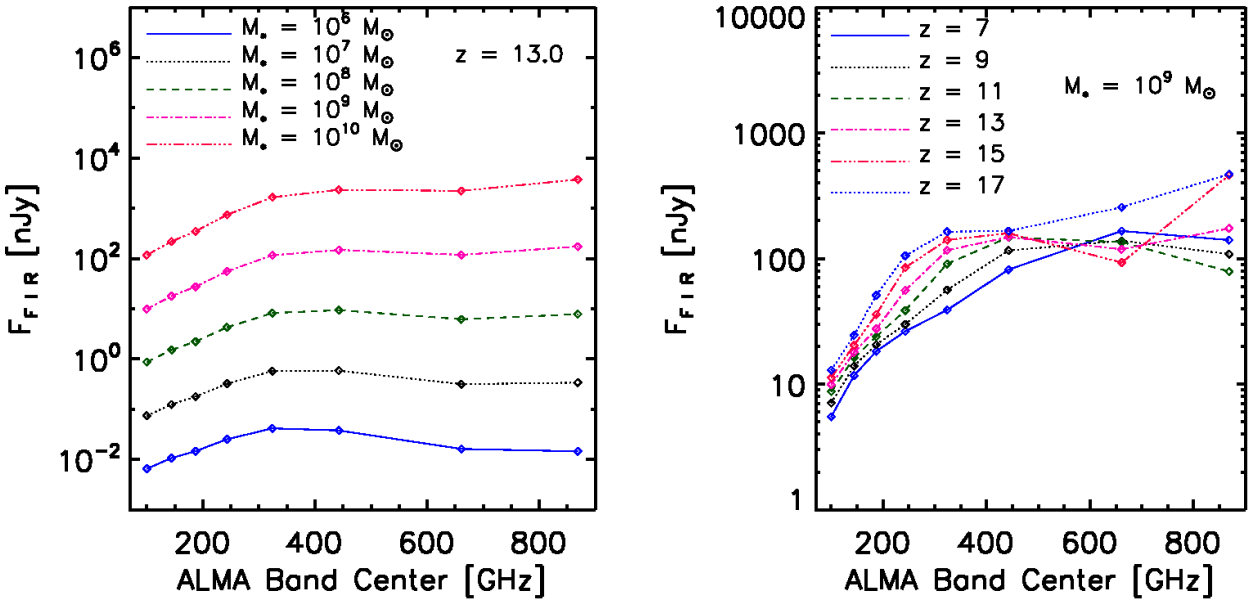


Fig. 2. Average FIR flux within available ALMA bands (3-10) vs. central band frequency. *Left panel*: Comparison of the predictions obtained for sources of different M_* located at $z = 13$. *Right panel*: Comparison of the predictions obtained for sources of $M_* = 10^9$ M$_\odot$ located at different z.

normalisation for bands associated with higher frequencies. In particular, sources with higher M_* show the largest variations of FIR fluxes among different bands, reaching a difference of $\sim$ 2 orders of magnitude between the fluxes corresponding to ALMA bands 3 and 10 at $M_\star \sim 10^{11}$ M$_\odot$. Different symbols in Fig. 1 denote ALMA observational data regarding select galaxy candidates at $z \gtrsim 11$ (Fujimoto et al., 2023, see their tables 1 and 3), corresponding to sources: S5-z17-1 (band 7, Fujimoto et al. 2023; black cross), GHZ1/GLz11 (band 7, Yoon et al. 2023; green asterisk), GHZ2/GLz13 (band 6, Bakx et al. 2023, Popping 2023; blue circle), and HD1 (band 6, Harikane et al. 2022, pink triangle; band 4, Kaasinen et al. 2023, red square), plausibly located at $z \approx 18.41$, 10.87, 12.43, and 15.39, respectively (Fujimoto et al., 2023). A tentative detection is represented for GHZ1/GLz11, while data for all other sources correspond to upper flux limits. As noted by De Rossi & Bromm (2023), predictions of our model are consistent with upper flux limits inferred from ALMA, as long as conservative typical parameter values for the baryonic properties in first galaxies are assumed.

In Fig. 1 (right panel), we analyse the predictions of our model regarding the evolution with z of ALMA fluxes in band 7, which is commonly used in observational studies. Interestingly, systems with similar M_* would be brighter in the FIR if they are located at higher z. In particular, as z increases from 7 to 17, the fluxes increase by around $\sim$ 1 order of magnitude for all M_* considered. De Rossi & Bromm (2019) obtained similar trends when evaluating the capabilities of a projected future space telescope for detecting first galaxies in the FIR. According to that work, first galaxies are affected by a strong negative K-correction. On the one hand, the higher temperature floor set by the cosmic microwave background drives higher dust luminosities as z increases (e.g., Safranek-Shrader et al., 2016). On the other hand, stellar populations can more efficiently heat dust grains at higher z as systems are more spatially concentrated. Hence, considering galaxy candidates of similar M_* observed by the JWST, galaxies at higher z would be more amenable for detection with ALMA. But, this would be valid as long as dust properties do not vary significantly with z, which is currently not clear.

Fig. 2 (left panel) presents predictions of our model corresponding to multi-band observations conducted with ALMA for sources of different M_* at $z = 13$. The shape of the relation between $F_{\rm FIR}$ and the central band frequency does not seem to significantly depend on M_*: $F_{\rm FIR}$ shows a weak increase with the central frequency for bands 3-7 and, then, the relation flattens for bands 7-10. Nevertheless, for the latter bands, we note a very weak decrease of the slope for less massive galaxies. In particular, the increase of $F_{\rm FIR}$ with M_* is larger at higher frequencies, as Fig. 2 also shows: as M_* increases in the range 10^{6-10} M$_\odot$, fluxes in band 3 increase by $\sim$ 4 orders of magnitude, while fluxes in band 10 increase by $\sim$ 6 orders of magnitude.

Multi-band observations with ALMA for sources of $M_* = 10^9$ M$_\odot$ at different z are analysed in Fig. 2 (right panel). It is evident that, for sources of similar M_*, the shape of the relation between $F_{\rm FIR}$ and the central band frequency is affected by z. This can be explained considering that different features of the dust spectral energy distribution enter the wavelenght range of each band as z increases (see the discussion in De Rossi & Bromm 2019). Such spectral features are generated by the specific chemical composition of dust grains. Therefore, ALMA multi-band observations could provide information about the chemistry of dust as a function of

z, allowing us to constrain its evolution. We note again that galaxies at the highest redshifts ($z \sim 17$) tend to be brighter in all bands compared with similar systems at $z = 7$, due to the strong negative K-correction already mentioned. In general, $F_{\rm FIR}$ increases with z for bands 3-8, reaching the highest variation for bands 6-7. The trends with z are not so clear in the case of bands 9-10, but the highest fluxes are obtained for such bands at our maximum evaluated value of $z = 17$. This strong negative K-correction obtained for first galaxies can thus facilitate the exploration of the origin and nature of dust in the early Universe (e.g., Gall et al., 2011).

4. Conclusions

By implementing a model for primordial dust emission, we studied the plausible FIR/sub-mm signals of first galaxies at $z \gtrsim 7$. We predicted the observed fluxes corresponding to different ALMA bands, considering sources within a stellar mass range $M_* \sim 10^{6-11}$ M$_\odot$. In agreement with previous works, our results are consistent with current upper flux limits from ALMA.

As expected, FIR fluxes increase nearly proportionally to the mass of the systems, but with a slope depending on the ALMA band considered. Contrary to expectations, fluxes corresponding to ALMA bands 3-8 are higher as z increases; thus, sources with similar masses are brighter in the FIR for larger cosmological distance. This is a consequence of the strong negative K-correction that affects galaxies at high z, as discussed in detail in De Rossi & Bromm (2019). Therefore, if the dust properties do not change considerably with z, the JWST sources of a given M_* could be detected more easily with ALMA if they are located at higher z.

Our findings support the great potential provided by the synergy between the JWST and ALMA to address the nature of dust in the early Universe, which in turn is a powerful probe of cosmic chemical evolution in the formative first billion years (e.g. Karlsson et al., 2013).

Acknowledgements: We thank Alexander Ji for providing tabulated dust opacities for the different dust models used here. This work makes use of the Yggdrasil code (Zackrisson et al., 2011), which adopts Starburst99 SSP models, based on Padova-AGB tracks (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) for Pop II stars. We acknowledge support from *Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación* (Agencia I+D+i, PICT-2021-GRF-TI-00290, Argentina).

References

Adams N.J., et al., 2023, MNRAS, 518, 4755
Bakx T.J.L.C., et al., 2023, MNRAS, 519, 5076
Cherchneff I., Dwek E., 2010, ApJ, 713, 1
De Rossi M.E., Bromm V., 2017, MNRAS, 465, 3668
De Rossi M.E., Bromm V., 2019, ApJ, 883, 113
De Rossi M.E., Bromm V., 2023, ApJL, 946, L20
De Rossi M.E., et al., 2018, ApJ, 869, 4
Finkelstein S.L., et al., 2022, ApJL, 940, L55
Fujimoto S., et al., 2023, ApJ, 955, 130
Gall C., Hjorth J., Andersen A.C., 2011, A&A Rv, 19, 43
Greif T.H., Bromm V., 2006, MNRAS, 373, 128
Harikane Y., et al., 2022, ApJ, 929, 1
Jaacks J., Finkelstein S.L., Bromm V., 2018, MNRAS, 475, 3883
Jaacks J., Finkelstein S.L., Bromm V., 2019, MNRAS, 488, 2202
Ji A.P., Frebel A., Bromm V., 2014, ApJ, 782, 95
Kaasinen M., et al., 2023, A&A, 671, A29
Karlsson T., Bromm V., Bland-Hawthorn J., 2013, Reviews of Modern Physics, 85, 809
Labbé I., et al., 2023, Nature, 616, 266
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Mitchell-Wynne K., et al., 2015, Nature Communications, 6, 7945
Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A16
Popping G., 2023, A&A, 669, L8
Safranek-Shrader C., et al., 2016, MNRAS, 455, 3288
Schneider R., Hunt L., Valiante R., 2016, MNRAS, 457, 1842
Vázquez G.A., Leitherer C., 2005, ApJ, 621, 695
Yoon I., et al., 2023, ApJ, 950, 61
Zackrisson E., et al., 2011, ApJ, 740, 13

Looking for the impact of gravitational perturbations in Lyman-Alpha Emitting galaxy systems

M.C. Cerdosino[1,2], A.L. O'Mill[1,3] & N.D. Padilla[1,3]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 29 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las galaxias emisoras de Lyman-Alpha (LAEs) son, generalmente jóvenes, de baja masa y formadoras de estrellas, caracterizadas por su prominente emisión en Lyman-Alpha. Cuando esta emisión ocurre a corrimientos al rojo mayores a 2, se desplaza hacia la ventana óptica, permitiendo su detección mediante observaciones terrestres. En este estudio, utilizamos los primeros datos del One-hundred-deg^2 DECam Imaging in Narrowbands (ODIN) survey, el mayor relevamiento de filtros de banda angosta realizado hasta la fecha. Este proyecto utiliza tres filtros de banda estrecha diseñados a medida para descubrir LAEs en tres períodos igualmente espaciados en la historia cosmológica. Presentamos los primeros resultados de la identificación de sistemas compuestos por 1, 2 o 3 LAEs en uno de los campos de ODIN a un corrimiento al rojo de 3.1. Para ello, proponemos un método de identificación validado mediante un catálogo de galaxias simuladas en el que se aplica un modelo físico de LAEs. El propósito de este trabajo es utilizar estos sistemas como un proxy para la masa del halo anfitrión y explorar su relación con otras propiedades de las LAEs. El objetivo final es determinar si las perturbaciones gravitacionales entre LAEs en sistemas múltiples son suficientes para explicar los cambios observados en sus propiedades, además de estudiar la subestructura esperada en estos halos y la relación con su formación estelar.

Abstract / Lyman-Alpha emitting galaxies (LAEs) are typically young, low-mass, star-forming galaxies characterized by their prominent Lyman-Alpha emission. When this emission originates at redshifts greater than 2, it shifts into the optical window, enabling its detection through ground-based observations. In this study, we utilize the first data from the One-hundred-deg^2 DECam Imaging in Narrowbands (ODIN) survey, the largest narrowband filter survey conducted to date. This project employs three custom-designed narrowband filters to detect LAEs across three equally spaced epochs in cosmic history. We present the first results of identifying systems composed of 1, 2, or 3 LAEs in one of the ODIN fields at a redshift of 3.1. To achieve this, we propose an identification method tested using a simulated galaxy catalog that incorporates a physical model for LAEs. The aim of this work is to use these systems as a proxy for the host halo mass and to explore their relationship with other properties of LAEs. The ultimate goal is to determine whether gravitational interactions among LAEs in multiple systems are sufficient to explain the observed changes in their properties, while also studying the expected substructure within these halos and its connection to star formation.

Keywords / galaxies: high-redshift — galaxies: halos — galaxies: groups: general

1. Introduction

Lyman Alpha Emitting galaxies (LAEs) are crucial objects for studying the high-redshift universe, owing to their distinctive properties and effectiveness as tracers of large-scale cosmic structures (e.g., Huang et al., 2022).

LAEs are typically young, star-forming galaxies with low stellar masses ($M \leq 10^9$ M$_\odot$), minimal dust, and low metallicity (Gawiser et al., 2007; Guaita et al., 2010). Their strong Lyα emission arises from hydrogen recombination in their interstellar medium, driven by active star formation or, in some cases, the presence of an active galactic nucleus (AGN, e.g., Kunth et al., 1998; Konno et al., 2016). Although most LAEs exhibit low stellar masses and are dust-poor, a small subset includes dusty galaxies with higher stellar masses. These exceptions further underscore the diversity within the population of LAEs and their importance in exploring the evolutionary pathways of galaxies and the cosmic web at high redshifts.

The Lyα emission line, originating at a rest-frame wavelength of 121.6 nm, becomes redshifted into the optical range for redshifts $z > 2$, making it observable from ground-based telescopes. A notable example is the One-hundred-deg^2 DECam Imaging in Narrowbands (ODIN, Lee et al., 2024) survey. This catalog aims to detect more than 100,000 LAEs over large contiguous areas using narrow-band filters, providing critical insights into the distribution and properties of LAEs at redshifts of 2.4, 3.1, and 4.5.

Previous clustering measurements have revealed a strong dependence between the halo mass of LAEs and their Lyα luminosity (e.g., Herrero Alonso et al., 2023). They indicate that more luminous LAEs tend to reside in more massive halos compared to less luminous ones, as they exhibit stronger clustering. In addition to Lyα

✉ *Contact* / candelacerdosino@mi.unc.edu.ar Research article

luminosity, studies have also identified correlations between halo mass and other galaxy properties, such as UV luminosity and star formation rates (e.g., Khostovan et al., 2019). These correlations provide further insight into how halo environments influence the characteristics of LAEs.

Although halo occupation distributions for LAEs generally suggest the presence of a single LAE per halo, some halos have been observed to host multiple LAEs (e.g., Herrero Alonso et al., 2023). Theoretically, LAE occupation can serve as a proxy for halo mass, as the occupation number in halo models increases monotonically with halo mass. This suggests that the number of LAEs within a halo could be used as an independent indicator of halo mass, offering an alternative approach to understanding the link between halo mass and LAE populations. In this work, we use ODIN data to test this idea. For this purpose, we base our approach on a previously developed method for identifying galaxy systems at $z = 0$ (Cerdosino et al., 2024), adapted to ODIN LAEs. Here we define a system of LAEs as the occupation of LAEs in the same halo. With this new independent method, we aim to confirm that Lyα luminosity is higher for halos with higher M_{200}. Additionally, we expect to validate previous empirical models that relate the physical properties of galaxies to Lyα luminosity (e.g., Dijkstra & Wyithe, 2012) and explore the effect of halo mass on the star formation activity in LAEs.

This work is organized as follows: Section 2 describes the observed and simulated data utilized in this study. In Section 3, we detail the selection process for our LAE systems. Section 4 presents our preliminary results. Finally, Section 5 outlines our conclusions and future work. Throughout this study, we assume the standard ΛCDM cosmology from Planck Collaboration et al. (2016).

2. Data

The ODIN survey utilizes the Dark Energy Camera (DECam) on the Víctor M. Blanco 4 m Telescope at the Cerro Tololo Inter-American Observatory. This project employs three custom-designed narrowband filters with central wavelengths of 419 nm (N419), 501 nm (N501), and 673 nm (N673) to target LAE candidates at redshifts 2.4, 3.1, and 4.5, respectively. The survey aims to identify a sample of over 100 000 LAEs across seven deep fields, covering a total area of 100 deg^2, enabling ODIN to validate samples of the galaxy population across three cosmic epochs. In this work, we use observations at redshift $z = 3.1$ of the COSMOS field (~ 9 deg^2). The method for selecting LAEs is described in Firestone et al. (2023).

In order to compare with simulated data, we adopt the approach developed in Andrews et al. (2024), implemented in the magneto-hydrodynamical cosmological *The Next Generation* Illustris simulations (IllustrisTNG, Nelson et al., 2019). In this work, we use the Andrews et al. (2024) LAEs grafted onto IllustrisTNG-1 simulation, the largest volume in the IllustrisTNG suite (205 h^{-1} Mpc per side). For completeness, we only include galaxies with stellar masses $\geq 10^9$ $M_\odot$.

We define our LAE sample, considering only objects with Lyα luminosities (Lyα Lum) greater than 10^{42} erg s^{-1} and rest-frame equivalent widths (REW) exceeding 20 Å. Figure 1 shows the Lyα Lum and REW distributions for these samples. The mock data are shown in gray shadow, while the observational data from the COSMOS field are represented in solid green line. As expected, the model does not reproduce the high-luminosity tail typically associated with AGNs, as it does not include AGN emission. Additionally, the model only reproduces systems with REW up to 300 Å, possibly due to the EW error budget in the observations. We can see that the observational sample exhibits the highest consistency with the model for Lyα luminosities below $10^{43.5}$ erg s^{-1} and REW less than 300 Å (indicated by the dashed green line). To ensure a fair comparison with the model and to minimize possible misidentifications, we applied this additional REW cut to our observational sample. In contrast, the luminosity cut was not applied, allowing us to explore the presence of AGNs in the data and their connection to the identified systems.

3. System selection

To select LAE systems, we leveraged the fact that ODIN contains LAEs at similar redshifts, with a redshift precision of $\Delta z \sim 0.06$ at $z = 3.1$ (Lee et al., 2024). The procedure is based on the method described in Cerdosino et al. (2024). Using the mock catalog, which includes information about the host halo of each LAE, we calculate the projected distances between LAEs. We impose a minimum projected distance of 10 pkpc (proper kiloparsec), reflecting the observational angular resolution at $z = 3.1$, and vary the maximum projected distance (rp_{max}) to determine the optimal value that minimizes contamination while maximizing completeness. We define two types of mock systems: "true systems", which are groups where all members belong to the same halo in projection (without a maximum projected distance restriction), and "identified systems", which are detected in projection when the maximum projected distance cut-off is applied.

The upper panel of Fig. 2 shows the completeness: fraction of recovered halos (with at least two galaxies) as a function of the maximum projected distance. This fraction increases with projected distance, approaching nearly 100% at 250 pkpc. In addition, we assess whether LAEs identified as a system truly belong to the same halo. Contamination is defined as the fraction of detected systems in which not all members reside in the same halo (i.e., incorrectly identified groups), relative to the total number of true systems. The bottom panel of Fig. 2 illustrates the contamination, which increases significantly with larger projected distances due to the depth of the data. Only smaller projected distances maintain low contamination levels.

To strike a balance between minimizing contamination and maximizing the fraction of recovered halos, we adopt a maximum projected distance of 100 pkpc for identifying LAE systems. This choice achieves a recovered halo fraction of approximately 70% with a contam-

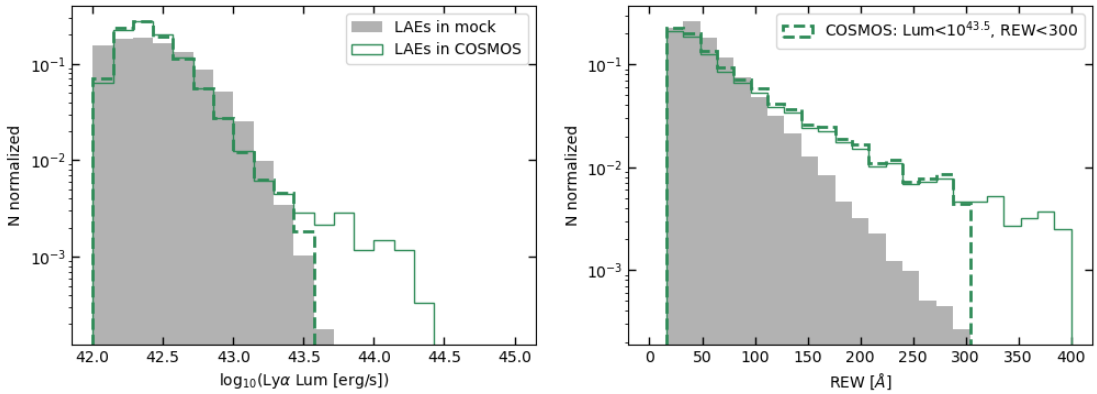


Fig. 1. Lyα luminosity (*left panel*) and rest-frame equivalent width (REW, *right panel*) distributions for our LAE samples in COSMOS (green) and the model (grey). The solid line shows the distributions for galaxies with Lyα Lum $> 10^{42}$ erg s^{-1} and REW > 20 Å, while the dashed lines include the additional criteria of Lyα Lum $< 10^{43.5}$ erg s^{-1} and REW < 300 Å.

Table 1. Number and percentage of systems for mock true systems, mock identified systems with $rp_{max} = 100$ pkpc, and systems identified in the COSMOS field, classified by the number of LAEs in the system (1, 2, 3, 4 or more, and total).

N° of LAEs	Mock true		Mock identified		COSMOS	
	#	%	#	%	#	%
1	84573	94.01	82197	92.60	5267	97.32
2	4529	5.03	5611	6.32	139	2.57
3	622	0.69	747	0.84	6	0.11
4 or +	234	0.26	207	0.23	0	0
Total	89958	100	88762	100	5412	100

ination of around 60%. While this level of contamination may appear high, it is considered acceptable given the substantial increase in the number of identified systems. Moreover, this distance represents a compromise that ensures the inclusion of most physically associated systems while limiting the impact of projection effects inherent to observational data.

4. Preliminary results

We identified systems with $rp_{max} = 100$ pkpc in our LAE observational sample (Lyα Lum $> 10^{42}$ erg s^{-1} and 20 Å $<$ REW $<$ 300 Å). Table 1 presents the number of resulting systems for both the mock and observational datasets. We also included the percentage of systems relative to the total identified in each case.

For the mock systems, the most are isolated LAEs, comprising approximately $92 - 94\%$ of the total. LAE pairs account for about $5 - 6\%$, while the LAE triplets represent less than 1%. Systems formed by four or more LAEs are extremely rare, contributing only about 0.2% in both cases. In the COSMOS data, single LAE systems also dominate, representing 97% of the total. The systems formed by two LAEs make up $\sim 2\%$. Furthermore, we identified 6 systems with three LAEs, which corresponds to about 0.1%. No systems with four or more LAEs were detected within our survey, likely due to the extremely low probability of such configurations.

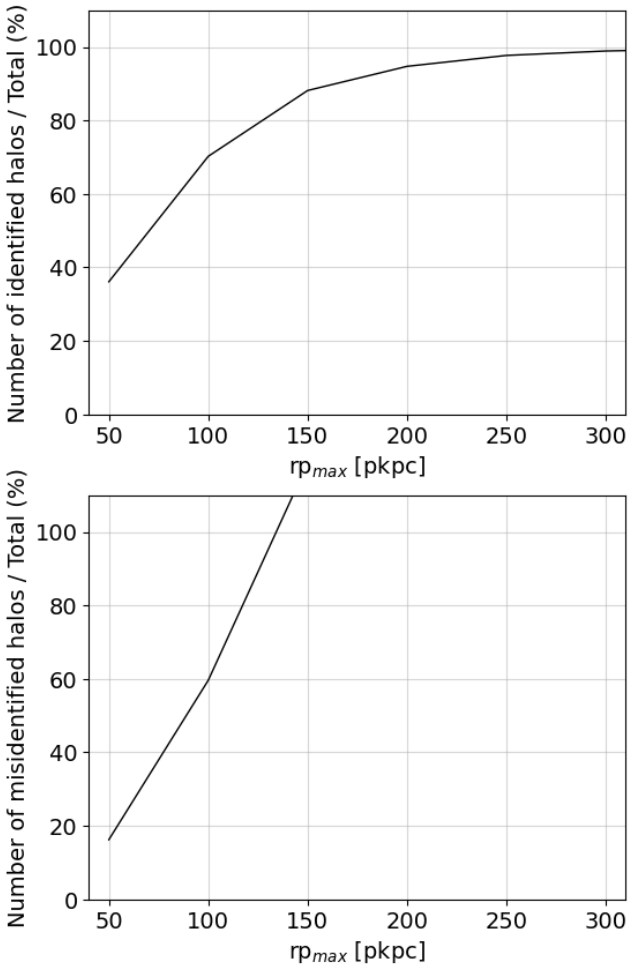


Fig. 2. *Top panel* shows the fraction of recovered halos as a function of the maximum projected distance and the *bottom panel* shows the contamination: fraction of detections which all members are not in the same halo (i.e. groups incorrectly identified), relative to the total number of true systems.

As expected, the observational data primarily consist of single LAE systems. Around 2% of the systems are composed of two LAEs, which is slightly lower than the 5% predicted by mock estimations. While the mock catalogs suggest a small fraction of systems with more than three LAEs, no such systems were observed in either field. This discrepancy between observations and mock predictions could be attributed to observational limitations, such as incompleteness at fainter luminosities, or to differences in the underlying assumptions of the simulations, such as galaxy formation efficiency, stochasticity, or environmental effects at high redshift.

5. Conclusions and future work

We have used ODIN to identify groups of LAEs in the COSMOS field at $z = 3.1$ and have compared our findings with a model applied to IllustrisTNG300-1 simulation. While we observe similar fractions of systems, the number of systems detected in the observations is lower than the expected values from the model. This discrepancy could be attributed to various factors, including limitations in the simulation resolution, model assumptions, uncertainties in the observational data, or the complex astrophysical processes governing LAE formation and evolution.

With the identified systems, we aim to investigate the correlation between the halo occupation of LAEs and their host halo masses, based on the hypothesis that more massive halos indicate the presence of more galaxies. Additionally, we seek to relate halo mass to other galaxy properties and to extend the sample to other fields and redshifts.

Taking advantage of the possibility of using occupancy as a proxy for halo mass, we plan to use physical models of perturbations to infer whether LAEs in multiple systems could be influenced by the gravitational effects of neighboring LAEs or other nearby galaxies.

Acknowledgements: This work was supported in part by the Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) and PICT raíces federal 2023-0002 grant.

References

Andrews M., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2410.08412
Cerdosino M.C., et al., 2024, MNRAS, 528, 4993
Dijkstra M., Wyithe J.S.B., 2012, MNRAS, 419, 3181
Firestone N.M., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2312.16075
Gawiser E., et al., 2007, ApJ, 671, 278
Guaita L., et al., 2010, ApJ, 714, 255
Herrero Alonso Y., et al., 2023, A&A, 671, A5
Huang Y., et al., 2022, ApJ, 941, 134
Khostovan A.A., et al., 2019, MNRAS, 489, 555
Konno A., et al., 2016, ApJ, 823, 20
Kunth D., et al., 1998, A&A, 334, 11
Lee K.S., et al., 2024, ApJ, 962, 36
Nelson D., et al., 2019, Computational Astrophysics and Cosmology, 6, 2
Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13

Secondary biases in cosmological simulations with varying Ω_M

J.C. Rapoport[1], P. López[2,3], N.D. Padilla[2,3] & M. Merchan[2,3]

[1] *Facultad de Matemática Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 29 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En el modelo cosmológico ΛCDM (Lambda-Cold Dark Matter o modelo de materia oscura fría con constante cosmológica), los halos de materia oscura crecen de forma jerárquica mediante acreción suave y fusiones, asumiéndose tradicionalmente que su agrupamiento depende únicamente de la masa del halo. Sin embargo, propiedades secundarias como el momento angular, la concentración y la forma introducen sesgos adicionales, conocidos colectivamente como sesgos secundarios o de ensamblaje. Este estudio investiga la relación entre los sesgos secundarios y la cosmología, particularmente el efecto de variar Ω_M. Usando 17 simulaciones cosmológicas con valores de Ω_M entre 0,1 y 0,5, analizamos el agrupamiento de halos a redshift $z = 0$ basado en propiedades secundarias como el momento angular, la concentración, la forma y la alineación del momento angular. Nuestros resultados muestran una dependencia sistemática para los sesgos asociados al momento angular y concentración con Ω_M y una dependencia menor para la forma.

Abstract / In the Lambda-Cold Dark Matter (ΛCDM) model, dark matter halos grow hierarchically through smooth accretion and mergers, with clustering traditionally assumed to depend solely on halo mass. However, secondary properties such as spin, concentration, and shape introduce additional biases, collectively known as secondary or assembly biases. This study investigates the relationship between secondary biases and cosmology, particularly the effect of varying Ω_M. Using 17 cosmological simulations with Ω_M ranging from 0.1 to 0.5, we analyse the clustering of halos at redshift $z = 0$ based on secondary properties of spin, concentration, shape and alignment of the angular momentum. Our results show a systematic dependence for the spin and concentration bias with increasing Ω_M, and a small dependence for shape.

Keywords / cosmology: cosmological parameters — cosmology: large-scale structure of universe — cosmology: dark matter

1. Introduction

In the ΛCDM model, dark matter halos grow hierarchically through smooth accretion and mergers with other halos (Press & Schechter, 1974). Excursion set theory of hierarchical clustering predicts that halo clustering is determined exclusively by their mass, with no dependence on other properties (Bond et al., 1991). On the other hand, cosmological simulations show that, for dark matter halos of equal mass, the level of clustering with neighboring structures increases or decreases when a secondary property is considered. This effect is known as secondary bias or assembly bias (Sheth & Tormen, 2004; Gao et al., 2005; Gao & White, 2007). Since halos correspond to peaks in a density field that evolves according to a cosmological model, the existence of secondary biases implies that halo mass alone is insufficient to characterise the evolution of this field.

The clustering and evolution of dark matter halos is strongly dependent on cosmology. However, it is often assumed that halo assembly bias remains unaffected, an assumption that has been investigated in only a few studies (Contreras et al., 2021; Lazeyras et al., 2021). For example, Contreras et al. (2021) studied the dependence of spin and concentration with several cosmological parameters in a range of $log(\nu)$, ν being the equivalent peak height, from -0.2 to 0.4. Their findings revealed a weak dependence of assembly bias on Ω_M for low-mass halos.

Motivated by this result, we further explore the relationship between cosmology and the observed clustering of halos with equal mass but differing secondary properties, such as spin, shape, concentration, and alignment of the angular momentum, studying its dependence on Ω_M. To this end, we present preliminary findings on the measurement of secondary biases across 17 cosmological simulations with varying Ω_M.

2. Methodology

2.1. Simulations

For our analysis, we used a set of 17 cosmological simulations with a comoving cubical box of $L_{\rm box} = 500\ h^{-1}$ Mpc on a side, where h is the dimensionless Hubble parameter, with a flat geometry ($k = 1$). All simulations follow the evolution of 528^3 dark matter particles. Because the cosmology varies, the corresponding

✉ *Contact* / juana.rapoport@mi.unc.edu.ar Research article

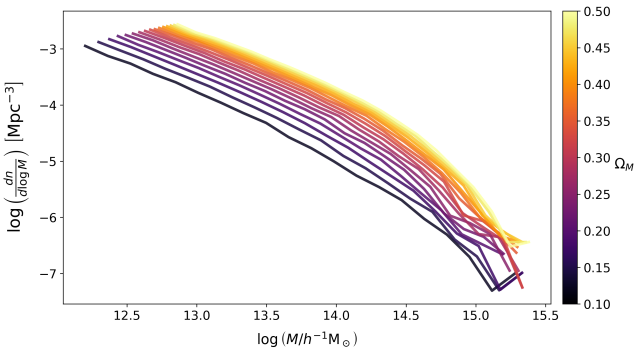


Fig. 1. Fig. 1: Mass function for simulations with $0.1 \leq \Omega_M \leq 0.5$. The low-mass cut corresponds to halos with fewer than 100 particles.

particle mass is slightly different in each simulation, but always of the order of $m_p \sim 10^{10}$ - 10^{11} $\mathrm{M}_\odot$.

Each simulation was carried out with the `Gadget-4` code (Springel et al., 2022). The mass parameter Ω_M for the entire set of simulations varies linearly between 0.1 and 0.5, this range was chosen to span both observationally favoured values and extreme cases, allowing us to test the robustness of assembly bias across a wide cosmological parameter space and identify potential systematic trends.

2.2. Secondary bias

Halos were identified at redshift $z = 0$ using the `Rockstar` code (Behroozi et al., 2013). In Fig, 1, the mass function of all simulations is presented. To characterise the dependence of halo assembly bias upon cosmology we selected halos by mass M through peak height, given by $\nu(M) = \delta_c/\sigma(M)$ (Mo & White, 1996), where δ_c represents the linear overdensity threshold for collapse at $z = 0$, and $\sigma(M)$ represents the variance of the linear overdensity field in spheres of radius $R = [M/(4/3\pi\rho_m)]^{1/3}$, where ρ_m is the mean density of the universe . On average, halos with a peak height of unity are in the initial stages of collapse, while those with peak heights less than or greater than one have either already collapsed or will collapse later (Mo & White, 1996; Sheth & Tormen, 1999). It is worth noting that halos chosen based on peak height exhibit consistent properties, regardless of their mass or redshift (Sheth & Tormen, 1999).

To minimise errors associated with a low number of particles, we selected halos containing more than 100 particles. We acknowledge that this threshold is below the limit suggested by Bett et al. (2007) to avoid biases in the determination of halo properties. However, for halos with masses above 250 particles, our selection meets this criterion, ensuring that any biases observed at higher masses are reliable. At lower masses, our results may be affected by resolution effects, but they remain consistent with those of Contreras et al. (2021) and suggest a trend worth exploring with higher-resolution simulations.

The secondary biases we analyse correspond to the properties of concentration $c = r_{\rm vir}/r_s$ where r_{vir} is the virial radius and $r_{\rm s}$ is the scale radius, the dimensionless spin parameter λ, and shape c/a, calculated as the ratio between the minor and major axis of the triaxial spheroidal halo. Additionally, we calculated the alignment between the angular momentum vector $\vec{j}$ and the eigenvectors given by the inertia tensor of the halo.

To study the dependence of halo secondary bias on each parameter, we selected 20% halos with the highest and lowest values for each property and computed the cross-correlation function ξ_{HM} between each of these samples and a diluted sample of dark matter particles in the density field. The diluted sample was constructed by randomly selecting 1% of the particles in each simulation. Finally we determined the linear bias, given by $b = \xi_{\rm HM}/\xi_{\rm MM}$, where $\xi_{\rm MM}$ corresponds to the autocorrelation function of the diluted sample of dark matter particles. We compute the cross and auto-correlations between $r = 6$ and 20 h^{-1} Mpc in a single distance bin. While we do not incorporate formal statistical errors in the bias calculation, we systematically analyse variability across individual simulations to evaluate the robustness of our results.

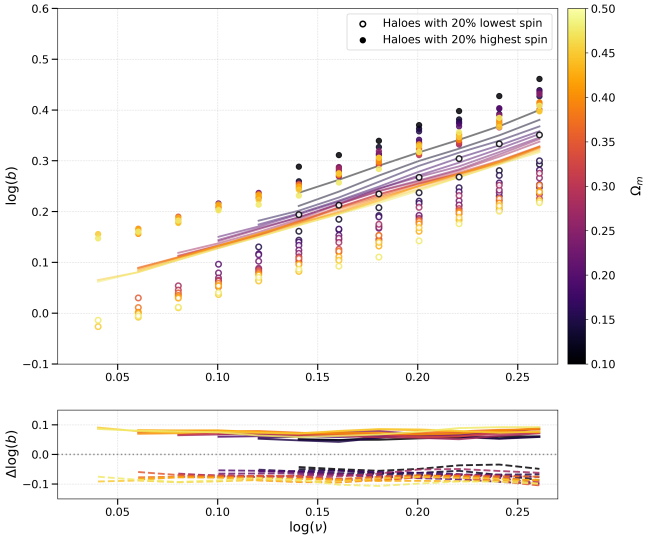


Fig. 2. *Top panel:* Dependence of halo secondary bias on Ω_M at $z = 0$, as a function of peak height for the spin parameter. Filled circles represent the top 20% of halos with the highest spin, while empty circles denote the bottom 20%. Solid lines display the linear bias of halos at fixed peak height. *Bottom panel:* Difference between the selected sample and the mean linear bias. The solid lines represent the top 20%, while the dashed lines correspond to the bottom 20%.

3. Results and discussion

Figures 2 and 3 present the most significant results, which align with previous findings from Contreras et al. (2021). For the spin parameter, we observe in Fig. 2 a systematic variation in the secondary bias signal with Ω_M. In all simulations, low-spin halos are consistently less clustered than high-spin halos. However, simulations with higher Ω_M show an amplified effect, with

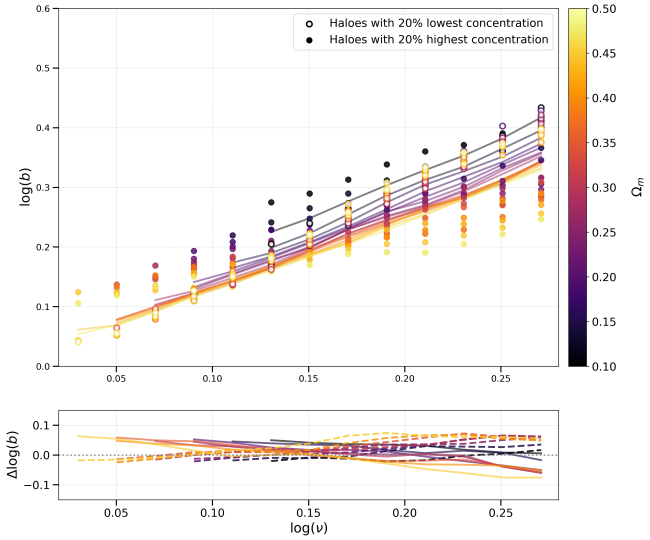


Fig. 3. *Top panel:* Dependence of halo secondary bias on Ω_M at $z = 0$, as a function of peak height for the concentration parameter. Filled circles correspond to the top 20% of halos with the highest concentration, while empty circles represent the 20% least concentrated. *Bottom panel:* Difference between the selected sample and the mean linear bias. The solid lines represent the top 20%, while the dashed lines correspond to the bottom 20%.

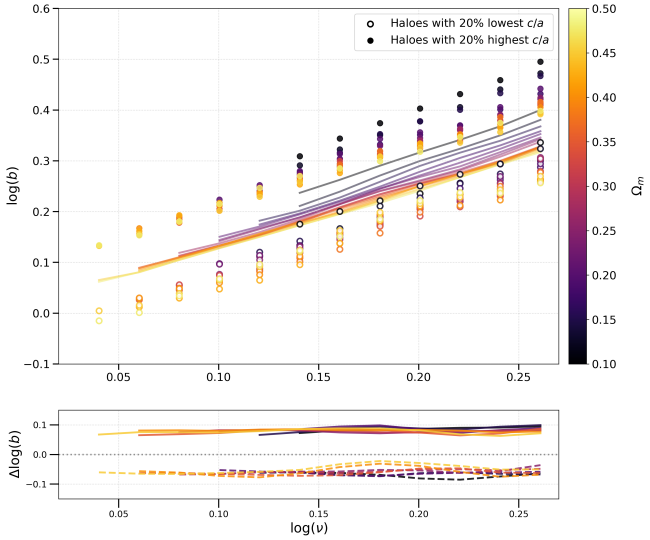


Fig. 4. *Top panel:* Dependence of halo secondary bias on Ω_M at $z = 0$ as a function of peak height for the shape parameter. Filled circles correspond to the top 20% spherical halos, while empty circles represent the 20% that are least spherical. *Bottom panel:* Difference between the selected sample and the mean linear bias. The solid lines represent the top 20%, while the dashed lines correspond to the bottom 20%.

low-spin halos being even less clustered. This indicates that the spin bias signal strengthens as Ω_M increases.

Figure 3 shows that, in every simulation, the clustering of halos with different concentration depends on ν. At low ν, halos with higher concentrations are more clustered than those with lower concentrations. This trend reverses at high ν, where low-concentration ha-

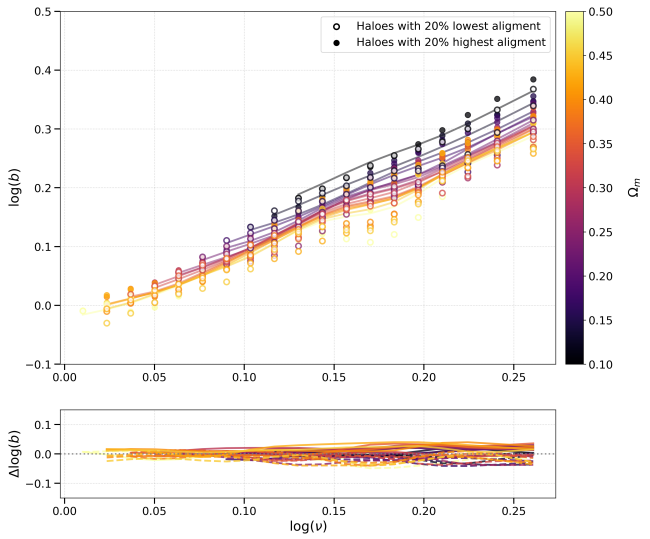


Fig. 5. *Top panel:* Dependence of halo secondary bias on Ω_M at $z = 0$, as a function of peak height for the angle of alignment between the angular momentum and the halo's major axis. Filled circles correspond to the top 20% of halos with the highest alignment, while empty circles represent the 20%, least aligned. *Bottom panel:* Difference between the selected sample and the mean linear bias. The solid lines represent the top 20%, while the dashed lines correspond to the bottom 20%.

los become more clustered. The ν at which this trend reverses varies between simulations, thus showing a dependence with Ω_M. Simulations with lower Ω_M show a crossing point at higher ν. Consequently, the concentration bias at fixed ν also depends on Ω_M. For instance, at $\nu \sim 0.3$, the concentration bias signal increases significantly with Ω_M.

For shape and alignment bias, the observed signals are weaker. Figure 4 shows that more spherical halos ($c/a \sim 1$) exhibit stronger clustering than aspherical ones across all simulations. Regarding the dependence with cosmology, we observe a weak trend at low ν, for the shape bias signal, showing a slight increase for higher Ω_M. For the alignment between angular momentum and shape (Fig. 5), no significant signal is detected, suggesting no dependence on cosmology.

In addition to replicating the work carried out by Contreras et al. (2021), we focused on expanding the range of Ω_M used in the analysis. While this moves us away from the fiducial model, it allows us to observe systematic trends in the different secondary biases.

The stronger dependencies of spin and concentration biases on Ω_M, compared to the weaker signals for shape and alignment biases, may be linked to distinct aspects of halo formation history and their interaction with large-scale tidal fields. For spin bias, the amplification of clustering differences with increasing Ω_M could reflect the role of angular momentum acquisition during halo formation. In high Ω_M universes, the accelerated growth of structure may lead to stronger tidal torques, enhancing the spin of halos in denser environments and further segregating low-spin halos into less clustered regions. Similarly, the dependence of concen-

tration bias on Ω_M may arise from differences in halo assembly timescales. Halos in high $\Omega_M$cosmologies tend to form earlier, leading to higher concentrations, which in turn affects their clustering properties. In contrast, shape and alignment biases may be less sensitive to Ω_M because they are more strongly influenced by local, nonlinear processes, such as recent mergers or interactions with nearby structures, rather than the global cosmological environment.

While our results align with previous studies, we acknowledge that resolution effects and sample variance may influence the observed trends for low-mass and high-mass halos, respectively. To address these limitations, future work will employ higher-resolution and larger-volume simulations. However, the results from this study already provide valuable insight into the relevant scales, halo masses, and key properties to focus on. We will extend this analysis to explore additional secondary parameters, such as the alignment of the angular momentum with the environment, net angular momentum growth, halo formation time, and other properties that may further elucidate the dependence of assembly bias on cosmology.

Acknowledgements: The authors thank Andrés Ruiz for providing us with the simulations used in this work. We also extend our gratitude to the referee and editor for their valuable corrections and comments.

References

Behroozi P.S., Wechsler R.H., Wu H.Y., 2013, ApJ, 762, 109
Bett P., et al., 2007, MNRAS, 376, 215
Bond J.R., et al., 1991, ApJ, 379, 440
Contreras S., et al., 2021, MNRAS, 507, 3412
Gao L., Springel V., White S.D.M., 2005, MNRAS, 363, L66
Gao L., White S.D.M., 2007, MNRAS, 377, L5
Lazeyras T., Villaescusa-Navarro F., Viel M., 2021, JCAP, 2021, 022
Mo H.J., White S.D.M., 1996, MNRAS, 282, 347
Press W.H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425
Sheth R.K., Tormen G., 1999, MNRAS, 308, 119
Sheth R.K., Tormen G., 2004, MNRAS, 350, 1385
Springel V., et al., 2022, GADGET-4: Parallel cosmological N-body and SPH code, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2204.014

Galaxias tempranas con formación estelar reciente: ¿Cómo se formó NGC 4382?

J.P. Godoy[1], F. Faifer[1,2], V. Reynaldi[1,2], C. Escudero[1,2], A. Cortesi[3], & J.I.Rodriguez[2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
[3] *Universidade Federal do Rio de Janeiro, Observatório do Valongo, Brazil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 17 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo estudiamos la galaxia NGC 4382, ubicada en las afueras del cúmulo de Virgo, la cual presenta una morfología perturbada y claros indicios de interacciones y fusiones pasadas. Estudios previos, basados en técnicas como el ajuste espectral completo, han revelado la presencia de una población estelar joven en su región más central, así como una subpoblación de cúmulos globulares ricos en metales con edades cercanas a los 2×10^9 años, lo que sugiere un episodio reciente de formación estelar.
Aquí abordamos el análisis de las poblaciones estelares de la galaxia utilizando una técnica complementaria: la medición de índices espectrales, que tienen la ventaja de no verse afectados por fenómenos como la extinción y que no requieren espectros muy alta señal/ruido como otras técnicas más complejas.
Presentamos resultados preliminares de la medición de estos índices utilizando el código Pylick sobre espectros de ranura larga de Gemini/GMOS, ubicados sobre los semiejes mayor y menor de la galaxia. Mostramos aquí el comportamiento de los índices H_β, Mg_b y Fe5335, conocidos por ser sensibles a la edad, metalicidad y abundancia de elementos α. Encontramos un marcado gradiente radial de ambos índices, lo que puede explicarse con una disminución en la metalicidad y un envejecimiento progresivo de la población estelar hacia el exterior.

Abstract / In this work, we study the galaxy NGC 4382, located on the outskirts of the Virgo cluster, which exhibits a disturbed morphology and clear signs of past interactions and mergers. Previous studies, based on techniques such as full spectral fitting, have revealed the presence of a young stellar population in its central region, as well as a subpopulation of metal-rich globular clusters with ages close to 2 Gyr, suggesting a recent episode of star formation.
Here we analyze the stellar populations of the galaxy using a complementary technique: the measurement of spectral indices, which have the advantage of being unaffected by extinction and do not require very high signal-to-noise spectra as more complex techniques do.
We present preliminary results from the measurement of these indices using the Pylick code on long-slit spectra from Gemini/GMOS, positioned along the galaxy's major and minor axes. We show the behavior of the H_β, Mg_b, and Fe5335 indices, known to be sensitive to age, metallicity, and α-element abundance. We find a marked radial gradient in these indices, which can be explained by a decrease in metallicity and a progressive aging of the stellar population towards the outskirts.

Keywords / galaxies: individual: NGC 4382 — galaxies: stellar content — galaxies: elliptical and lenticular, cD

1. Introducción

La morfología de las galaxias depende tanto de procesos internos (evolución secular, actividad nuclear) como ambientales (interacciones, fusiones, presión cinemática, etc). Determinar las propiedades de sus diferentes poblaciones estelares, en particular la historia de formación estelar en diferentes zonas, y combinarla con información estructural de la galaxia, permite delinear el proceso evolutivo de las transformaciones morfológicas.

En este trabajo se profundiza el estudio de las poblaciones estelares de NGC 4382, una galaxia de tipo temprano ubicada en las afueras del cúmulo de Virgo, a una distancia de 18 ± 0.5 Mpc (Nagino & Matsushita, 2010). Esta galaxia muestra características peculiares, exhibiendo una estructura compleja que se aleja de la forma elíptica suave y regular que se espera en las galaxias de tipo temprano clásicas. Su morfología perturbada, que incluye estructuras tipo *shell* y ondulaciones en su perfil de brillo, pueden considerarse evidencias de un remanente de fusión, provocando cierta incertidumbre en su clasificación, que a lo largo de los años varió entre lenticular, elíptica e incluso espiral. En la actualidad persiste tal incertidumbre, ya que no es claro si se trata de una lenticular vista *"face-on"*, o una elíptica peculiar. Hay, sin embargo, cierto consenso de que sería este último el tipo morfológico más probable Kormendy et al. (2009).

En particular resulta de interés el estudio de su población de cúmulos globulares (CG), ya que además de la subpoblación antigua comúnmente encontrada en este tipo de galaxias, NGC 4382 contiene una subpoblación de CG de unos 2×10^9 años, ricos en metales (Escudero et al., 2022). Asimismo, el análisis de las poblaciones estelares de la galaxia en algunas zonas a

✉ *Contact* / jpaulg@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

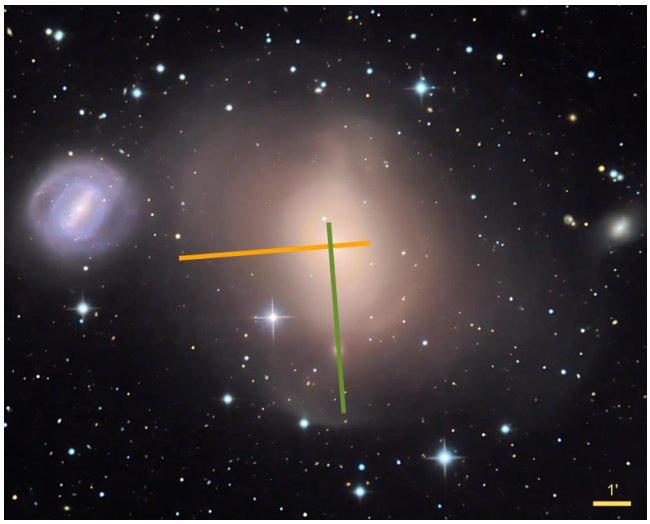


Fig. 1. Imagen de NGC 4382 con las ranuras utilizadas en este trabajo: se muestra en en verde la ranura ubicada a lo largo del eje mayor de la galaxia, y la señalada en naranja ubicada a lo largo del eje menor (El Norte se encuentra hacia arriba y el Este hacia la izquierda). Créditos: imagen a color tomada por IRIDA Observatory (`https://www.irida-observatory.org/CCD/NGC4382/NGC4382.html`

lo largo de su eje mayor indica que, en su región central, NGC 4382 también contiene una población estelar cuya edad es similar a la de los CGs jóvenes (Reynaldi et al., 2023), mostrando que la galaxia tuvo un brote de formación estelar significativo hace alrededor de 2×10^9 años.

Estas características distintivas, sumadas a su morfología peculiar y a la presencia de estructuras tidales, representan claros signos de interacciones y fusiones pasadas, existiendo un amplio consenso en catalogarla como el remanente de una fusión (Sivakoff et al., 2003; Kormendy et al., 2009; Nagino & Matsushita, 2010; Gültekin et al., 2011).

En este trabajo se amplía el estudio espectroscópico a lo largo del semieje mayor de la galaxia, incorporando además una nueva ranura en la dirección del semieje menor, lo que permite alcanzar radios galactocéntricos mayores a los previamente analizados. Para ello utilizaremos como herramienta la medición de índices espectrales, los cuales presentan varias ventajas: son sencillos de calcular, requieren espectros de menor señal/ruido en comparación con otras técnicas, y no se ven afectados por fenómenos como la extinción o errores de calibración. Además de ser una técnica simple y menos costosa, la determinación de los índices espectrales resulta un buen punto de partida para realizar análisis más complejos.

2. Datos y reducción

Para este trabajo hemos utilizado dos conjuntos de datos obtenidos con el telescopio Gemini Norte y el instrumento GMOS en modo ranura larga: En la Fig. 1 se muestra la ubicación de ambas ranuras sobre una imagen óptica de la galaxia bajo estudio.

Específicamente, la ranura señalada en verde, y ubicada a lo largo del eje mayor de NGC 4382, corresponde al programa GN-2009A-Q-102 (PI: Aragón-Salamanca) en el cual se tomaron 4 exposiciones de 890 seg empleando la red B1200. Por su parte, la ranura dispuesta a lo largo del eje menor de la galaxia, corresponde al programa GN-2021A-FT-204 (PI: Arianna Cortesi) donde se tomaron 6 exposiciones de 1200 seg empleando la red B600. En ambos casos se utilizaron ranuras de 0.5" de ancho. El primer conjunto, cuya resolución espectral es FWHM = 1.13 Å cubre el rango de 4000 a 5480 Åy tiene un *binning* de 4 en la dirección espacial, resultando en una escala de 0.29" por píxel. Por otro lado, el segundo conjunto cubre la región que va de 3670 a 6900 Å con un *binning* espacial de 4 y un FWHM = 2.4 Å. Por su parte, el FWHM asociado al *seeing* de ambas observaciones es de aproximadamente FWHM = 1.2″.

Los datos fueron reducidos empleando las tareas del paquete Gemini de IRAF, y se incluyeron los procesos típicos: corrección por *bias*, *flat* y la calibración en longitud de onda. Para ello se emplearon imágenes *bias* descargadas del *Gemini Observatory Archive*, y los *flats* espectroscópicos y lámparas de calibración de Cobre-Argón obtenidas junto con los espectros de NGC 4382. En el mencionado proceso de reducción incluyó además la corrección por eficiencia cuántica y la limpieza de rayos cósmicos, dos correcciones que resultan indispensables para los CCDs actuales de GMOS. Las tareas específicas utilizadas fueron:GBIAS, GQECORR, GEMCRSPEC, GSFLAT, GSWAVELENGTH, GSREDUCE y GSTRANSFORM.

Luego se extrajeron espectros empleando aperturas centradas en los radios galactocéntricos listados en la tabla 1. Cabe destacar que, de acuerdo a la estimación del *seeing* previamente mencionada, todos los puntos medidos resultan independientes, a excepción del segundo y tercero sobre la ranura LS2.

LS1	LS2
23.49″	0.65″
19.86″	1.29″
6.38″	1.93″
1.89″	3.22″
0″	5.80″
1.59″*	21.9″
16.67″*	14.2″
20.15″*	–

Table 1. Radios galactocéntricos de los espectros extraidos para ambas ranuras de este trabajo. Los valores se muestran en segundos de arco son distancias angulares medidas desde el centro de la galaxia hacia el sur para LS1, y desde el centro hacia el este para LS2. (Los valores señalados con (*) corresponden a distancias angulares medidas en la dirección opuesta.)

3. Metodología y análisis

Los índices espectrales son cantidades sensibles a las propiedades de las poblaciones estelares. Por ello, hemos determinado varios índices espectroscópicos a lo

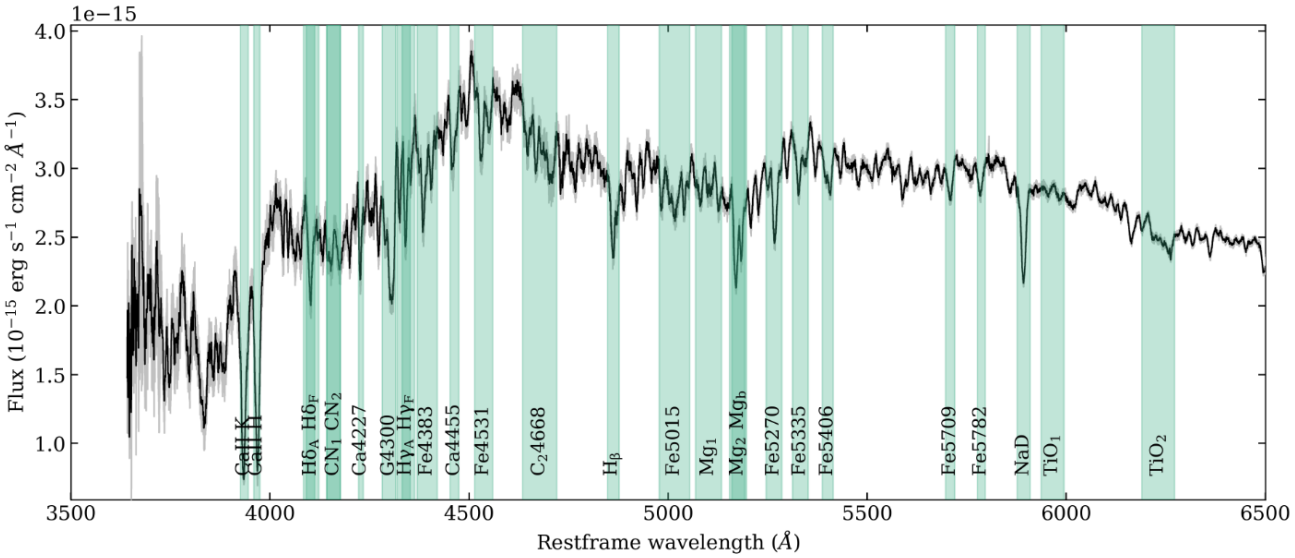


Fig. 2. Espectro correspondiente a 50 *pc* del centro de la galaxia NGC 4382.

largo de sus ejes mayor y menor, utilizando el código PyLick (Borghi et al., 2022) adaptado a los datos Gemini/GMOS. El mismo permite medir más de 80 índices espectrales desde el UV cercano al infrarrojo cercano, tales como el índice D4000 y los índices de Lick (Burstein et al., 1984); (Worthey, 1994); (Worthey & Ottaviani, 1997). En la Fig. 2 se muestra uno de los espectros analizados, indicando los índices medidos por el código.

En particular, resulta de interés analizar los índices asociados a las líneas de la serie de Balmer, que son sensibles a la edad de la población estelar: por ejemplo, el índice H_β disminuye su valor a medida que aumenta la edad para edades mayores que 2×10^9 años (Thomas et al., 2004). Por otro lado, índices como Mg_b y Fe5335 resultan principalmente sensibles al contenido de metales y a las abundancias de elementos α (O, Ne, Mg, etc.) (Thomas et al., 2011). Por ejemplo, el índice Mg_b aumenta su valor con la metalicidad [Z/H] (Thomas et al., 2004)

4. Resultados preliminares

Como resultado principal hemos encontrado un fuerte gradiente del índice H_β (Fig. 3), el cual se sabe es sensible principalmente a la edad. Dado que en los espectros analizados no se han encontrado evidencias de líneas de emisión que puedan estar contaminando dicho índice, podemos atribuir la variación de H_β a un marcado aumento de la edad media de la población estelar a medida que nos alejamos del centro de la galaxia. Por su parte, los índices Mg_b y Fe5335 también muestran una caída en función del radio galactocéntrico, lo cual estaría indicando una disminución de la metalicidad hacia la zona externa de la galaxia. Sin embargo, para confirmar esta hipótesis aún debemos analizar si existen variaciones del cociente [α/Fe] que puedan dar cuenta de parte de las variaciones de los mencionados índices. Estos resultados, aunque preliminares, indican que la población estelar se vuelve más joven y más rica en metales a medida que nos acercamos al centro de la galaxia. Esto resulta consistente con trabajos anteriores, donde se utiliza la técnica de ajuste espectral completo para la región interna de NGC 4382 (Reynaldi et al., 2023).

Para complementar este análisis, esperamos determinar el cociente [α/Fe] en base a los índices medidos aquí y compararlos con modelos de poblaciones estelares simples, así como también emplear la técnica de ajuste espectral completo para estudiar la historia de formación estelar de la galaxia.

References

Borghi N., et al., 2022, ApJ, 927, 164
Burstein D., et al., 1984, ApJ, 287, 586
Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS, 511, 393
Gültekin K., et al., 2011, ApJ, 741, 38
Kormendy J., et al., 2009, ApJS, 182, 216
Nagino R., Matsushita K., 2010, PASJ, 62, 787
Reynaldi V., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 265
Sivakoff G.R., Sarazin C.L., Irwin J.A., 2003, ApJ, 599, 218
Thomas D., Maraston C., Johansson J., 2011, MNRAS, 412, 2183
Thomas D., Maraston C., Korn A., 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 351, L19
Worthey G., 1994, ApJS, 95, 107
Worthey G., Ottaviani D.L., 1997, ApJS, 111, 377

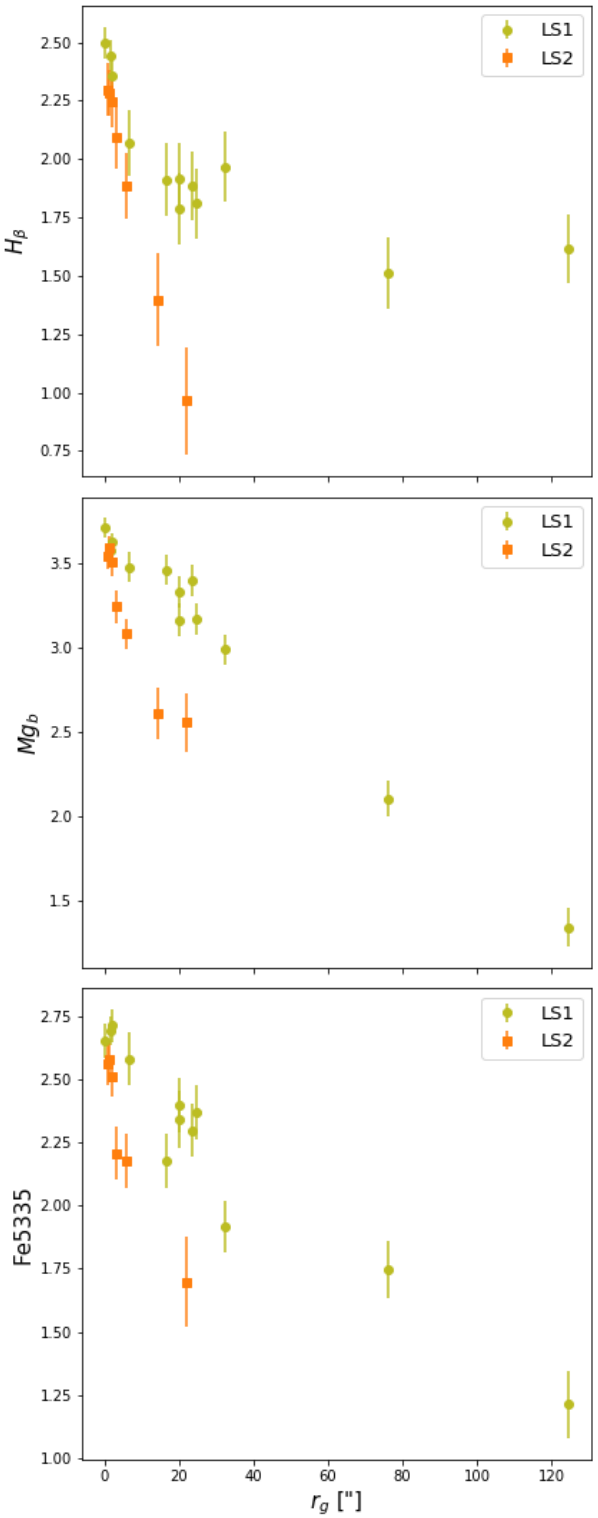


Fig. 3. Comportamiento de los índices espectrales en función de la distancia galactocéntrica. *Panel superior:* H_β, *Panel central:* Mg_b, *Panel inferior:* Fe5335. Los colores se corresponden con las ranuras colocadas a lo largo del semieje mayor (verde) y del semieje menor (naranja). Debido a que el *seeing* de ambas observaciones ronda los 1.2″, los espectros correspondientes al segundo y tercer punto de LS2 no aportan información estrictamente independiente entre sí, pero muestran la consistencia de las medidas.

Agujeros de gusano cosmológicos en un universo con rebote

D. Pérez[1], G.E. Romero[1,2] & S.E. Perez Bergliaffa[3]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Exactas, UNLP, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Departamento de Física Teórica, Instituto de Física, Universidade do Estado de Rio de Janeiro, Brazil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 25 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los agujeros de gusano son hipotéticos atajos entre diferentes regiones del universo. El puente que conecta las mismas tiene un radio mínimo, la garganta, que permite el pasaje de campos y materia en ambas direcciones a través de las bocas. Las soluciones clásicas de la relatividad general que describien agujeros de gusano – la más conocida es la de Morris-Thorne – son estáticas y asintóticamente planas. Existen también soluciones de las ecuaciones de campo de Einstein que representan agujeros de gusano dinámicos; en particular, hay toda una clase de soluciones que describen agujeros de gusano que evolucionan acoplados con el espacio-tiempo cosmológico de fondo, los llamados agujeros de gusano cosmológicos. En este trabajo analizamos si un tipo particular de agujero de gusano cosmológico podría sobrevivir en un universo que atraviesa un rebote. En estos modelos cosmológicos, el universo comienza a contraerse de una fase inicial muy diluida para luego evolucionar suavemente por medio de un rebote hacia la actual etapa de expansión tal como es descripta por el modelo ΛCDM. Mediante un análisis de la evolución de la garganta en términos del tiempo cósmico determinamos si la solución sigue siendo válida para una cierta clase de modelos cosmológicos no singulares.

Abstract / Wormholes are hypothetical shortcuts between different regions of the universe. The bridge connecting different regions of spacetime has a minimum radius, the throat, which allows the passage of matter and fields in both directions through two opposing mouths. Classical wormhole solutions of general relativity – the most famous being the Morris-Thorne wormhole – are static and asymptotically flat. There are also dynamical wormhole solutions to Einstein's field equations; in particular, there is a class of solutions that describe wormholes whose properties evolve due to their coupling with the cosmological background, the so-called cosmological wormholes. In this work, we analyze whether this particular type of wormholes could survive in a universe undergoing a cosmological bounce. In such a cosmological model, the universe begins to contract from a very dilute phase. The contraction then smoothly evolves into a bounce leading to the current phase of expansion as described by the ΛCDM model. By analyzing the evolution of the throat in terms of cosmic time we determine whether the solution remains valid for a certain class of non-singular cosmological models.

Keywords / cosmology: early universe — cosmology: theory — gravitation

1. Introduction

El modelo cosmológico estándar, denominado modelo ΛCDM, se basa en las ecuaciones Einstein con constante cosmológica e incluye bariones, neutrinos, fotones y materia fría oscura. Además, supone que el espacio-tiempo es homogéneo e isotrópico en escalas del orden de 300 Mpc o mayores. A pesar de ser el modelo más usado en cosmología, tiene varios problemas: el modelo no puede explicar la aparente "chatura" del universo, la aparente homogeneidad de regiones causalmente desconectadas, o el origen de las fluctuaciones de densidad necesarias para la formación de estructura. Además, el modelo es singular: no puede representar al espacio-tiempo al comienzo de la fase de expansión.

Para dar respuesta a algunos de estos problemas, se suele suponer la existencia de un período inflacionario en los primeros instantes de la expansión cósmica. Este enfoque, sin embargo, parece en verdad dar lugar a una inflación ontológica: ¿qué es el inflatón?, ¿de dónde salió?, ¿sus propiedades se ajustan a una teoría bien formulada y fundamental de la física de partículas? (Earman & Mosterin, 1999; Brandenberger, 2008; Ijjas et al., 2013, 2014). Por otro lado, la inflación no resuelve el problema de la singularidad cosmológica inicial, e incluso es dudoso que resuelva los otros problemas, ya que los problemas son desplazados a las condiciones del potencial del inflatón.

Una alternativa para dar solución a algunos de estos problemas la ofrecen los modelos cosmológicos con rebote (Novello & Bergliaffa, 2008; Falciano et al., 2008; Pinto-Neto, 2011, 2014, 2021; Ijjas & Steinhardt, 2016): en un escenario de rebote, el universo atravesó una fase de contracción antes de la fase de expansión habitual y, por tanto, realizó una inversión de la dirección de su campo de velocidades. Los modelos de rebote son tales que las condiciones iniciales ya no se encuentran en una región muy pequeña y diminuta, quizá de tamaño

✉ *Contacto* / danielaperez@iar.unlp.edu.ar

Research article

planckiano, sino en una región del espacio-tiempo muy grande y casi plana. Por construcción, estos modelos resuelven el problema de la singularidad inicial. Para que ocurra el rebote se deben violar las condiciones de energía, lo cual puede ser implementado, por ejemplo, mediante un campo escalar, de origen clásico (Ijjas & Steinhardt, 2016) o cuántico (Pinto-Neto, 2021).

Es de esperar que en la fase de contracción toda estructura se destruya. Sin embargo, como se ha mostrado en trabajos recientes (Pérez et al., 2021; Pérez & Romero, 2022; Corman et al., 2022), objetos puramente gravitacionales como los agujeros negros pueden sobrevivir al rebote y, acaso, puedan estar involucrados en la formación de estructura y producción de ondas gravitacionales en la fase de expansión (Pérez & Romero, 2022).

Otra clase de objetos teóricos que podrían sobrevir al rebote son los agujeros de gusano. Un agujero de gusano es una región del espacio-tiempo con una topología no trivial. Se caracteriza por poseer una garganta que permite conectar dos regiones distintas del espacio; la ausencia de horizontes de eventos permite que tanto materia como campos puedan ir de una región a otra, en ambas direcciones. Para que el agujero de gusano se mantenga abierto, la garganta debe albergar materia exótica, esto es, materia que viole la condición de energía nula (NEC, por sus siglas en inglés). Hay toda una variedad de soluciones de agujeros de gusano tanto en relatividad general como en teorías alternativas de la gravitación (Visser, 1996; Lobo, 2007). En este trabajo nos focalizamos en un tipo particular, los llamados agujeros de gusano cosmológicos, cuya cualidad distintiva es la de estar acoplados a la evolución dinámica del espacio-tiempo cosmológico de fondo.

Recientemente, Pérez y Raia-Neto encontraron una solución exacta de las ecuaciones de campo de Einstein que representa un agujero negro cosmológico embebido en un espacio-tiempo de fondo de Friedmann-Lemaître-Robertson Walker (Pérez & Neto, 2023). Es esta solución particular la que se analizará aquí.

Siendo la garganta la característica definitoria de un agujero de gusano, es ésta la que dictará el criterio de supervivencia del mismo en los modelos de universo con rebote. Luego, es esencial contar con una definición rigurosa de garganta para agujeros de gusano dinámicos. Ese es el tópico de la próxima sección.

2. Definición de garganta

La garganta es una superficie bidimensional mínima en la que geodésicas nulas provenientes de una de las bocas del agujero de gusano se enfocan, y a partir de la cual comienzan a expandirse hacia la otra boca.

Si se denota con n^a (l^a) al campo tangente de geodésicas radiales nulas entrantes (salientes), y a su respectiva expansión con θ_n (θ_l), una de las siguientes condiciones debe satisfacerse en la garganta (McNutt et al., 2021)

$$\theta_n = 0 \ \wedge \ n^a \nabla_a \theta_n \geq 0, \tag{1}$$

o,

$$\theta_l = 0 \ \wedge \ l^a \nabla_a \theta_l \geq 0. \tag{2}$$

La condición $n^a \nabla_a \theta_n \geq 0$ ($l^a \nabla_a \theta_l \geq 0$) es la generalización de la condición de *flare-out* de Morris-Thorne para agujeros de gusano dinámicos.

3. Criterio de supervivencia

Supongamos que se tiene un espacio-tiempo con rebote $(M, \mathbf{g})$ tal que una secuencia de hipersuperficies "instantáneas" espaciales en evolución $S_1, S_2, ..., S_n$ pueden definirse en éste con $S_{i+1} \subset I^+(S_i)$, donde $I^+(S_i)$ es el futuro causal de S_i (Joshi & Saraykar, 1987). Consideremos ahora que la hipersuperficie $S' \subset I^-(S)$ pertenece a la rama en contracción del espacio-tiempo, y $S'' \subset I^+(S)$ pertenece a la rama en expansión, siendo S la superficie mínima en el rebote, donde el factor de escala del espacio-tiempo es tal que $\dot{a} = 0$. Entonces, si existe una garganta de agujero de gusano $T_{S'}$ en S', todas las hipersuperficies tipo espacio entre S' y S'' deben ser difeomorfas. Si no fuera el caso, ocurre un cambio de topología entre S' y S'' y la garganta debe cerrarse.

Para poder establecer si hay cambios topológicos asociados a la destrucción del agujero de gusano embebido en un espacio-tiempo con rebote, parametrizaremos las condiciones escalares de la garganta (1) y (2) en términos del tiempo cósmico, y examinaremos si se mantienen para todos los tiempos anteriores y posteriores al rebote y en $S(t_{\text{rebote}})$.

4. Modelo de rebote

En una cosmología de rebote, el universo se contrae a partir de una fase muy diluida. La contracción evoluciona suavemente a través de un rebote que conduce a la fase actual de expansión tal como es descrita por el modelo ΛCDM. Por construcción, la singularidad cosmológica está ausente en los modelos de rebote. Como se mencionó en la introducción, hay varios mecanismos que podrían causar un rebote cosmológico, ya sea por efectos clásicos Ijjas & Steinhardt (2016); Galkina et al. (2019) o cuánticos Peter & Pinto-Neto (2008); Almeida et al. (2018); Bacalhau et al. (2018). Se remite al lector a la revisión de Novello y Pérez Bergliaffa Novello & Bergliaffa (2008) para más detalles sobre estos mecanismos.

Para la realización de los cálculos, elegimos un factor de escala de la forma (Peter et al., 2007)

$$a(t) = a_{\text{b}} \left[1 + \left(\frac{t}{t_{\text{b}}} \right)^2 \right]^{1/3}, \tag{3}$$

donde a_{b} es una constante de normalización y t_{b} es una escala de tiempo asociada al rebote. Para $t >> t_{\text{b}}$ se obtiene el factor de escala para materia tipo polvo.

Como se mencionó en la introducción, en este trabajo analizamos en particular la solución de agujero de gusano cosmológico de Pérez-Raia Neto. A continuación presentaremos sus características principales.

5. Agujero de gusano cosmológico de Pérez-Raia Neto

La forma del elemento de línea asociado a la geometría del espacio-tiempo del agujero de gusano cosmológi-

co encontrada por Pérez y Raia-Neto en coordenadas isotrópicas $(t, \tilde{r}, \theta, \phi)$ tiene la forma*

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left(1 + \frac{b_0^2}{4a^2(t)\tilde{r}^2}\right)^2 \left(d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2 d\Omega^2\right), \quad (4)$$

donde $a(t)$ es el factor de escala del modelo cosmológico de fondo y la constante b_0 está asociada a la garganta del agujero de gusano. En el límite $a(t) \to 1$, se recupera el elemento de línea de un agujero de gusano de Morris-Thorne (Morris & Thorne, 1988) (en coordenadas isotrópicas); por otro lado, si se toma $b_0 = 0$, la métrica corresponde al espacio-tiempo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker.

El tensor de energía-momento asociado a esta solución es el de un fluido imperfecto, cuya densidad ρ, presión radial $p_{\rm r}$ y tangencial $p_{\rm t}$ y flujo de calor q vienen dados por (Pérez & Neto, 2023):

$$\rho = -\frac{2b_0^2\tilde{r}^2\tilde{\rho}(\tilde{r},t)}{\pi\beta^4}, \quad (5)$$

$$p_{\rm r} = \frac{b_0^2\tilde{pr}(\tilde{r},t)}{2\pi a^2(t)\beta^4}, \quad (6)$$

$$p_{\rm t} = \frac{b_0^2\tilde{pt}(\tilde{r},t)}{2\pi a^2(t)\beta^4}, \quad (7)$$

$$q = \frac{64b_0^2\,\tilde{r}^5 a'(t)\,a^3(t)}{\pi\beta^4}, \quad (8)$$

donde

$$\tilde{\rho}(r,t) = 16\tilde{r}^2a^4(t) + 3\beta^2a'(t)^2, \quad (9)$$

$$\tilde{p}_r(r,t) = -64\tilde{r}^4a^6(t) + \beta^2\chi, \quad (10)$$

$$\tilde{p}_t(\tilde{r},t) = 64\tilde{r}^4a^6(t) + \beta^2\chi, \quad (11)$$

$$\beta = 4a^2(t)\tilde{r}^2 + b_0^2, \quad (12)$$

$$\chi = -b_0^2a'^2(t) + a(t)\beta a''(t). \quad (13)$$

6. Resultados

Pérez y Raia Neto calcularon en forma explícita las condiciones (1) y (2) (Pérez & Neto, 2023). A continuación haremos un resumen los principales resultados obtenidos. El cálculo de las condiciones (1) y (2) se simplifica si se parte del elemento en línea (4) escrito en términos de la coordenada radial areal R, definida como

$$R = a(t)\left(1 + \frac{b_0^2}{4a^2(t)\tilde{r}^2}\right)\tilde{r}. \quad (14)$$

Luego, el elemento de línea (4) en coordenadas (t, R, θ, ϕ) adopta la forma

$$ds^2 = -\left(1 - R^2H^2\right)dt^2 + \frac{1}{\left(1 + \frac{b_0^2}{R^2}\right)}dR^2 - 2\frac{RH}{\sqrt{1 - \frac{b_0^2}{R^2}}}dRdt + R^2d\Omega^2. \quad (15)$$

La expresión de la expansión θ_n es

$$\theta_n = \frac{2\sqrt{1 - \frac{b_0^2}{R}}\,(-1 + RH)}{R} \quad (16)$$

*Se han tomando unidades geometrizadas, es decir, $G = c = 1$.

Con lo cual, $\theta_n = 0$ implica

$$R = \pm b_0, \ \vee \ R = 1/H. \quad (17)$$

La solución $R = b_0$ corresponde a la garganta mientras que $R = 1/H$ es la posición del horizonte cosmológico en un espacio-tiempo de FLRW plano. La condición de *flare-out* se satisface en la garganta

$$n^a\nabla_a\theta_n|_{R=b_0}, \ \Rightarrow \ 2\frac{(-1 + b_0H)^2}{b_0^2} \geq 0. \quad (18)$$

Los mismos resultados se obtienen usando la condición (2).

La posición de la garganta en términos de la coordenada radial isotrópica es $\tilde{r} = b_0/(2a(t))$. Observamos que la garganta está perfectamente definida para todo tiempo cósmico, y en particular para el factor de escala dado por la ecuación (3). Luego, esta solución de agujero de gusano cosmológico satisface las condiciones de supervivencia: el agujero de gusano existe para todo tiempo cósmico, esto es, antes, durante y después del rebote.

Por completitud, en lo que sigue mostramos que la materia asociada al agujero de gusano viola la NEC en la garganta (Pérez & Neto, 2023); en forma matemática, la violación de la NEC se expresa como

$$T_{ab}k^ak^b \leq 0, \quad (19)$$

donde T_{ab} es el tensor de energía-momento y k^a es cualquier vector nulo. Para un fluido imperfecto, la condición anterior tiene la forma

$$\rho + p_{\rm r} - 2q \leq 0, \quad \rho + p_{\rm t} \leq 0. \quad (20)$$

A partir de las ecuaciones (5), (6), (7) y (8) evaluamos las expresiones anteriores en la garganta $\tilde{r}_{\rm g}$:

$$(\rho + p_{\rm r} - 2q)|_{\tilde{r}_{\rm g}} = -\frac{a^2(t) + b_0a'(t)\,(1 + b_0a'(t))}{4b_0^2\pi a^2(t)}, \quad (21)$$

$$(\rho + p_{\rm t})|_{\tilde{r}_{\rm g}} = -\frac{a'^2(t)}{4\pi a^2(t)}. \quad (22)$$

El miembro derecho de (21) toma valores negativos si $a'(t) > 0$, esto es, para un espacio-tiempo en expansión, mientras que (22) resulta siempre negativa independientemente del factor de escala elegido. Este resultado es el esperado: Hochberg and Visser mostraron que si la condición de *flare-out* se satisface en la garganta, luego la NEC también debe violarse allí (Hochberg & Visser, 1998).

Para obtener una mejor visualización de la evolución del agujero de gusano en un universo con rebote, realizamos un diagrama de inmersión de la superficie bidimensional dada por el elemento de línea (4) tomando $t = t_* = \text{const.}$ y $\theta = \pi/2$

$$ds^2 = f(\tilde{r}, t_*)^2(d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2d\phi^2), \quad (23)$$

con

$$f(\tilde{r}, t_*) = a(t_*)\left(1 + \frac{b_0^2}{4a^2(t_*)\tilde{r}^2}\right)\tilde{r}. \quad (24)$$

La visualización de esta superficie se logra embebiendola en un espacio euclídeo en tres dimensiones expresado en coordenadas cilíndricas (ρ, ϕ, z) como

$$ds^2 = dz^2 + d\rho^2 + \rho^2d\phi^2 = \left[\left(\frac{dz}{d\tilde{r}}\right)^2 + \left(\frac{d\rho}{d\tilde{r}}\right)^2\right]d\tilde{r}^2, + \rho^2d\phi^2. \quad (25)$$

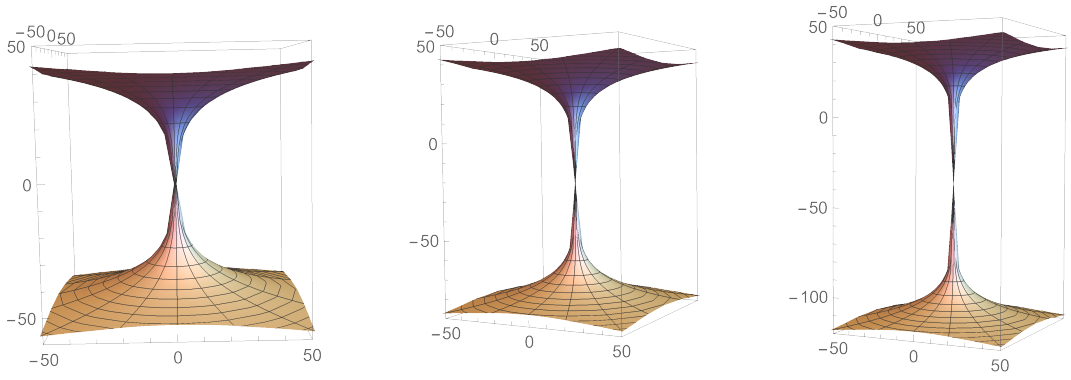


Fig. 1. Diagrama de inmersión para el agujero cosmológico de Pérez-Raia Neto en $t/t_{\rm b} = 0, 10, 100$ (de izquierda a derecha). Se eligieron $b_0 = 10\ GM_\odot/c^2$, $a_{\rm b} = 1$. Las coordenadas (x, y, z) asociadas a cada uno de los ejes están en unidades del radio de la garganta b_0.

Comparando (23) y (25), encontramos que

$$\frac{dz}{d\tilde{r}} = \pm\sqrt{a^2(t_*)\left(1+\frac{b_0^2}{4a^2(t_*)\tilde{r}^2}\right)^2 - \left(\frac{d\rho}{d\tilde{r}}\right)^2}, \\ = \pm\frac{b_0}{\tilde{r}}. \qquad (26)$$

Luego,

$$z(\tilde{r}) = \pm b_0\ \log\left(\tilde{r}/b_0\right) + \text{const}. \qquad (27)$$

A primera vista pareciera que se ha perdido la dependencia con el factor de escala. La coordenada isotrópica $\tilde{r}$, sin embargo, está definida para $\tilde{r} \geq b_0/(2a(t))$, con lo cual el diagrama de inmersión del agujero de gusano cambia en términos del tiempo cósmico, tal como se muestra en la Fig. 1 para $t/t_{\rm b} = 0, 10, 100$; el diagrama es exactamente el mismo en la fase de contracción ya que el factor de escala es simétrico respecto a $t = 0$. Observamos que el radio de la garganta, en coordenadas isotrópicas, se hace cada vez más chico para $t \to \infty$ $(t \to -\infty)$.

7. Conclusiones

El objetivo de este trabajo es establecer si agujeros de gusano poduen sobrevivir a un rebote cosmológico. Para ello se estableció un criterio de supervivencia: dado que la garganta es la característica definitoria de estos objetos, la supervivencia de los mismos implica que la garganta necesariamente debe existir para todo tiempo cósmico, esto es, antes, durante y después del rebote.

Se aplicó este criterio a una solución particular, físicamente clara y bien estudiada, de agujero de gusano cosmológico y se encontró que la garganta permanece siempre abierta, esto es, que no hay cambios topológicos. Estos resultados tienen algunas implicaciones astrofísicas de interés; por ejemplo, esta clase de agujeros de gusano podría conectar dos épocas cósmicas distintas, e incluso una de las bocas podría encontrarse en la rama del universo en contracción y la otra boca en la rama en expansión. En trabajos futuros exploraremos algunas de estas cuestiones.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado parcialmente mediante los subsidios PIP 0554 y PICT-2021-I-INVI-00387. G.E.R. agradece el apoyo de la *Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior-Brasil (CAPES)* - Codigo de Financiamento 001

Referencias

Almeida C., et al., 2018, Annals Phys., 392, 206
Bacalhau A.P., Pinto-Neto N., Dias Pinto Vitenti S., 2018, Phys. Rev. D, 97, 083517
Brandenberger R.H., 2008, M. Lemoine, J. Martin, P. Peter (Eds.), *Inflationary Cosmology*, vol. 738, 393
Corman M., East W.E., Ripley J.L., 2022, JCAP, 2022, 063
Earman J., Mosterin J., 1999, Philosophy of Science, 66, 1
Falciano F.T., Lilley M., Peter P., 2008, PhRvD, 77, 083513
Galkina O., et al., 2019, JETP Lett., 110, 523
Hochberg D., Visser M., 1998, Physical Review D, 58, 044021
Ijjas A., Steinhardt P.J., 2016, PhRvL, 117, 121304
Ijjas A., Steinhardt P.J., Loeb A., 2013, Physics Letters B, 723, 261
Ijjas A., Steinhardt P.J., Loeb A., 2014, Physics Letters B, 736, 142
Joshi P.S., Saraykar R.V., 1987, Physics Letters A, 120, 111
Lobo F.S.N., 2007, arXiv e-prints, arXiv:0710.4474
McNutt D.D., et al., 2021, Physical Review D, 103, 124024
Morris M.S., Thorne K.S., 1988, American Journal of Physics, 56, 395
Novello M., Bergliaffa S.E.P., 2008, Phys. Rept., 463, 127
Pérez D., Bergliaffa S.E.P., Romero G.E., 2021, PhRvD, 103, 064019
Pérez D., Neto M.R., 2023, European Physical Journal C, 83, 1127
Pérez D., Romero G.E., 2022, PhRvD, 105, 104047
Peter P., Pinho E.J.C., Pinto-Neto N., 2007, PhRvD, 75, 023516
Peter P., Pinto-Neto N., 2008, PhRvD, 78, 063506
Pinto-Neto N., 2011, S.E. Perez Berliaffa, M. Novello, R. Ruffini (Eds.), *The Sun, the Stars, the Universe and General Relativity*, 227–240
Pinto-Neto N., 2014, Astronomische Nachrichten, 335, 727
Pinto-Neto N., 2021, Universe, 7, 110
Visser M., 1996, *Lorentzian Wormholes*, Springer-Verlag

Comportamiento del flujo óptico del blazar PKS 2155−304 a lo largo de más de dos décadas y sus implicancias

J.L. Weiss[1,2], I. Andruchow[1,2], S.A. Cellone[1,3] & E.J. Marchesini[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[3] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*
[4] *Istituto Nazionale Di Astrofisica, Bologna, Italia*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 25 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / PKS 2155−304 es un objeto frecuentemente observado debido a que es uno de los blazares más luminosos del cielo sur y muestra un alto grado de variabilidad en su flujo, en todas las longitudes de onda. Se realizó una caracterización de su flujo óptico a partir de observaciones en las bandas B, V, R e I, obtenidas utilizando el Telescopio Jorge Sahade y el Telescopio Helen Sawyer Hogg del Complejo Astronómico El Leoncito y por el telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre a lo largo de casi tres décadas. A partir de las curvas de luz se verificó el estado de variabilidad mediante el uso de los estadísticos C_Γ y F_Γ a distintas escalas temporales, encontrando variabilidad en escalas de años y meses en las bandas V y R. Mediante un análisis de correlación con la banda de rayos-X, se identificó una débil correlación entre la emisión óptica y la de rayos-X. Estos resultados ayudan a comprender los fenómenos físicos que ocurren en la fuente.

Abstract / PKS 2155−304 is a frequently observed object as it is one of the brightest blazars of the southern hemisphere and exhibits a high degree of flux variability across all wavelengths. A characterization of its optical flux was performed based on observations in the B, V, R, and I bands. These were carried out using the Jorge Sahade Telescope and the Helen Sawyer Hogg Telescope (HSH) at the Complejo Astronómico El Leoncito, as well as the 1.54 m telescope at the Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Based on the light curves, variability states were analyzed using the statistics C_Γ y F_Γ at different time scales, finding variability on timescales of years and months in the V and R bands. Through a correlation analysis with the X-ray band, a weak correlation was identified between the optical and X-ray emissions. These results contribute to to the understanding of the physical phenomena occurring in the source.

Keywords / techniques: photometric — BL Lacertae objects: individual (PKS 2155−304) — methods: data analysis

1. Introducción

Según el modelo unificado (Urry & Padovani, 1995), los blazares son la clase de AGN (*Active Galactic Nucleus*, por sus siglas en inglés) en la cual la línea de la visual es cercana a la dirección del *jet*. De acuerdo al modelo de emisión leptónica (Bloom & Marscher, 1996), su SED (*Spectral Energy Distribution*, por sus siglas en inglés) está caracterizada por dos componentes no térmicas, una debido a la emisión sincrotrón, y la otra, asociada al efecto Compton inverso. De acuerdo al ancho equivalente de sus líneas de emisión en el óptico, se los puede clasificar en dos categorías: objetos BL Lac, que son aquellos que presentan espectros sin líneas o líneas muy débiles y los FSRQ (*Flat Spectrum Radio Quasar*) que presentan líneas intensas y suelen ser más luminosos que los objetos BL Lac.

Los AGN exhiben variaciones de flujo en todo el espectro electromagnético en escalas que pueden abarcar desde años hasta minutos. La existencia o no de correlaciones en diferentes bandas del espectro nos aportan información sobre el proceso de emisión responsable de la variabilidad detectada (Yoshida et al., 2020).

En la década del 90, utilizando el telescopio Jorge Sahade (JS), se inició una campaña de observación con el objetivo de monitorear de forma sistemática el flujo óptico de distintos blazares del cielo sur (Romero et al., 1999). Esta iniciativa respondió a un contexto internacional donde distintos grupos de investigación comenzaron a realizar seguimientos de diferentes tipos de galaxias activas. Actualmente, se dispone de una base de datos propia, obtenida con distintos telescopios, que permite hacer estudios de variabilidades a diferentes escalas, correlaciones entre diferentes bandas del espectro electromagnético, estudio de cuasiperiodicidades y modelado de las fuentes. En particular, la fuente conocida como PKS 2155−304 ($z = 0.116$) es un blazar del tipo BL Lac, frecuentemente observado por ser uno de los blazares más luminosos del cielo sur, exhibiendo alta variabilidad en todas las longitudes de onda. Ha sido detectado en rayos gamma de muy altas energías en el rango desde 300 GeV hasta los 2 TeV (Chadwick et al., 1999), siendo la primera fuente a la cual se le midió variabilidad en escala de horas en este rango de energías (Aharonian et al., 2007).

✉ *Contacto* / joaquinweiss@gmail.com

Research article

En este trabajo se presenta una caracterización del flujo óptico de PKS 2155−304 mediante el estudio de sus curvas de luz. A partir de éstas, se analizó la variabilidad a distintas escalas temporales y, obtenidos los flujos, se buscaron correlaciones con la banda de rayos-X.

2. Metodología

Las observaciones se realizaron principalmente con el telescopio JS de 2.15 m de diámetro, complementadas con datos del telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de 60 cm de diámetro y del telescopio reflector de 1.54 m de diámetro de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA⋆) (Universidad Nacional de Córdoba). Se analizaron más de 6500 imágenes tomadas en las bandas B, V, R e I del sistema Johnson-Cousins por el grupo CONGA (Caracterización Observacional de Núcleos de Galaxias Activas, FCAG, UNLP – CONICET) entre 1997 y 2024. Un resumen más detallado de las imágenes tomadas se encuentra en Weiss (2024).

Las imágenes obtenidas por todos los telescopios se redujeron con IRAF⋆⋆, aplicando métodos estándar de calibración por flats y bias. Obtenidas las magnitudes y curvas de luz diferenciales en diversas escalas temporales, se calcularon las magnitudes en el sistema estándar del objeto mediante estrellas del campo con magnitud estándar conocida.

La variabilidad se analizó usando los métodos estadísticos C_Γ y F_Γ, tomando los criterios que se detallan en Zibecchi et al. (2017). Realizado el análisis de variabilidad de flujo, se realizó un análisis de la evolución temporal de su índice de color $V - R$ y del correspondiente índice espectral.

Finalmente, obtenidos los flujos en las bandas fotométricas se buscaron posibles correlaciones temporales con los rayos-X subdivididos en sus componentes *hard* (2-10 keV), *medium* (1-2 keV) y *soft* (0.3-1 keV). Estos datos fueron obtenidos del catálogo *Swift-XRT*⋆⋆⋆ (Evans et al., 2022). Se consideraron observaciones desde 2015 hasta 2023, ya que este intervalo presenta la mejor cobertura temporal en el rango óptico.

3. Resultados

3.1. Curvas de luz en el sistema estándar

A partir de los resultados de la fotometría diferencial, se calculó la magnitud del objeto en el sistema estándar para cada banda utilizando estrellas del campo con magnitud estándar tabulada en Hamuy & Maza (1989). Los resultados se muestran en la Fig. 1.

En particular, se destaca lo ocurrido entre julio y agosto de 2023 (ver Fig. 2). A partir de las cuasiperiodicidades reportadas en la literatura (Zheng et al., 2022), y considerando ademas que, según una comunicación privada (B. Kapanadze, 2023), se esperaba un flare a mediados de 2023. Las observaciones realizadas en ese intervalo mostraron un claro aumento de flujo: entre el 14 de julio y el 5 de agosto se observó un cambio de 0.47 R_{mag}. Se detectó este aumento en el flujo hasta el 18 de agosto, siendo esta una de las pocas noches que reportó microvariabilidad.

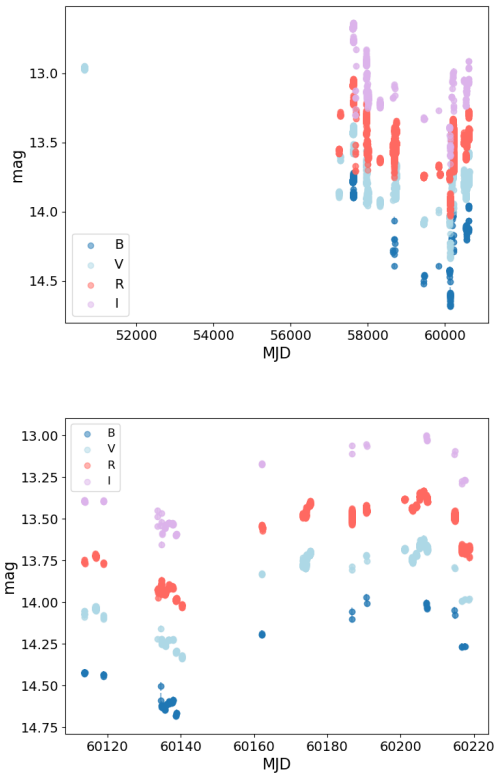


Fig. 1. Curvas de luz en el sistema estándar a diferentes escalas. *Panel superior:* Correspondiente a todo el intervalo de observación, desde 1997 hasta el 2024. *Panel inferior:* Correspondiente al año 2023.

3.2. Análisis de variabilidad

A lo largo de los años se han utilizado diversas pruebas estadísticas para evaluar la variabilidad en blazares. Entre ellas, el criterio C_Γ y el test F_Γ han sido ampliamente empleados en la literatura (ver Zibecchi et al., 2017 y referencias allí citadas). Se ha observado que C_Γ tiende a ser más conservador en la detección de variabilidad, mientras que F_Γ muestra una mayor predisposición a clasificar como variables aquellas curvas de luz con errores fotométricos significativos o con una baja relación señal/ruido (Zibecchi et al., 2017).

El análisis de variabilidad se realizó en escalas temporales de años, meses, interdías (intervalos de hasta 10 noches con al menos 3 noches de observación) e intradía, según la disponibilidad de datos. El error fotométrico se estimó mediante la dispersión de la curva de control. Debido a la baja cantidad de puntos en las bandas B e I, su análisis se limitó a escalas de años y meses.

⋆https://oac.unc.edu.ar/investigacion/eaba/

⋆⋆IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

⋆⋆⋆https://www.swift.ac.uk/LSXPS/

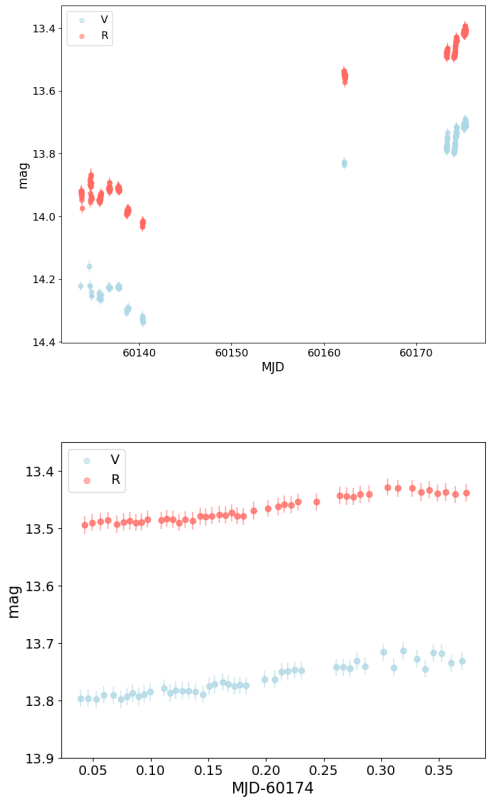


Fig. 2. Curvas de luz en el sistema estándar a diferentes escalas. *Panel superior:* Correspondiente al intervalo julio – agosto de 2023. *Panel inferior:* Correspondiente a la noche del 17 de agosto de 2023.

Tabla 1. Resultados de los tests C_Γ y F_Γ en escala de años. Las columnas, en orden de izquierda a derecha, son el intervalo considerado, la banda fotométrica, los resultados de los test C_Γ y F_Γ, y σ la dispersión de la curva de control–comparación. Los números en negrita indican variabilidad.

Intervalo	Filtro	C_Γ	F_Γ	σ
2019–2024	B	**7.86**	**61.70**	0.035
2015–2024	V	**8.40**	**70.52**	0.018
2015-2024	R	**5.85**	**34.27**	0.029
2017–2024	I	**7.15**	**51.17**	0.028

3.2.1. Escala de años

En este intervalo, se tomó el mayor período posible para cada banda, manteniendo la consistencia en el uso de los objetos de control y comparación. En función de la disponibilidad de datos, se consideraron los años 2015 y 2024 para las imágenes tomadas en la bandas V y R, los años 2017 a 2024 para los datos en I y los años 2019 a 2024 la banda B. Los resultados se expresan en la Tabla 1. En esta escala temporal, ambos tests indicaron variabilidad en todas las bandas. Se registró, en particular, variaciones de magnitud de hasta 0.99 en la banda R.

Tabla 2. Resultados de los tests C_Γ y F_Γ en escala de meses, interdías, e intradía. Las columnas son la escala considerada, la banda fotométrica, C_V y C_{NV} son la cantidad de resultados positivos y negativos del criterio C_Γ mientras que, F_V y F_{NV} son la cantidad de resultados positivos y negativos según el test F_Γ. La última columna muestra el porcentaje de resultados positivos.

Escala	Filtro	C_V	C_{NV}	F_V	F_{NV}	%
Meses	B	3	1	3	1	75.00
	V	5	1	6	0	91.67
	R	6	1	7	0	92.86
	I	4	1	3	2	70.00
Interdía	V	12	2	13	1	89.29
	R	12	4	15	1	84.38
Intradía	V	7	56	18	45	19.84
	R	9	72	18	63	26.66

3.2.2. Escala de meses

Para el análisis de variabilidad en escala de meses, se usaron las curvas de luz diferenciales por año de observación, con intervalos temporales de hasta 6 meses. Los resultados (ver Tabla 2) mostraron variabilidad en cada banda según alguno de los dos tests, con excepciones en B e I debido a noches ruidosas con alta dispersión instrumental, lo que podría haber enmascarado la variabilidad intrínseca. La discrepancias entre los tests sugiere una variabilidad menos significativa. Cabe destacar que en varios casos la cantidad de puntos obtenidos en estas dos bandas fue menor a 10, lo que permitió evaluar la variabilidad, aunque con errores más significativos. Se destaca la variabilidad detectada durante el año 2023, donde se llegó a medir variaciones de magnitud de 0.72 en la banda R.

3.2.3. Interdía

En esta escala, los resultados de los tests de variabilidad fueron mayormente positivos, como se puede ver en la Tabla 2. En esta escala temporal se produjo el flare ($\Delta R = 0.47$), y en este caso, todos los tests indicaron la presencia de variabilidad. Nuevamente aparecen algunos casos particulares donde los intervalos con mayores errores fotométricos son más propensos a resultar como no variables, similar a lo dicho en la sección 3.2.2.

3.2.4. Intradía

En esta escala se analizó cada noche de observación por separado, obteniendose mayormente resultados negativos en los tests de variabilidad. Sin embargo, en las noches donde ambos tests fueron positivos para las bandas R y V, y había suficientes datos, se subdividieron los intervalos, lo que permitió la detección de microvariabilidad en escalas menores a 4 horas, con diferencias de magnitud reportadas en la banda R de 0.05. Se destaca que una de las noches que arrojó microvariabilidad en ambas bandas fue la del 17 de agosto de 2023, coincidente con un incremento de flujo.

3.3. Índice espectral

A partir de los resultados fotométricos en las bandas R y V se calculó la evolución del índice espectral del objeto a través del tiempo. El mismo fue consistentemente negativo, como se espera para objetos con emisión no térmica (ver, p.ej. Zhang et al. (2022)).

Para analizar su evolución temporal, se realizó un ajuste lineal por cuadrados mínimos, cuyos resultados se muestran en la Fig. 3. Se observó una tendencia global al aumento del índice con el tiempo, lo que indica un endurecimiento del espectro hacia el presente, es decir, una disminución de su pendiente, lo que sugiere un incremento relativo en la contribución de la emisión no térmica del jet respecto de una componente térmica subyacente.

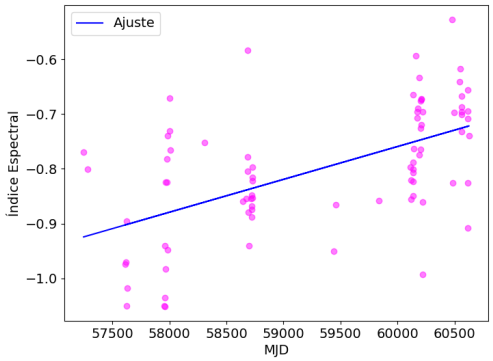


Fig. 3. Ajuste lineal por cuadrados mínimos entre el índice espectral y el tiempo.

3.4. Análisis de correlación

Para analizar posibles correlaciones se utilizó la *Z-transformed Discrete Correlation Function (ZDCF)* Jankov et al., 2022a, función específicamente diseñada para estudios de AGN, ya que es adecuada para curvas de luz con bajo muestreo y frecuencia irregular (ver, p.ej. Jankov et al., 2022b).

Se comparó el flujo en las bandas V y R con las cuentas en rayos-X (*soft*, *medium* y *hard*). Se calculó el valor de la función ZDCF para distintos desfasajes temporales (Z y τ, respectivamente). Los resultados mostraron correlaciones débiles con altos errores asociados, sin diferencias significativas entre bandas ni flujos. La Fig. 4 ilustra la correlación entre las bandas *soft* y R.

Debido a las altas dispersiones se concluyó que la correlación encontrada es débil, resultado consistente con lo encontrado por Treves et al. (1989).

4. Conclusiones

Este análisis confirma la notable variabilidad del objeto a lo largo de escalas temporales que van desde días hasta años. A escalas mayores los resultados de los tests de variabilidad fueron generalmente positivos. Esto no ocurrió al analizar microvariabilidades, siendo contados los

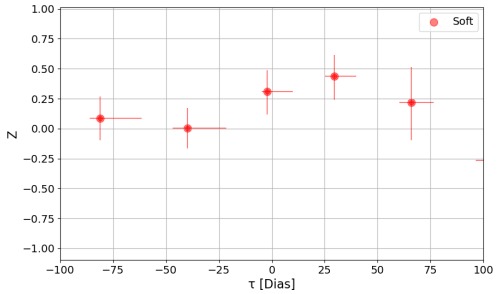


Fig. 4. Resultados del test de correlación cruzada entre la banda R y la banda *soft*. τ es el desfasaje temporal medido en días, mientras que Z el valor de la función de correlación.

casos donde el objeto reportó variabilidad. Sin embargo, se encontraron microvariabilidades en tiempos menores a 4 horas.

Es relevante destacar que durante el período comprendido entre julio y agosto de 2023, el objeto experimentó un incremento significativo en su flujo promedio, tanto en la banda R como en V. Este fenómeno es consistente con el *flare* predicho para esa época.

Se observa un crecimiento del índice espectral a lo largo del tiempo, de modo que el espectro del objeto se fue volviendo más plano.

La falta de correlación entre las bandas óptica y de rayos-X indica que ambas emisiones probablemente se originan en componentes distintas del AGN, siendo la óptica dominada por la emisión sincrotrón del jet, mientras que los rayos-X podrían tener un origen diferente, como el disco de acreción.

Agradecimientos: Based on data acquired at Complejo Astronómico El Leoncito, operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan. Proposal Codes: JS-2023B-12/JS-2024B-13. Agradecemos a R. Artola y E. Jofré por las observaciones con el telescopio de la EABA.

Referencias

Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi e.a., 2007, ApJ, 664, L71
Bloom S.D., Marscher A.P., 1996, ApJ, 461, 657
Chadwick P.M., et al., 1999, ApJ, 513, 161
Evans P.A., et al., 2022, MNRAS, 518, 174–184
Hamuy M., Maza J., 1989, ApJ, 97, 720
Jankov I., Kovačević A.B., Ilić D. e.a., 2022b, Astron. Nachr., 343, e210090
Jankov I., et al., 2022a, pyzdcf: Initial release
Romero G.E., Cellone S.A., Combi J.A., 1999, A&AS, 135, 477
Treves A., et al., 1989, ApJ, 341, 733
Urry C.M., Padovani P., 1995, PASP, 107, 803
Weiss J., 2024, Tesis de Licenciatura, FCAGLP. SEDICI
Yoshida K., et al., 2020, AAS Meeting Abstracts, 235, 405.08
Zhang B.K., et al., 2022, MNRAS, 519, 5263–5270
Zheng Q., Zhang X.G., Yuan Q.R., 2022, RAA, 22, 085024
Zibecchi L., et al., 2017, MNRAS, 467, 340

Interacciones en el grupo de galaxias LGG 138

C.G. Escudero[1,2], L.A. Sesto[1,2], & N. Guevara[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 April 2025
©The Authors 2024

Resumen /
Las galaxias se agrupan en estructuras jerárquicas que incluyen grupos pobres, donde los procesos dinámicos y ambientales desempeñan un papel clave en su evolución. El grupo LGG 138, ubicado a aproximadamente 36 Mpc, presenta un anillo de hidrógeno atómico que rodea a las galaxias de tipo temprano NGC 2292 y NGC 2293. La formación de este anillo podría estar relacionada con interacciones galácticas, acreción de gas o colisiones con galaxias cercanas. A partir de datos fotométricos y espectroscópicos obtenidos con el instrumento GMOS en Gemini Sur, estudiamos la cinemática y las poblaciones estelares de las galaxias del grupo. Los resultados preliminares muestran que los centros de las galaxias masivas albergan poblaciones estelares antiguas y con alta metalicidad. Aunque no se detectan signos claros de fusiones recientes en NGC 2292 y NGC 2293, la complejidad de las estructuras y emisiones asociadas sugiere un historial dinámico influido por interacciones pasadas. Este trabajo resalta la intrincada naturaleza del grupo LGG 138, y la importancia de realizar análisis detallados para comprender los procesos que modelan la evolución de galaxias en grupos pobres.

Abstract / Galaxies are grouped into hierarchical structures that include loose groups, where dynamic and environmental processes play a key role in their evolution. The LGG 138 group, located approximately 36 Mpc away, exhibits a ring of atomic hydrogen surrounding the early-type galaxies NGC 2292 and NGC 2293. The formation of this ring could be linked to galactic interactions, gas accretion, or collisions with nearby galaxies. Using photometric and spectroscopic data obtained with the GMOS instrument at Gemini South, we studied the kinematics and stellar populations of the group's galaxies. Preliminary results reveal that the centers of massive galaxies host old, metal-rich stellar populations. Although no clear signs of recent mergers are detected in NGC 2292 and NGC 2293, the complexity of the associated structures and emissions suggests a dynamic history influenced by past interactions. This work highlights the intricate nature of the LGG 138 group and underscores the importance of detailed analyses to understand the processes driving galaxy evolution in loose groups.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: star clusters: general — galaxies: groups: individual (LGG 138) — galaxies: individual (NGC 2280, NGC 2292, NGC 2293, NGC 2295, ESO 490-G045)

1. Introducción

Las galaxias no se distribuyen aleatoriamente en el universo, sino que se agrupan en estructuras jerárquicas. Los grupos de galaxias, con un tamaño similar al Grupo Local, resultan comunes y se encuentran típicamente en regiones de menor densidad o siguiendo filamentos cósmicos (Grebel, 2007). Estos grupos se caracterizan por la presencia de unos pocos miembros brillantes y numerosas galaxias enanas (Tully, 1987). La detección de emisión de rayos X proveniente del gas intergaláctico caliente ha confirmado la existencia de numerosos grupos compactos y grupos pobres (Mulchaey, 2000). Sin embargo, una fracción significativa de estos últimos se encuentran en una etapa dinámica temprana o aún en proceso de formación.

La evolución temprana de los grupos se evidencia de manera particularmente clara en los Grupos Compactos de Hickson (HCGs; por sus siglas en inglés Hickson, 1982; Hickson et al., 1989), reconocidos por su elevada densidad proyectada y frecuentes interacciones entre sus miembros. En estos entornos, las interacciones entre galaxias inducen la remoción de hidrógeno atómico (H I), y las interacciones de marea, típicas dentro del potencial del grupo, dispersan rápidamente los restos de H I hacia un medio difuso y extendido. El H I, componente clave del medio interestelar, juega un papel fundamental en la formación estelar, por lo que los grupos con mayores reservas de gas tienden a ser los más activos en este proceso.

La distribución del H I en los grupos varía significativamente y puede ser compleja (Koribalski et al., 2018). En los HCGs, se observan desde sistemas dominados por galaxias con discos de H I, hasta aquellos en los que las galaxias comparten una envoltura común, lo que evidencia la historia de interacciones de marea (Borthakur et al., 2010). Por otro lado, los grupos ricos en H I, como los denominados "*Choir*" y dominados por galaxias de tipo tardío, pueden presentar fracciones de masa de H I elevadas en comparación con galaxias aisladas, probablemente debido a procesos de acreción de gas o por fusiones (Džudžar et al., 2021).

Esta diversidad permite clasificar los grupos de galaxias según su contenido de H I. Por un lado, están los sistemas pobres en H I, como los HCGs, que presentan

✉ *Contacto* / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

masas de H I relativamente bajas, pero con una proporción significativa del H I distribuida por fuera de las galaxias. Por otro lado, los grupos ricos en H I presentan una considerable masa gaseosa y una dinámica fuertemente influenciada por los efectos del entorno (Džudžar et al., 2021).

Dentro de este contexto, el grupo LGG 138, que contiene el par de galaxias de tipo temprano NGC 2292 y NGC 2293 (d=36,46 Mpc; Beuing et al., 1999), destaca por sus características particulares. En lugar de exhibir una distribución difusa del H I, este grupo presenta un anillo a gran escala que rodea ambas galaxias, cuyo origen aún es objeto de debate.

2. El grupo LGG 138

El grupo de galaxias LGG 138, identificado inicialmente por Garcia (1993), constituye un sistema de especial interés para el estudio de la dinámica y morfología en grupos compactos. El grupo está compuesto por al menos cinco galaxias: NGC 2280, NGC 2292, NGC 2293, NGC 2295, ESO 490-G045, y presenta una dispersión de velocidades tridimensional de aproximadamente 400 km s^{-1} (Barnes & Webster, 2001). Dentro del grupo, las galaxias de tipo temprano NGC 2292 y NGC 2293, se encuentran rodeadas por una estructura anular de H I, cuya formación sigue siendo motivo de debate. Una posible explicación es que ambas galaxias hayan interactuado en el pasado, dado que su cercanía, sus magnitudes similares y la presencia de estructuras tidales visibles sugieren una interacción en curso (Corwin et al., 1985). Además, el anillo de H I coincide con una región de formación estelar en el sector suroeste, lo que podría indicar un choque y compresión del gas (Barnes, 1999). Sin embargo, la ausencia de emisión en radio o rayos X en los núcleos dificulta confirmar si realmente están en proceso de fusión.

Otra hipótesis plantea que el anillo de H I no es producto de una fusión, sino que una de las galaxias habría desarrollado un anillo primordial de gas, mientras que la otra simplemente se proyecta dentro de él sin una conexión física directa. Esta teoría se basa en la diferencia significativa entre sus velocidades radiales (ver Tabla 1) y en la apariencia continua y suave del anillo (Barnes & Webster, 2001). En este escenario, el anillo podría haberse formado por la deformación de un disco de gas primordial extendido o por la acreción de material proveniente de interacciones con galaxias enanas ricas en gas.

Una tercera posibilidad involucra a NGC 2295, ubicada a unos 30 kpc de NGC 2292/2293 (Barnes, 1999). A pesar de que no se detecta emisión de H I en esta galaxia, lo que sugiere que perdió su gas, se observa una débil pluma que parece extenderse desde NGC 2295 hacia NGC 2292/2293 (Corwin et al., 1985). Esto podría indicar que sufrió una colisión que la despojó de su disco de gas y de su población estelar más externa. Además, Stickel et al. (2005) reportan emisión en el lejano infrarrojo proveniente de polvo que se extiende hacia el norte, fuera del disco de NGC 2295, lo que refuerza la idea de que la interacción gravitatoria afectó también la distribución de polvo. La combinación de su velocidad radial relativa, su distancia al anillo de H I y la presencia de polvo difuso respalda esta hipótesis, en consonancia con simulaciones que muestran cómo encuentros cercanos pueden generar estructuras anulares y colas de marea.

En resumen, el estudio de LGG 138 ofrece una oportunidad única para entender la evolución de las galaxias en grupos pobres. La variedad de escenarios propuestos para explicar el origen del anillo de H I pone de manifiesto la complejidad de los procesos dinámicos y ambientales que influyen en la evolución de estos sistemas.

3. Datos observacionales

Para este estudio, se utilizaron en primera instancia datos fotométricos obtenidos con el instrumento GMOS (*Gemini Multi-Object Spectrograph*) en modo imagen del Observatorio Gemini Sur. Las observaciones se realizaron en los filtros g', r', i' y Z, empleando un *binning* de 2×2. Se cubrió la región del grupo LGG 138 con dos campos centrados, abarcando las galaxias NGC 2292, NGC 2293 y NGC 2295. El procesamiento de las imágenes fotométricas se llevó a cabo siguiendo las directrices del software de reducción DRAGONS (Labrie et al., 2023). Posteriormente, se emplearon tareas de IRAF para realizar la fotometría de los objetos presentes en ambos campos, generando un catálogo fotométrico en los filtros mencionados. A partir de este catálogo y de las imágenes finales, se construyó una máscara espectroscópica utilizando el software GMMPS.* Esta máscara se diseñó posicionando ranuras sobre los centros de las galaxias principales del grupo, así como sobre candidatos a cúmulos globulares y galaxias enanas presentes en el campo, con el objetivo de analizar su cinemática y parámetros de poblaciones estelares.

En cuanto a los datos espectroscópicos, se obtuvieron utilizando el instrumento GMOS, pero esta vez en modo espectroscópico. Se empleó la red de difracción B480, un *binning* de 2×2 y ranuras de 1″, con longitud de ranura variable para maximizar el número de objetos en la máscara. Se tomaron nueve exposiciones de 1500 segundos cada una, buscando alcanzar una relación señal-ruido de al menos S/N > 5 Å, en los objetos más débiles. La configuración seleccionada permite obtener espectros con un rango espectral que abarca desde ∼ 3900 hasta 7000 Å, dependiendo de la posición del objeto en la máscara. La reducción de estos datos se realizó utilizando el paquete Gemini/IRAF. En la Fig. 1 se presenta la imagen GMOS, mostrando la disposición de cuatro ranuras centradas específicamente en las galaxias pertenecientes al grupo LGG 138.

4. Resultados preliminares

Para determinar la cinemática (velocidad radial y dispersión de velocidades) y los parámetros de las poblaciones estelares (edad y metalicidad) de las galaxias del grupo LGG 138, se empleó la técnica de ajuste espectral completo implementada en el código pPXF (Cappellari, 2017). pPXF modela el espectro observado de la galaxia

*`https://gmmps-documentation.readthedocs.io/`

Tabla 1. Propiedades de las galaxias pertenecientes al grupo LGG 138: coordenadas ecuatoriales, clasificación morfológica y magnitud aparente en la banda B obtenidos de la base de datos extragalácticos de la NASA (NED; `http://ned.ipac.caltech.edu/`). En el caso de la galaxia enana, su magnitud se derivó a partir de los datos fotométricos GMOS y se transformó al filtro B utilizando la expresión de Lupton (2005). En las columnas 6 y 7 se presentan los valores de velocidad radial y dispersión de velocidades, respectivamente, mientras que las columnas 8 y 9 contienen los parámetros de población estelar obtenidos para las galaxias analizadas en este estudio.

Object	α(J2000) (h:m:s)	δ(J2000) (°:m:s)	Morf.	m_B (mag.)	V_r (km s^{-1})	σ (km s^{-1})	Edad ($\times 10^9$ años)	[Z/H] (dex)
NGC2292 (1)	06:47:39,6	−26:44:46,5	SAB0^0 pec	11,83±0,21	2273±2	223±5	13,1±0,1	0,16±0,10
NGC2293 (2)	06:47:42,8	−26:45:15,6	SAB(s)0$^-$ pec	12,28±0,15	2015±5	257±6	13,4±0,1	0,37±0,10
NGC2295 (3)	06:47:23,4	−26:44:10,4	Sab? edge-on	13,56±0,21	1813±6	186±9	13,1±0,1	0,36±0,10
Gal. Enana (4)	06:47:38,0	−26:43:53,1	—	19,89±0,02	2413±70	38±10	9,0±1,2	−0,94±0,25

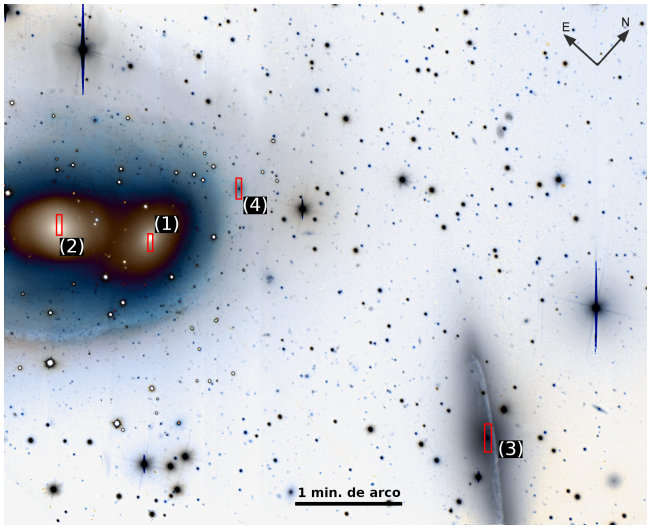


Fig. 1. Imagen GMOS con la disposición de cuatro ranuras centradas en las galaxias del grupo LGG 138. Se superpuso la imagen en falso color obtenida con el instrumento ACS/WFC del telescopio espacial *Hubble* sobre las galaxias NGC 2292 y NGC 2293, con el objetivo de resaltar sus estructuras y las regiones de formación estelar circundantes. Los números en la imagen corresponden a las galaxias listadas en la Tabla 1.

como una suma ponderada de plantillas estelares convolucionadas con una función de distribución de velocidad en la línea de la visual (LOSVD, por sus siglas en inglés). Esta LOSVD se parametriza comúnmente mediante una serie de Gauss-Hermite, la cual permite describir una amplia variedad de perfiles de líneas, incluyendo las Gaussianas como caso particular. Los parámetros de esta serie, entre ellos la velocidad (V) y la dispersión (σ), se ajustan optimizando una función de verosimilitud penalizada. Por su parte, la determinación de edades y metalicidades se realiza mediante el modelado de la población estelar. pPXF modela el espectro de la galaxia como una combinación lineal de espectros de poblaciones estelares simples (SSP, por sus siglas en inglés), cada uno caracterizado por una edad y metalicidad específicas. Los pesos de cada SSP en la combinación lineal representan la contribución de esa población estelar al espectro total de la galaxia. En nuestro caso, se utilizó la biblioteca de modelos MILES (Vazdekis et al., 2015), que ofrece la flexibilidad de seleccionar una función de masa inicial (IMF, por sus siglas en inglés) específica y una abundancia de elementos α determinada. En este análisis, se asumió una IMF de Kroupa y valores de abundancia de elementos α cercanos a los de la vecindad solar (modelos baseFe). Estos modelos presentan una resolución espectral de 2,51 Å y abarcan un amplio rango de edades ($0,03 - 14 \times 10^9$ años) y metalicidades ($-2,27 < [Z/H] < 0,4$ dex). Adicionalmente, se permitió que pPXF ajustara líneas de emisión en caso de estar presentes en los espectros.

La Fig. 2 ilustra los espectros observados de las galaxias junto con los ajustes obtenidos mediante pPXF. En la Tabla 1 se presentan los valores de la cinemática, así como la edad y metalicidad ponderadas por luminosidad para los cuatro objetos analizados en este trabajo. Los resultados revelan que los centros de las tres galaxias más masivas del grupo (NGC 2292, NGC 2293 y NGC 2295) están dominados por una población estelar antigua ($\sim 13,2 \times 10^9$ años) y de alta metalicidad ($[Z/H] \sim 0,3$ dex). Además, NGC 2292 y NGC 2295 presentan líneas de emisión significativas en sus espectros (Hα+[N II], [S II]) lo que sugiere que sus poblaciones estelares evolucionadas son las responsables de generar dicha emisión. Este fenómeno se lo conoce como emisión HOLMES (*HOt Low-Mass Evolved Stars*; Flores-Fajardo et al., 2011).

Por otro lado, la velocidad radial medida para la galaxia enana detectada en este análisis ($V_r = 2413$ km s^{-1}) se alinea con la dispersión de velocidades característica del grupo LGG 138 ($\sigma \sim 400$ km s^{-1}; Barnes & Webster, 2001), lo que respalda su clasificación como integrante del mismo. Adicionalmente, esta galaxia presenta una edad ligeramente menor en comparación con las galaxias más masivas, y una metalicidad subsolar (ver Tabla 1), valores que son consistentes con las características típicas de este tipo de objetos (por ejemplo, Koleva et al., 2011).

Si bien los resultados obtenidos para las poblaciones estelares centrales de NGC 2292, NGC 2293 y NGC 2295 concuerdan con una evolución pasiva, la presencia de emisión HOLMES y la posible región de formación estelar en la zona del anillo de H I, no permiten descartar, por el momento, la hipótesis de interacciones pasadas entre las galaxias. En particular, la ausencia de evidencia de una fusión reciente en NGC 2292/2293, basada en la falta de emisión en radio o rayos X, nos lleva a cuestionar la viabilidad del escenario de fusión y choque como

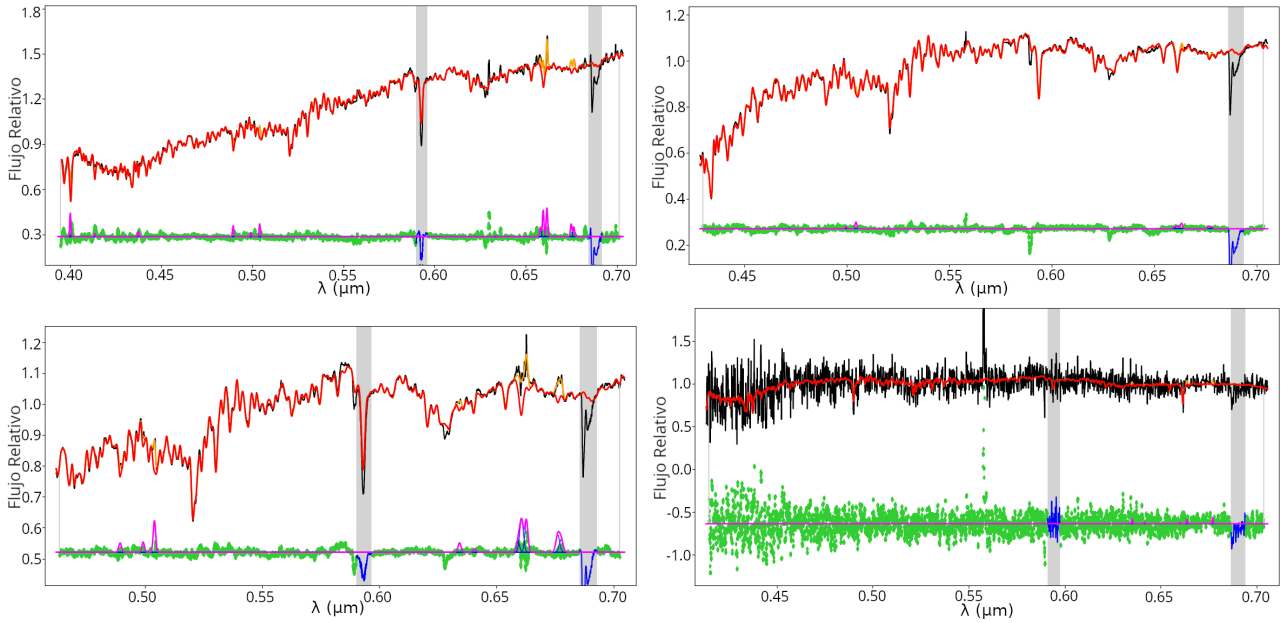


Fig. 2. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran los espectros de las galaxias NGC 2292, NGC 2293, NGC 2295 y la galaxia enana, con sus respectivos ajustes obtenidos por pPXF. La línea negra representa el flujo relativo del espectro observado, mientras que la línea roja muestra el ajuste para la componente estelar. La línea naranja corresponde al ajuste de las líneas de emisión del gas. En la parte inferior, la línea verde indica el residuo del ajuste, y las líneas magenta reflejan el mejor ajuste para las componentes gaseosas. Las bandas verticales grises destacan las regiones excluidas en el análisis.

el principal mecanismo responsable de la formación del anillo de H I observado. Futuros análisis detallados de la distribución y cinemática del gas en el anillo, combinados con simulaciones numéricas, serán cruciales para discernir entre los diferentes escenarios propuestos y dilucidar la compleja historia evolutiva de este intrigante grupo de galaxias.

Agradecimientos: `Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina).`

Referencias

Barnes D.G., 1999, PASA, 16, 77
Barnes D.G., Webster R.L., 2001, MNRAS, 324, 859
Beuing J., et al., 1999, MNRAS, 302, 209
Borthakur S., Yun M.S., Verdes-Montenegro L., 2010, ApJ, 710, 385
Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798
Corwin H.G., de Vaucouleurs A., de Vaucouleurs G., 1985, *Southern galaxy catalogue. A catalogue of 5481 galaxies south of declination -17 grad. found on 1.2m UK Schmidt IIIa J plates*
Džudžar R., et al., 2021, MNRAS, 500, 3689
Flores-Fajardo N., et al., 2011, MNRAS, 415, 2182
Garcia A.M., 1993, A&AS, 100, 47
Grebel E.K., 2007, I. Saviane, V.D. Ivanov, J. Borissova (Eds.), *Groups of Galaxies in the Nearby Universe*, 3
Hickson P., 1982, ApJ, 255, 382
Hickson P., Kindl E., Auman J.R., 1989, ApJS, 70, 687
Koleva M., et al., 2011, MNRAS, 417, 1643
Koribalski B.S., et al., 2018, MNRAS, 478, 1611
Labrie K., et al., 2023, Research Notes of the American Astronomical Society, 7, 214
Lupton R., 2005, `http://www.sdss.org/dr12/algorithms/sdssubvritransform/`
Mulchaey J.S., 2000, ARA&A, 38, 289
Stickel M., Barnes D., Krause O., 2005, A&A, 443, 373
Tully R.B., 1987, ApJ, 323, 1
Vazdekis A., et al., 2015, MNRAS, 449, 1177

Exploring strategies for multiband photometry in the Antlia cluster using SourceXtractor ++

S. Zayas[1], J.P. Calderón[1,2], A. Smith Castelli[1,2] & R. Haack[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 06 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo presentamos resultados preliminares de la aplicación de SourceXtractor++ en imágenes de la región central del cúmulo de galaxias de Antlia, obtenidas por el Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS). Nuestro objetivo principal es evaluar las ventajas y limitaciones de SourceXtractor++ por sobre las de SExtractor. Entre las ventajas se encuentra la posibilidad de introducir una lista de objetos con coordenadas celestes (RA, DEC) para la obtención de la fotometría automática, en lugar de las coordenadas (X, Y) referenciadas a la imagen sobre la que se realiza la detección. Por otro lado, SourceXtractor++ también permite la ejecución sobre imágenes de detección y medición que no requieren estar previamente registradas, y estima en forma automática parámetros estructurales, como el índice de Sérsic. Sin embargo, entre las limitaciones, se encuentran los elevados tiempos de procesamiento computacional. Para realizar una comparación directa, trabajamos con los valores obtenidos por SourceXtractor++ para las magnitudes y diversos parámetros fotométricos de las galaxias del cúmulo de Antlia con los calculados previamente para las mismas galaxias utilizando SExtractor, y con los reportados en la literatura. Este análisis nos permitirá evaluar la fiabilidad de la estimación automática de brillo realizada por SourceXtractor++, con el fin de extender estas metodologías a galaxias de fondo y a otras regiones del cielo alrededor del cúmulo de Antlia.

Abstract / In this article, we present preliminary results of the application of SourceXtractor++ on images of the central region of the Antlia cluster of galaxies obtained by the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS). Our main goal is to evaluate the advantages and limitations of SourceXtractor++ over SExtractor. Among the advantages is the possibility of introducing a list of objects with celestial coordinates (RA, DEC) for the automatic photometry, instead of the coordinates (X, Y) referenced to the image on which the detection is performed. On the other hand, SourceXtractor++ also allows the execution on detection and measurement images that do not require to be previously registered, and automatically estimates structural parameters, such as the Sérsic index. However, computational execution times seem to be one of its limitations. To make a straightforward comparison, we work with the values obtained by SourceXtractor++ for the magnitudes and various photometric parameters of the galaxies in the Antlia cluster with those previously calculated for the same galaxies using SExtractor, and with those reported in the literature. This analysis will allow us to assess the reliability of the automatic brightness estimation performed by SourceXtractor++, with the aim of extending these methodologies to background galaxies and other regions of the sky around the Antlia cluster.

Keywords / galaxies: clusters: Antlia — techniques: photometric — methods: data analysis — surveys

1. Introduction

SExtractor (SE hereafter; Bertin & Arnouts, 1996) is a software widely used in astronomy for the detection and measurement of sources in astronomical images, especially in the analysis of large volumes of data. It is capable of quickly and efficiently processing large astronomical images, then identifying objects of interest and measuring multiple photometric properties (magnitudes in different filters, fluxes, geometrical parameters, among others) in order to classify the sources according to the mentioned features. For this purpose, a set of parameters is used with the main objective of estimating and correcting the sky background, in order to obtain accurate measurements of the sources' brightness.

In 2020, an updated version of this software was released, with the name SourceXtractor++ (SX++ hereafter; Bertin et al., 2020). Unlike its predecessor, SX++ is entirely written in C++ and has a modular approach, which helps with the software's ability to perform simultaneous source analysis on several fits images with different spatial resolutions and even different alignments. In addition, the models to be adjusted are configured in Python, so that they are easily accessible and customizable. Other advantages over SE have to do with the possibility of analyzing sources on a large number of unregistered images of the same region of the sky, the execution on a group of images discriminated by filter, exposure time (very convenient compared to the purely dual execution of SE) and obtaining structural parameters such as the Sérsic index automatically. What's more, SX++ is capable of detecting fewer spurious sources.

However, it also has its limitations: we find that execution times are long, and that the configuration file is

✉ *Contact* / sofiazayas22@gmail.com

Research article

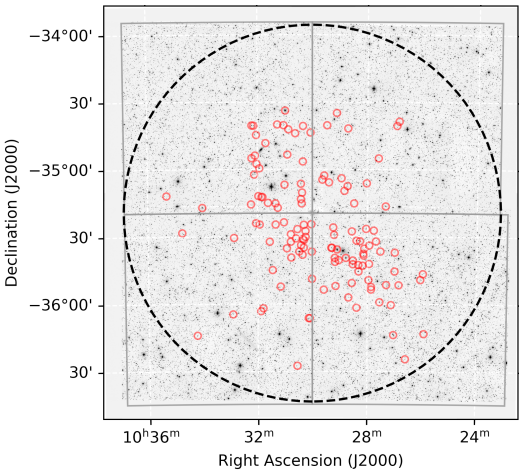


Fig. 1. Spatial distribution of the 126 galaxies selected to evaluate the photometry obtained with SX++ (red open circles). The black dashed circle represents the estimated virial radius for the Antlia cluster (887 kpc, Sarkar et al.). The gray solid lines indicate the edges of the S-PLUS fields and the image covers an area of 8 grad^2 around NGC 3268.

much more complex than in SE, which makes it somewhat difficult to identify the different parameters that we already knew from SE.

In this article we present preliminary results obtained using SX++ to perform multiband photometry on S-PLUS images of the four central fields of the Antlia cluster (see Fig. 1) and present a direct comparison with photometric results obtained with SE on the same images. In this way, we aim to evaluate the reliability of the automatic brightness estimation performed by SX++, in order to extend these estimates to background galaxies and to other regions of the sky outside Antlia.

2. Data

The Antlia cluster is the third nearest well-populated galaxy cluster (at a distance of $d \sim 35$ Mpc) after Virgo and Fornax. It is considered a poor and compact cluster, dominated by elliptical and lenticular galaxies, with little presence of hot gas detectable in X-rays compared to other massive clusters such as Virgo or Coma. Antlia therefore represents a unique opportunity to study the evolution of galaxies in low and moderate density environments.

To test Sourcextractor++, and as we already mentioned, we used the images from the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS, Mendes de Oliveira et al., 2019) of the four central fields of Antlia cluster. S-PLUS obtains images of the southern hemisphere's sky with the Javalambre system of 12 filters: 5 wide band and 7 narrow bands that cover some spectral features such as H_α or the calcium triplet and reaches a depth of $\mu \sim 21$ mag in the r-band. The images are taken with the T80-S telescope, which is 0.8 m in diameter, completely robotized and located at the Inter-American Observatory of Cerro Tololo (CTIO), in Chile.

We decided to work on this cluster because, even though it is close to us ($d \approx 35$ Mpc), it has not been thoroughly studied and a 12-filter analysis has never been performed. Fig. 1 shows an image of the four Antlia central fields we worked with. They cover an area of $\sim$ 8 grad^2 centered at NGC 3268, one of the two dominant galaxies of the cluster. The black dashed circle represents the virial radius of the cluster, about 887 kpc (Sarkar et al., 2022).

Due to the computational costs involved in running SX++, we applied it to the sum detection image (g+r+i+z) and obtained only the photometry of the four wide bands g, r, i, z, resulting in a catalog of 192 458 resolved and unresolved sources. Then, to avoid working with spurious extended sources, this catalog was cross-matched with another obtained with SE from the same images, which was constrained by the following parameters in the g, r, i filters: `CLASS_STAR`<0.35, `MAG_AUTO` < 30, `ERR_MAG_AUTO` < 0.15 and `FLAGS` < 4 (Haack et al., 2024). Subsequently, and in order to assess the reliability of the photometry obtained by SX++ by comparing it with that of SE, we selected from the catalog obtained from the latter crossmatch the galaxies reported in the literature as confirmed or probable members of the Antlia cluster from the work of Calderón et al. (2020). In this way, we ended up with a working sample of 126 galaxies. Their spacial distribution can be seen in Fig. 1 (red circles).

3. Procedure and analysis

To make a comparison between the identification and photometry generated by SE and SX++, we refer to the procedure explained in detail in Haack et al. (2024), which provides a set of SE parameters (designated as RUN 2) that allow better identification of extended objects in S-PLUS images. Although SX++ is based on SE, the configuration files from both differ a lot, so using the same parameters does not guarantee that the results are similar. In some cases, it is not even possible to identify one-by-one the configuration parameters because they do not have an exact analog in SE. In Table 1 we summarize some of the parameters that we set to run SX++. Several of them such as `cleaning-minimum-area`, `detection-threshold` and `detect-minarea` have their analogues in SE, and were set as RUN 2 as mentioned before. However, other parameters, such as those related to the partitioning aspect, were not defined in SE, and were therefore set after many tests to try to replicate as best as possible the results obtained with SE. The `grouping-algorithm`, for example, helps to define how the detections made by the software are grouped to form unique objects in case of overlapping or closeness, and there are different algorithms to perform this task. In our case, we chose `SPLIT` which, as its name suggests, attempts to split very close or slightly overlapping detections into single objects. Others such as `partition-multithreshold` and `partition-threshold-count` have the purpose of using multiple thresholds (the amount that the user wants to define) to divide the complex detections into subcomponents and thus perform a more detailed modeling of the sources. Of course, the values set for the different parameters are not unrelated to each other, so

a good combination of these values must be taken into account for optimal detections.

In Fig. 2 we show the distribution in the color-magnitude diagram (CMD) of the 126 selected galaxies, based on the magnitudes and colors obtained with both softwares. Although SX++ seems to recover globally the trend, the color-magnitude relation is shown to be more reddened than that obtained from SE, and slightly shifted towards higher brightnesses.

From here, and in order to understand the origin of such difference in colors and magnitudes, we analyze the characteristics of the apertures defined by SX++ to make the estimations. For illustrative purposes, in Fig. 3 we compare the apertures obtained by SE and SX++ for some of the galaxies in the working sample. We see that in these cases the identification is not identical.

The geometrical parameters we used to perform the comparison between the apertures generated by both SE and SX++ were: semi-major axis (A), position angle (θ), ellipticity (ε) and elongation (ELONG). These results are shown in Fig. 4. We see that there are differences in the identification produced by SX++, which in some cases is not completely satisfactory. For the semi-major axis (A), a correlation with magnitudes is observed, which is consistent with the fact that the brightest objects are those with the highest semi-major axis values; however, it also reflects the inconsistency between the identification done by both softwares, even for not so bright sources; naturally, these inconsistencies are also reflected in the other parameters, which could come to explain the discrepancies in brightness and color observed in the CMD.

From this point, in order to improve and/or redefine appropriate parameters for SourceXtractor++ to obtain reliable brightness and structural parameters, we focused on the galaxies that showed the most obvious discrepancy in the color-magnitude diagram towards the bright end, which we called "outliers" (the green stars in Fig. 2). We also listed in Table 2 the r magnitudes

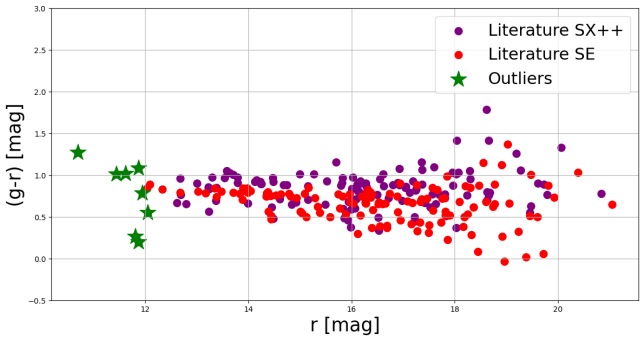


Fig. 2. Distribution of the 126 galaxies in the working sample based on the magnitudes and colors obtained with SE (red dots) and SX++ (purple dots). It can be seen that the distribution obtained by SX++ is slightly more reddened and shifted towards the brighter end than the one obtained by SE. The green stars represent the galaxies identified by SX++ that show the most obvious differences in brightness compared to the identification made by SE.

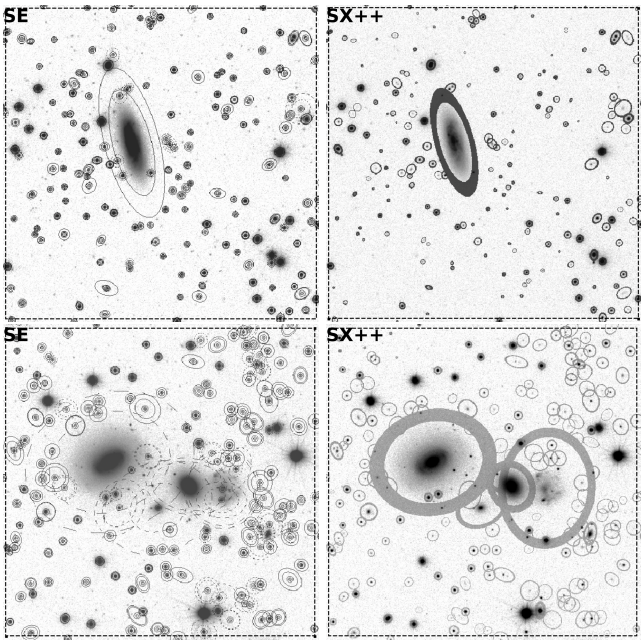


Fig. 3. Images of the apertures defined by SE and SX++ for the galaxies FS90 306 (top) and FS90 309, 301, 297 (bottom). It is noticeable that the identifications done by both softwares are not that similar.

for those eight discrepant galaxies. We can see that the r magnitudes obtained by SExtractor are in agreement with those reported by Calderón et al. (2020) (column $\mathrm{Rmag_{lit}}$ in the table), with an error below 0.2, while those obtained by SourceXtractor++ can differ up to 5 magnitudes in some cases.

4. Discussion and conclusions

So far, we have tried to perform a comparison of the photometry obtained by SExtractor and SourceXtractor++ for S-PLUS images of the central field of the Antlia cluster, with the intention of getting reliable photometry and taking advantage of the benefits that the latter has over the former. However, in our first approach, we see that the results obtained were not optimal. In particular, it is interesting to note that the distribution of cluster member galaxies in the color-magnitude relation (Fig. 2) obtained by SX++ is slightly reddened and shifted towards brighter brightnesses with respect to that of SE. Therefore, in this context, much work remains to be done in the future.

Among the immediate objectives, and as previously mentioned, we must work on identifying the appropriate parameters to obtain reliable brightness and structural parameters, not only for the Antlia galaxies but also for those present in the analyzed area. Once the set of parameters is well defined, the next step will be to obtain the photometry of the 12 S-PLUS filters for all the sources in the field, as well as to apply different modeling to automatically obtain parameters such as the Sérsic index and, in this way, to deepen the morphological analysis of the sources.

Table 1. SourceXtractor++ parameters configuration

Parameter	Value	Use
`cleaning-minimum-area`	10	Minimum number of pixels above threshold
`detection-threshold`	1.5	Detection threshold above the background
`detect-minarea`	10	Minimum number of pixels above threshold
`grouping-algorithm`	SPLIT	Grouping algorithm to be use
`partition-multithreshold`	true	Activate multithreshold partitioning
`partition-threshold-count`	16	of thresholds
`partition-minimum-contrast`	0.005	Minimum contrast for partitioning

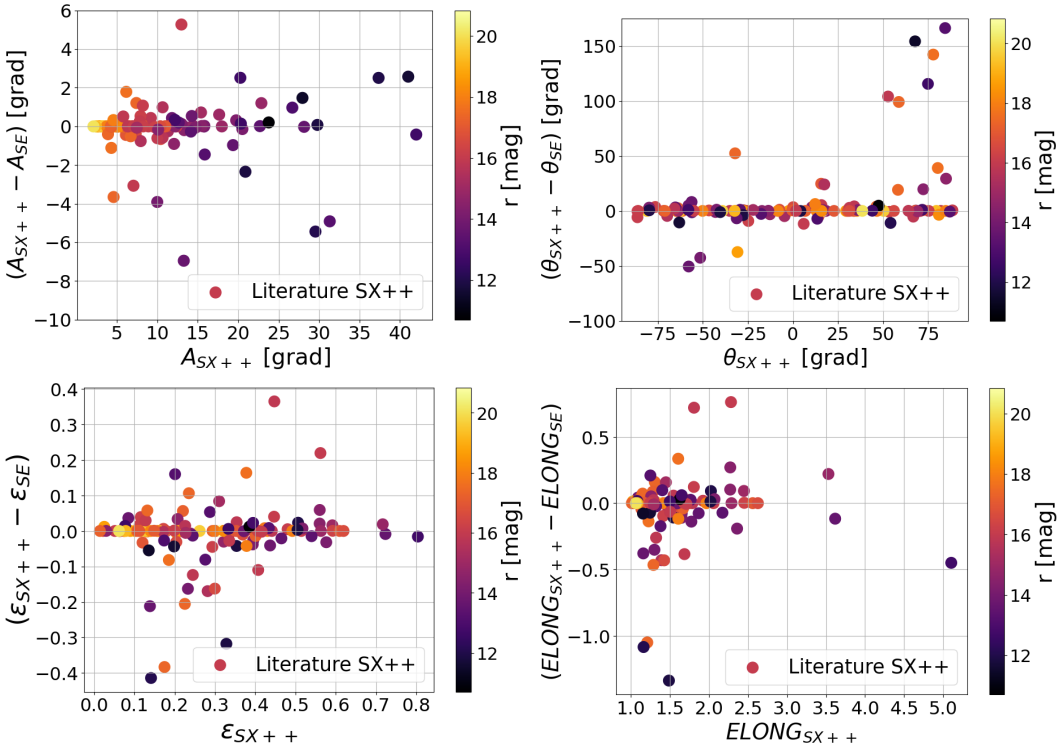


Fig. 4. From left to right, the difference between the values obtained by SE and SX++ for the following geometrical parameters of the apertures are shown: semi-major axis (A), position angle (θ), ellipticity (ϵ), and elongation. It is clear that there are inconsistencies between the identifications of the structural parameters done by both softwares for the 126 galaxies, which could explain the differences seen in the color-magnitude relation.

ID (FS90)	RA	DEC	$\text{Rmag}_{\text{SX++}}$	Rmag_{SE}	Rmag_{lit}
304	157.06755	-35.40984	11.95113	12.6847	12.47
77	157.06755	-35.53354	11.8741	14.43852	14.78
226	157.62164	-35.61066	11.87355	12.09112	11.86
319	158.03107	-35.03864	10.70204	15.339421	15.4
253	157.74851	-34.56284	11.62046	12.03843	12.38
125	157.27744	-35.59505	11.44149	12.33621	12.26
187	157.50572	-35.81343	11.81055	14.93838	15.12
219	157.60658	-35.10724	12.05536	13.88154	13.97

Table 2. Comparison of the r magnitudes obtained by SourceXtractor++ (fourth column), SExtractor (fifth column) and that of the literature from Calderón et al. (sixth column) for the eight "outliers". It can be seen that the r magnitudes of SE and those of the literature are in good agreement, while the magnitudes obtained by SX++ differ significantly.

Acknowledgements: JPC, AVSC and RFH acknowledge financial support from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Agencia I+D+i (PICT 2019–03299) and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

References

Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Bertin E., et al., 2020, R. Pizzo, E.R. Deul, J.D. Mol, J. de Plaa, H. Verkouter (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIX*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 527, 461
Calderón J.P., et al., 2020, MNRAS, 497, 1791
Haack R.F., et al., 2024, MNRAS, 530, 3195
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Sarkar A., et al., 2022, MNRAS, 516, 3068

Acreción en objetos compactos: un enfoque espectro-temporal desde los rayos X

F. García[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / En los sistemas binarios de rayos X, los objetos compactos, ya sean estrellas de neutrones o agujeros negros, atraen materia de sus estrellas compañeras cercanas, formando un disco de acreción. A medida que el material se aproxima hacia el objeto compacto, su temperatura aumenta, dando lugar a emisión de rayos X que muestra variabilidad en un amplio rango de frecuencias. La emisión térmica del disco es Comptonizada en una corona de electrones calientes la cual, a su vez, ilumina el disco nuevamente, produciendo una componente de reflexión. La estructura de esta componente depende del grado de ionización del disco y se caracteriza por la presencia de líneas de emisión cuyos perfiles son modificados por efectos relativistas. Utilizando técnicas de análisis de Fourier en la banda de rayos X, los estudios espectro-temporales combinan la información espectral con la variabilidad temporal, lo que hace posible medir retardos, amplitudes y la coherencia de la señal en diferentes rangos de energía. Su relevancia radica en el hecho de que las escalas temporales asociadas a ciertas frecuencias revelan información crucial sobre la geometría de la emisión y la propagación de la radiación en las proximidades de estos objetos compactos. Esto permite inferir propiedades del material acretado y eyectado mediante modelos físicos. Este artículo ofrece una descripción de la fenomenología de la acreción en objetos compactos, presenta una introducción a los fundamentos y ventajas de los estudios espectro-temporales, y recopila algunos de los resultados más recientes en el estudio de estos sistemas, obtenidos a partir del desarrollo de un modelo de Comptonización dependiente del tiempo.

Abstract / In X-ray binary systems, compact objects, whether neutron stars or black holes, attract matter from their nearby companions, forming an accretion disk. As the material in-spirals toward the compact object, it heats up and emits X-rays, exhibiting variability across a wide range of timescales. The thermal emission from the disk is Compton up-scattered by a corona of hot electrons, which in turn re-illuminates the disk, giving rise to a reflection component. The structure of this component depends upon the ionization degree of the disk and is characterized by emission lines whose profiles are altered by relativistic effects. Using Fourier analysis techniques in the X-ray band, spectral-timing studies combine relative amplitudes, lags, and coherence of the signals across different energy bands. The relevance of these frequencies stems from the fact that their associated timescales offer critical insights into the emission geometry and the mechanisms governing radiation propagation in the vicinity of these objects. This helps to infer the properties of accreted and ejected material through physical models. This review explores the phenomenology of accretion in compact objects, outlines the fundamentals and advantages of spectral-timing studies, and synthesizes recent advancements in understanding these systems through the application of a time-dependent Comptonization model.

Keywords / X-ray binaries — accretion, accretion disks — black holes — black hole physics

1. Sistemas binarios de rayos X

El cielo de rayos X está dominado por la acreción de materia hacia objetos compactos. Las primeras misiones espaciales con instrumentos de rayos X enviadas a fines de la década del 60 y comienzos de los años 70 dieron cuenta de dos grandes tipos de fuentes asociadas a dos poblaciones diferentes: una componente isotrópica formada por los núcleos activos de galaxias (AGNs) y una componente asociada a nuestra Galaxia, formada por sistemas binarios de rayos X (XRBs). Estos XRBs están compuestos por un objeto compacto, ya sea una estrella de neutrones (NS) o un agujero negro (BH), que acreta materia de una estrella compañera normal, pudiendo tratarse o bien de una estrella evolucionada de baja masa (LMXB, del inglés *low-mass X-ray binary*, Fortin et al., 2024), o bien de una estrella temprana y masiva (HMXB, del inglés *high-mass X-ray binary*, Fortin et al., 2023). En estos últimos, el objeto compacto acreta parte del material expulsado a través del viento de la compañera masiva, mientras que en los primeros la acreción se produce por el desbordamiento del lóbulo de Roche, lo que da lugar a la formación de un disco de acreción en torno al objeto compacto, alcanzando así tasas de acreción comparables al límite de Eddington, y por ende luminosidades $\sim 10^{38-39}$ erg s^{-1} para una NS o BH de 1–10 $M_\odot$ (Frank et al., 2002).

Aunque los sistemas que contienen NSs son extremadamente interesantes, ya que brindan acceso a información valiosa sobre la física de los objetos materiales más compactos conocidos, a la hora de enfocarse en el estudio de los flujos de acreción, los BH-XRBs suelen preferirse.

✉ *Contacto* / editor.baaa@gmail.com

Invited review

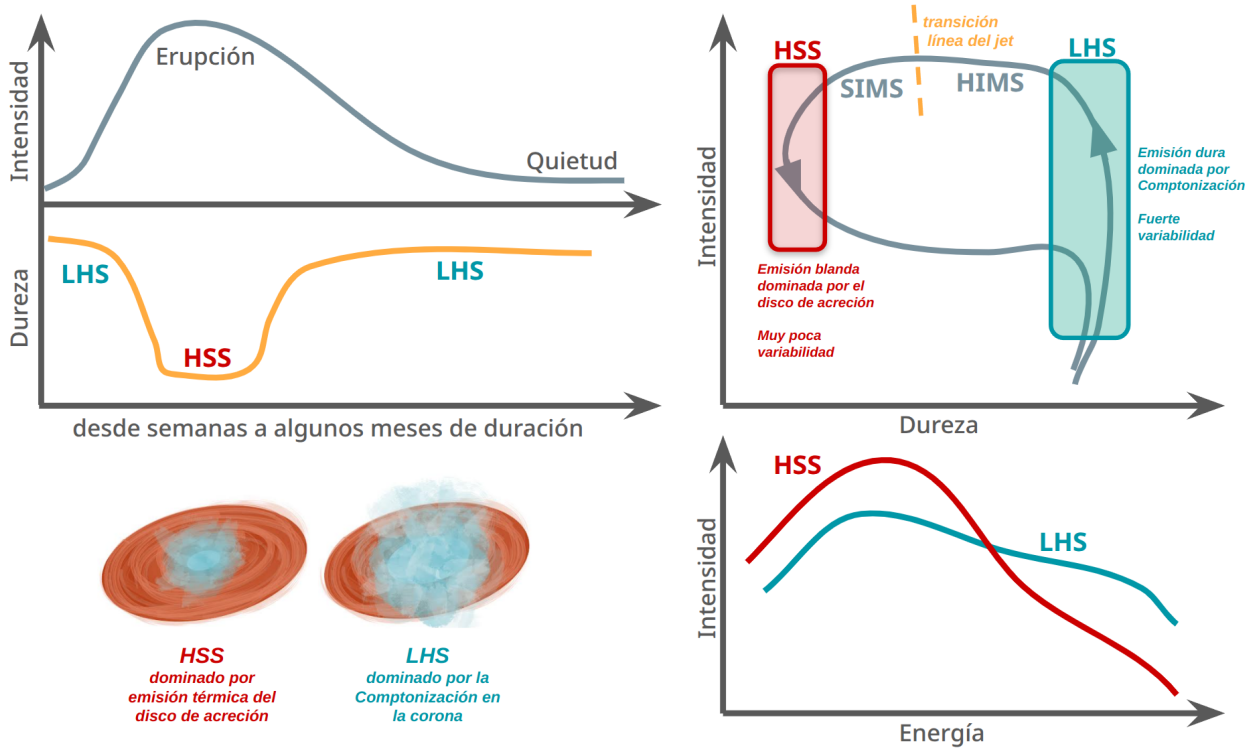


Fig. 1. Esquema de la erupción en un BH-XRB. En el panel superior izquierdo se muestra la evolución temporal de la fuente durante la erupción hasta regresar a un estado de quietud, así como la evolución de la dureza, en términos de los flujos relativos entre fotones de rayos X duros, y fotones de rayos X blandos. En el panel superior derecho se muestra la evolución en el diagrama de dureza e intensidad (HID). Allí se indican los estados duro (LHS) y blando o suave (HSS), así como los estados intermedios duro (HIMS) y blando (SIMS), correspondientes a la transición que normalmente es acompañada por la emisión de plasmoides ópticamente delgados, o *jets* balísticos. En el LHS, la emisión es dominada por la Comptonización de fotones en una corona de electrones calientes, presentando además fuerte variabilidad. En el HSS, la emisión es dominada por los fotones térmicos emitidos por el disco de acreción, con variabilidad muy atenuada. Esto está representado esquemáticamente en el panel inferior izquierdo. Finalmente, el panel inferior derecho muestra dos espectros de energía típicos del LHS y HSS, respectivamente.

Esto se debe a que, al carecer de una superficie sólida, la acreción en los BHs ocurre de manera ininterrumpida y sin interferencias significativas. Esta característica permite un análisis más claro y detallado de los procesos físicos asociados a la acreción, facilitando la interpretación de los fenómenos observados. Es por ello que aquí en adelante nos centraremos en estos últimos.

Generalmente, los espectros de rayos X de BH-XRBs son explicados o modelados por tres componentes (Gilfanov, 2010): (i) una componente suave o blanda y térmica, emitida por un disco de acreción ópticamente grueso y geométricamente delgado (Shakura & Sunyaev, 1973), con temperaturas típicas de 0.1–2 keV; (ii) una componente dura, producida en un plasma de electrones calientes llamado corona en el cual, a través de un proceso de Comptonización inversa, los electrones entregan energía a los fotones blandos, dando lugar a una emisión del tipo ley de potencias con índices $\Gamma \sim 1.7 - 2.1$ (Sunyaev & Titarchuk, 1980); (iii) una componente de reflexión originada en los iones que componen el disco de acreción, que son iluminados por los fotones duros producidos en la corona (Fabian et al., 2009; García et al., 2014). La principal característica de esta componente es la aparición de una línea de fluorescencia de Fe K a energías de 6–7 keV, así como la producción de lo que se conoce como el Compton *hump*, a energías de 10–30 keV. La naturaleza y geometría de la corona es materia de amplio debate en la literatura, pudiendo tratarse o bien de una componente del flujo de acreción (Ingram et al., 2009; Veledina et al., 2013), o bien ser la base del chorro relativista, o *jet* que emana de estos sistemas (Markoff et al., 2005; Reig & Kylafis, 2021).

2. Estados espectro-temporales en BH-XRBs

La gran mayoría de los BH-XRBs son fuentes transitorias (Corral-Santana et al., 2016; Alabarta et al., 2021). Cuando la tasa de acreción proveniente de la estrella compañera no es suficiente para mantener un flujo continuo hacia el objeto compacto, la materia se acumula en las regiones externas del disco hasta alcanzar una densidad superficial crítica que da lugar a una inestabilidad en el disco que desencadena una erupción o *outburst* (Lasota, 2001). Esta erupción se caracteriza por un aumento rápido de la intensidad en rayos X hasta alcanzar un máximo, para luego decaer lentamente hasta un nuevo estado de quietud. Este proceso suele durar entre algunas semanas y varios meses (ver Fig. 1). A lo largo

de la erupción, otras dos propiedades fundamentales de la emisión experimentan cambios de manera coordinada: (i) la dureza o color, definidos por el cociente entre el flujo en rayos X duros o de alta energía, y el de los rayos X blandos o de baja energía, y (ii) la variabilidad rápida de la fuente (en escalas temporales entre los ∼10 ms y los ∼100 s). Estos cambios están asociados a estados espectro-temporales propios del flujo de acreción donde se origina el grueso de la emisión de rayos X.

Al comienzo de la erupción, la emisión es predominantemente dura y fuertemente variable (rms∼20–40 %), estando dominada por la componente de Comptonización inversa de fotones en la corona de rayos X, en lo que se conoce como el estado LHS (del inglés, *low-hard state*). En torno a su máximo, la fuente experimenta una transición hacia lo que se denomina como el estado blando, o HSS (del inglés, *high-soft state*), donde el espectro pasa a estar dominado fundamentalmente por la emisión térmica proveniente del disco de acreción, y la variabilidad cae fuertemente (rms$\lesssim$5 %). La fuente permanece un tiempo en este estado, disminuyendo progresivamente su brillo, para luego retornar al LHS a medida que regresa hacia el estado de quietud. Combinando la información de intensidad y dureza, en lo que se conoce como el diagrama de dureza-intensidad (HID, del inglés *hardness-intensity diagram*, ver panel superior derecho de la Fig. 1), se encuentra que los BH-XRBs describen una forma similar a una q (Méndez & van der Klis, 1997; Homan et al., 2001; Belloni et al., 2005).

En el camino hacia la transición, los BH-XRBs experimentan estados denominados intermedios, el HIMS (del inglés, *hard-intermediate state*) y el SIMS (del inglés, *soft-intermediate state*), y atraviesan además lo que se conoce como la línea del *jet*, en la cual la emisión en radio de la fuente pasa de ser ópticamente gruesa, producida por lo que se conoce como el *jet* compacto, a ser ópticamente delgada, y originada en plasmoides que son eyectados a velocidades relativistas (Mirabel & Rodríguez, 1994; Fender et al., 2004).

3. Análisis de Fourier en XRBs

Los BH-XRBs presentan una fuerte variabilidad en sus curvas de luz de rayos X en una amplia gama de escalas temporales, desde las decenas de milisegundos, producidas en los entornos más próximos del objeto compacto, hasta incluso años, producto de inestabilidades en las partes externas del disco de acreción (Belloni & Motta, 2016; Méndez & Belloni, 2021). El análisis cuantitativo de esta variabilidad proporciona información crucial sobre el proceso de acreción en estos objetos, que no puede ser obtenida a través del modelado usual del espectro estacionario promedio (van der Klis, 1994; Stella & Vietri, 1998; Ingram et al., 2009; Kara et al., 2019; Mastroserio et al., 2019; Reig & Kylafis, 2021; Wang et al., 2021; García et al., 2021; Bellavita et al., 2022).

Es en este contexto que el análisis de Fourier cobra una relevancia trascendental en la banda de los rayos X, en lo que usualmente se denomina como *X-ray spectral-timing*. Dadas dos series temporales simultáneas $x(t)$ e $y(t)$, obtenidas, por ejemplo, en dos rangos diferentes de energía por un mismo instrumento de rayos X, llamamos

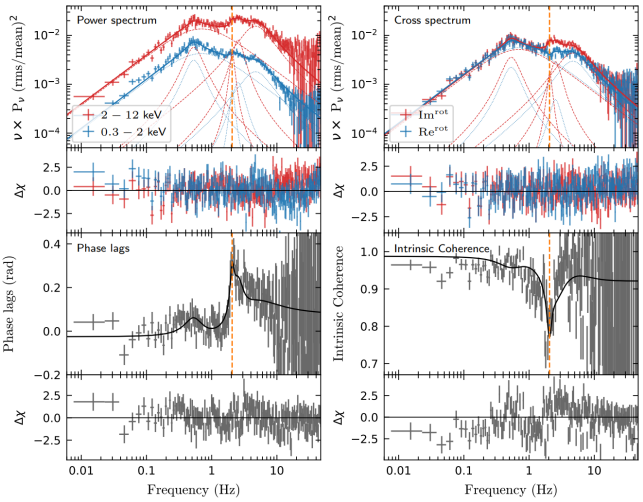


Fig. 2. PDS en las bandas de rayos X blandos (0.3–2 keV) y duros (2–12 keV), parte real e imaginaria del CDS entre ambas bandas, y retardos de fase (*phase lags*) y coherencia asociadas, obtenidas a partir de una observación del BH-XRB MAXI J1820+070, realizada con el instrumento *NICER*. Figura 3 de Bellavita et al. (2025, A&A, en prensa).

$X(\nu)$ e $Y(\nu)$ a sus transformadas de Fourier al dominio de las frecuencias, ν. Los espectros de potencias (PDS, del inglés, *power-density spectrum*) asociados a cada una de ellas, pueden estimarse como $G_{xx}(\nu) = \langle X(\nu)X^*(\nu)\rangle$ y $G_{yy}(\nu) = \langle Y(\nu)Y^*(\nu)\rangle$. Los corchetes indican el promedio entre un conjunto de mediciones realizadas en segmentos temporales de extensión T, donde el flujo de rayos X es medido con resolución Δt. De esta manera los PDS quedarán determinados entre las frecuencias $1/T$ y $1/2\Delta t$ (frecuencia de Nyquist), con resolución $1/T$ (Bendat & Piersol, 2010).

De manera similar o complementaria, es posible estimar el espectro cruzado (CDS, del inglés, *cross-density spectrum*) entre ambas series como $G_{xy}(\nu) = \langle X(\nu)Y^*(\nu)\rangle = \langle |X(\nu)||Y(\nu)|e^{i\Delta\phi_{xy}(\nu)}\rangle$, donde $\Delta\phi_{xy}(\nu)$ es el desfasaje o retardo a la frecuencia ν. A partir de estas cantidades, también puede definirse la coherencia entre ambas series temporales (Vaughan & Nowak, 1997):

$$\gamma^2_{xy}(\nu) = \frac{|G_{xy}(\nu)|^2}{G_{xx}(\nu)G_{yy}(\nu)}. \quad (1)$$

Resulta evidente que si dos series temporales están relacionadas por una transformación lineal, con transformada de Fourier $H(\nu)$, entonces el CDS puede escribirse como $G_{xy}(\nu) = H(\nu)G_{xx}(\nu)$ y el PDS como $G_{yy}(\nu) = |H(\nu)|^2 G_{xx}(\nu)$, de donde sigue que la coherencia es igual a la unidad para todas las frecuencias. La función compleja $H(\nu) = |H(\nu)|e^{-i\Delta\phi(\nu)}$ es conocida como la función de respuesta o de transferencia del sistema. En pocas palabras, la coherencia mide entonces el grado de correlación lineal entre dos series temporales.

La Fig. 2 muestra como ejemplo los PDS en bandas de energías blandas (0.3–2.0 keV) y duras (2–12 keV), así como el CDS obtenido entre ambos rangos de energía, los retardos de fase (*phase-lags*) correspondientes, y la coherencia asociada. Los datos correspon-

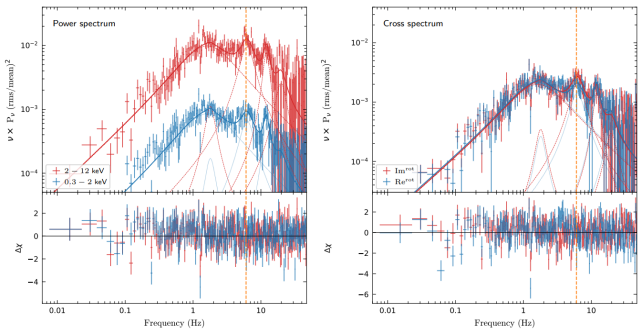


Fig. 3. PDS en las bandas blanda (0.3–2 keV) y dura (2–12 keV), y parte real e imaginaria del CDS entre ambas bandas, en una observación del BH-XRB MAXI J1820+070, obtenida con el instrumento *NICER*. Figura 4 de Bellavita et al. (2025, A&A, en prensa).

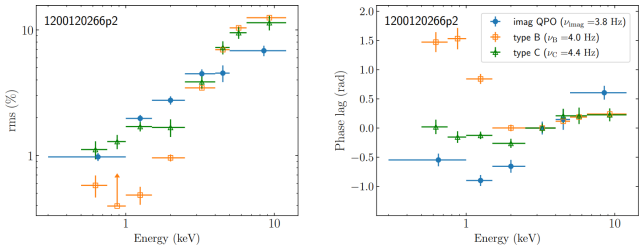


Fig. 4. Espectros de energía asociados a distintos tipos de QPOs en MAXI J1820+070. A la izquierda, la dependencia energética de la amplitud de la QPO (rms %) y a la derecha, los retardos de fase (*phase lags*, en radianes) de las QPOs tipo C, B e *imaginarias* en MAXI J1820+070. Parte de la Fig. 7 de Bellavita et al. (2025, A&A, en prensa).

den a observaciones del BH-XRB MAXI J1820+070, obtenidas con el intrumento de rayos X *NICER*, específicamente diseñado para obtener gran resolución temporal en fuentes brillantes, sensible en el rango de 0.3–12 keV.

4. Oscilaciones cuasi-periódicas (QPOs)

Los PDS en las XRBs suelen presentar componentes anchas de ruido en el rango de los 10 mHz hasta 10–100 Hz, a menudo acompañadas por componentes delgadas con frecuencias características bien determinadas, conocidas como oscilaciones cuasi-periódicas (QPO, del inglés *quasi-periodic oscillations*, ver Fig. 3). Estos picos estrechos son caracterizados por su frecuencia central, ν_0, y el factor de calidad $Q = \nu/\Delta\nu$, donde $\Delta\nu$ es su ancho a potencia mitad (FWHM, por sus siglas en inglés). Estas QPOs en BH-XRBs se clasifican en tres tipos: A, B y C, según su intensidad, factor de calidad Q, amplitud (rms), las propiedades del ruido de banda ancha subyacente en el PDS y el estado espectral de la fuente (Wijnands et al., 1999; Remillard et al., 2002; Casella et al., 2005). Las QPOs tipo A son picos más bien anchos con frecuencias centrales alrededor de ∼8 Hz y amplitud de variabilidad débil, tienen factores de calidad bajos ($Q \lesssim 3$) y aparecen en el HSS, cuando la emisión es dominada por el disco de acreción y la variabilidad está muy suprimida. Las QPOs tipo B son más estrechas que las tipo A, con frecuencias centrales típicamente en torno a los ∼4–6 Hz y factores de calidad intermedios ($Q \sim 5-8$), con amplitudes de variabilidad de ∼4–8 % rms, y se encuentran (o definen) el SIMS, prácticamente en ausencia de ruido de banda ancha. Las QPO tipo C son las más abundantes, y aparecen acompañadas de un fuerte ruido de banda ancha en el LHS y el HIMS, donde la emisión está dominada por la Comptonización. Las QPOs tipo C suelen ser estrechas y fuertes, con valores de frecuencias centrales de entre 0.1 y 10–20 Hz, factores de calidad altos ($Q \gtrsim 10$), y amplitudes de variabilidad de ∼10 %.

Varios modelos han sido propuestos para explicar el origen dinámico de estas QPOs, basados ya sea en efectos geométricos, asociados por ejemplo a la frecuencia de precesión de Lense-Thirring (LTP, Stella & Vietri, 1998; Schnittman et al., 2006; Ingram et al., 2009), o inestabilidades en el flujo de acreción (Tagger & Pellat, 1999; Cabanac et al., 2010; Mastichiadis et al., 2022), pero su origen físico sigue siendo motivo de debate.

El escenario geométrico propuesto por Ingram et al. (2009) basado en la precesión relativista, requiere dos componentes principales: un disco de acreción truncado y un flujo de acreción caliente en su interior (Esin et al., 1997; Poutanen et al., 1997). En este modelo, las QPO de tipo C son producidas por el flujo interno caliente extendido que modula el flujo de rayos X a medida que éste precesa a la frecuencia LTP (Fragile et al., 2007). El modelo predice que este efecto debería aumentar con la inclinación de la fuente. En este marco, el ruido de banda ancha en el PDS, en cambio, surgiría de variaciones en la tasa de acreción que se propagan desde las regiones externas del disco hacia el BH (Arévalo & Uttley, 2006). En general, la frecuencia de la QPO tipo C aumenta a medida que la fuente se mueve del LHS al HSS. En el modelo LTP (Ingram et al., 2009), el cambio en la dureza se interpreta como una variación en el radio externo del flujo interno caliente. En modelos que involucran un medio de Comptonización extendido (Thorne & Price, 1975; Sunyaev & Truemper, 1979), los cambios de dureza se atribuyen a variaciones en las propiedades físicas de este medio, como la profundidad óptica o la temperatura de los electrones, o en propiedades geométricas, como su tamaño (Kazanas et al., 1997).

Los mayores esfuerzos de la comunidad se han enfocado en intentar explicar el origen físico de la dinámica de las QPO, es decir, la frecuencia central y su evolución, siendo menores los intentos por explicar de manera cuantitativa las propiedades radiativas dependientes del tiempo de estas QPOs, que están dadas por la dependencia con la energía y la frecuencia de las amplitudes y fases relativas de las QPOs (ver Fig. 4).

Sobolewska & Życki (2006) analizaron los espectros de variabilidad-amplitud (rms) de las QPO tipo C en varios BH-XRBs. Encontraron que incluso en observaciones donde una componente térmica blanda similar a un disco era evidente en los espectros promediados en el tiempo, esta componente no se manifestaba en el espectro rms de las QPO. Esto indicaría que la QPO está fuertemente modulada por la emisión de Comptonización, y no por la emisión proveniente directamente del

disco. En este sentido, la falta de una traza del disco de acreción en el espectro de la QPO, complica a los modelos basados puramente en él (Ingram & Motta, 2019).

La dispersión Compton inversa produce retardos en los fotones duros respecto de los blandos de manera natural, ya que en promedio, la energía de los fotones aumenta cada vez que sufren una dispersión. Así, los fotones que más tiempo transcurren en la corona son aquellos que ganan más y más energía, mientras que aquellos que sufren pocas o ninguna interacción, logran escapar más rápidamente de la región de Comptonización (Miyamoto et al., 1988). Por otra parte, algunos fotones dispersados pueden regresar al disco y ser re-emitidos más tarde. Este mecanismo, llamado realimentación o *feedback*, produce un retardo en la emisión de fotones blandos, que entonces arriban más tarde (Lee & Miller, 1998).

En la mayoría de las QPOs en BH-XRBs, la amplitud de variabilidad aumenta con la energía (ver panel izquierdo de la Fig. 4), alcanzando un 20−30 % alrededor de 30 keV (Rodriguez et al., 2002; Yadav et al., 2016; Zhang et al., 2017, 2020). Cabe destacar que a estas energías, la contribución de la componente térmica del disco al espectro de rayos X es despreciable. Mediciones recientes de una QPO hasta ∼200 keV en MAXI J1820+070 (Ma et al., 2021) muestran que tampoco la reflexión puede explicar el espectro de variabilidad de estas QPOs porque, aunque la reflexión alcanza su máximo alrededor de 20 keV, decae a energías más altas, no pudiendo producir la variabilidad observada hasta 150-300 keV. Por lo tanto, la única explicación posible de la alta amplitud rms de las QPO a energías (muy) altas es que la corona lidera la variabilidad, ya sea produciéndola directamente o amplificando las oscilaciones producidas en el disco de acreción en diferentes bandas de energía (Sobolewska & Życki, 2006; García et al., 2021).

5. Un modelo de Comptonización variable

Motivados por estas evidencias observacionales, y basados en las ideas propuestas originalmente por Lee & Miller (1998); Lee et al. (2001) y Kumar & Misra (2014), en nuestro grupo desarrollamos un modelo de Comptonización variable o dependiente del tiempo que denominamos `vKompth` (Karpouzas et al., 2020; García et al., 2021; Bellavita et al., 2022) que se encuentra disponible en modalidad de código abierto para su uso extensivo en `XSPEC` (Arnaud, 1996) por parte de la comunidad (`https://github.com/candebellavita/vkompth`).

En este modelo, la QPO surge de la oscilación acoplada entre la corona y el disco (Mastichiadis et al., 2022), lo que se traduce en una oscilación de los parámetros físicos que describen el espectro del sistema: la temperatura de la corona, kT_e, la temperatura asociada a la fuente de fotones térmicos blandos que ingresan a la corona, kT_s, ya sean emitidos por un cuerpo negro (`vKompthbb`, asociado a un `blackbody`), o un disco de acreción (`vKompthdk`, asociado a un `diskbb`, Mitsuda et al., 1984), y la tasa de calentamiento externo que mantiene la corona en equilibrio térmico, $\dot{H}$.

La solución linealizada de la ecuación de Kompaneets (1957) dependiente del tiempo para la Comptonización da como resultado un espectro de números complejos cuyas amplitudes se conectan con la amplitud o rms de la QPO y sus fases con los retardos observados. Simultáneamente, la solución del estado estacionario o espectro promedio resulta equivalente a la obtenida mediante el modelo `nthComp` (Zdziarski et al., 1996; Życki et al., 1999). La Fig. 5 muestra un ejemplo de aplicación del modelo `vKompth` a dos QPOs del tipo C (para su interpretación, ver la Sección 6).

A diferencia de los modelos estacionarios, el modelo dependiente del tiempo proporciona el tamaño de la corona, L, y la fracción de retroalimentación, $0 \leq \eta \leq 1$, que se define como la fracción del flujo del disco debida a la iluminación de la corona. La fracción de realimentación, η, está relacionada con la fracción del flujo de fotones de la corona que regresa al disco, η_{int} (para una explicación detallada, ver Karpouzas et al., 2020). Basándose en estos parámetros, es posible obtener información sobre la geometría de la corona.

Así como al trabajar con espectros promedio estacionarios, es posible combinar componentes de emisión de manera aditiva (por ejemplo, un disco de acreción térmico y una ley de potencias, `diskbb+powerlaw`), la combinación aditiva de coronas en el espectro de una QPO, debe realizarse en el plano complejo de Fourier, lo que resulta poco práctico en una plataforma de análisis de datos de rayos X como `XSPEC`. Es por ello que hemos desarrollado versiones del modelo para representar la solución asociada a dos coronas interactuantes, o modelos duales (`vkdualbb` y `vkdualdk`). Además de los parámetros de cada región de Comptonización, estos modelos incorporan una fase entre ambas soluciones, denominada ϕ (ver García et al., 2021, para más detalles).

6. La corona a lo largo de una erupción

Recientemente, Alabarta et al. (2025) han completado la aplicación del modelo de Comptonización variable `vKompth` a lo largo de toda la erupción del BH-XRB MAXI J1348−630, considerando tanto su estallido principal, como su consecuentes rebrotes o *reflares*, enfocándose en el estudio de QPOs de tipos C. Este trabajo complementa estudios previos de otras QPOs de tipos B (García et al., 2021; Bellavita et al., 2022) y tipo A (Zhang et al., 2023a) realizados en la misma fuente, permitiendo resumir así la evolución de la geometría de la corona a partir de las propiedades radiativas de dichas QPOs (ver Fig. 6).

En el LHS, durante el ascenso de la erupción principal, la fuente presentó QPOs tipo C con frecuencias ∼0.4 y ∼0.5 Hz. Los ajustes (panel izquierdo de la Fig. 5) revelan dos coronas horizontalmente extendidas: una pequeña que se reduce de $L_1 \sim 6300$ a ~ 760 km, y una grande que se expande de $L_2 \sim 40\,000$ a $\sim 55\,000$ km, con fracciones de retroalimentación $\eta_1 \sim 0.7$ y $\eta_2 < 1$. Luego, cuando la fuente efectúa la transición hacia el SIMS, desarrolla una QPO tipo B muy prominente, asociada a la corona. Bellavita et al. (2022) propusieron que en esta etapa la región de Comptonización estaría compuesta por dos componentes: una corona grande de $L_2 \sim 13\,400$ km que prácticamente no ilumina al disco de acreción ($\eta_2 \sim 0.35$) y una corona compacta de

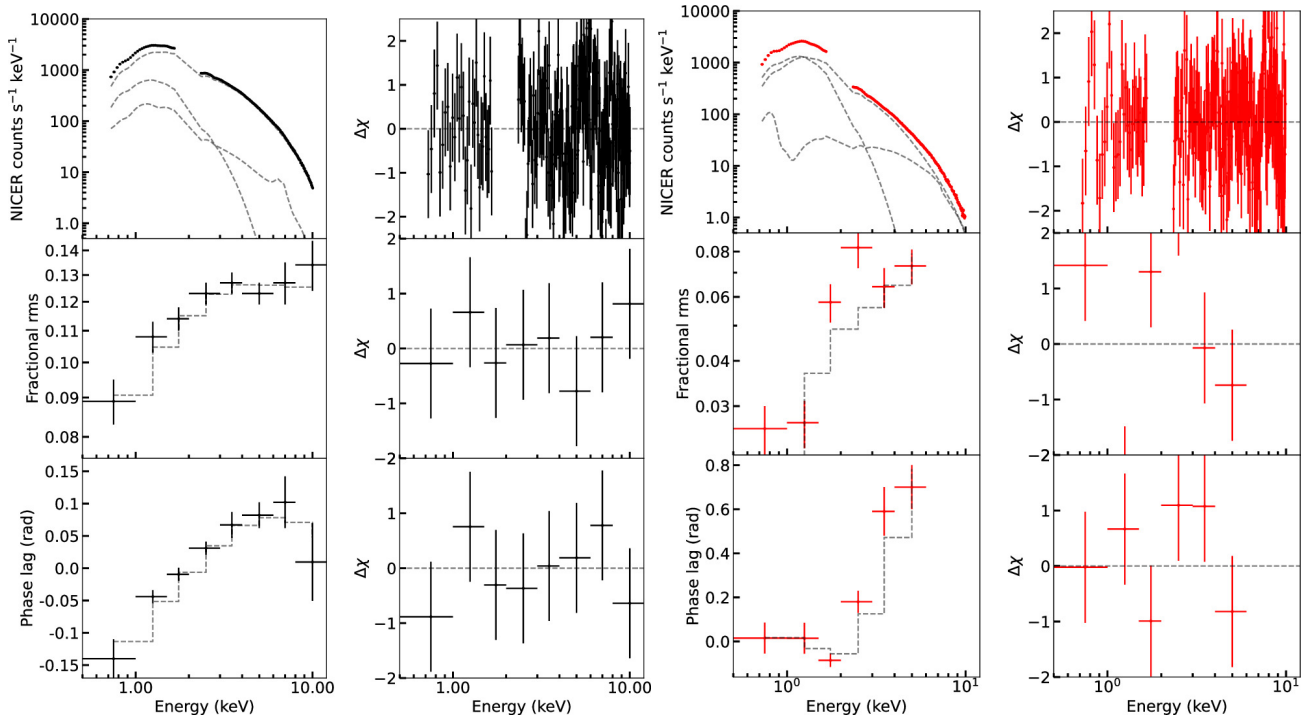


Fig. 5. Ejemplos representativos del ajuste simultáneo del espectro de energía promedio de MAXI J1348–630 (arriba), y las propiedades radiativas de la QPO tipo C simultánea (amplitud de variabilidad, rms, en el centro y retardos o *phase-lags* debajo). A la izquierda, en color negro, una QPO tipo C durante la erupción principal de la fuente, y a la derecha, en rojo, una QPO tipo C durante su resurgimiento (*reflare*). Las columnas de la derecha representan los residuos de los ajustes graficados a la izquierda de cada panel. La figura fue tomada de las Fig. 3 y 4 de Alabarta et al. (2025, ApJ 980, 251).

$L_1 \sim 160$ km con fuerte retroalimentación con el disco ($\eta_1 > 0.9$), lo que los llevó a asociar la corona grande con la base del *jet* discreto detectado cuasi-simultáneamente en ondas de radio (Carotenuto et al., 2022). De manera complementaria, analizando la naturaleza transitoria de la QPO tipo B, Zhang et al. (2021) encontraron que la presencia de dicha QPO en el sistema coincide con un aumento en la emisión por Comptonización, que puede ser ajustado con una componente adicional en el espectro de energía estacionario. Los autores sugieren que esta componente estaría asociada con la emisión del *jet* del sistema.

En el HSS la fuente experimentó una QPO del tipo A, mucho más débil que las otras QPOs. Zhang et al. (2023a) ajustaron conjuntamente el espectro de energía promedio y la dependencia energética de dicha QPO utilizando un modelo `vkompthdk`, que requiere de una sola corona iluminada por un disco de acreción con una realimentación relativamente baja ($\eta \sim 0.5$), y un tamaño más compacto, de unos ∼2300 km, sugiriendo una geometría verticalmente extendida similar a la de la QPO tipo B, pero a menor escala.

Durante el descenso del estallido, al regresar al HIMS y reaparecer la QPO tipo C, la corona pequeña volvió a crecer de $L_1 \sim 45$ km a $L_1 \sim 1000$ km para luego decrecer levemente a $L_1 \sim 400$ km, con $\eta \sim 0.5 - 0.8$. Mientras tanto, la corona grande pasó de $L_2 \sim 600$ km a $L_2 \sim 44\,000$ km y luego a $L_2 \sim 7000$ km, con muy baja realimentación $\eta_2 < 0.3$. Simultáneamente, la fuente experimentó un aumento repentino en el flujo de radio seguido de una disminución (Carotenuto et al., 2021) lo que sugiere que la corona grande podría estar asociada con la base del nuevo *jet* compacto.

Finalmente, en el rebrote (ver paneles derechos en rojo de la Fig. 5), el tamaño de la corona pequeña L_1 varió entre ∼700 km y ∼3500 km, con η entre ∼0.7 y ∼1.0, mientras que la corona grande volvió a extenderse horizontalmente, con tamaños entre ∼14 500 km y ∼63 000 km, y $\eta_2 > 0.5$.

La transición desde el LHS al HSS, a través de los estados intermedios HIMS y SIMS fue también estudiada aplicando el modelo `vKompth` a las QPOs asociadas, del tipo C y B, respectivamente, en fuentes como MAXI J1820+070 (Ma et al., 2023), MAXI J1535−571 (Zhang et al., 2022, 2023b; Rawat et al., 2023), GRO J1655−40 (Rout et al., 2023), y GRS 1915+105 (Karpouzas et al., 2021; Méndez et al., 2022; García et al., 2022), obteniendo conclusiones similares.

Por otra parte, suponiendo una geometría vertical, Kara et al. (2019) interpretaron la evolución de los retardos blandos de MAXI J1820+070 como cambios en la extensión vertical de la corona, que se traducen en una contracción durante el LHS, en torno a los 30–50 R_g. Alternativamente, De Marco et al. (2021) interpretaron la evolución de los retardos blandos como un achicamiento del radio interno del disco de acreción, en acuerdo con los estudios de Zhang et al. (2020). Sin embargo, en un trabajo posterior, Wang et al. (2021) propusieron que el tamaño de la corona se habría incrementado nuevamente y de manera muy significativa a medida que la fuente evolucionó hacia estados HIMS más avanzados y aún más al efectuar la transición hacia el SIMS, alcanzando

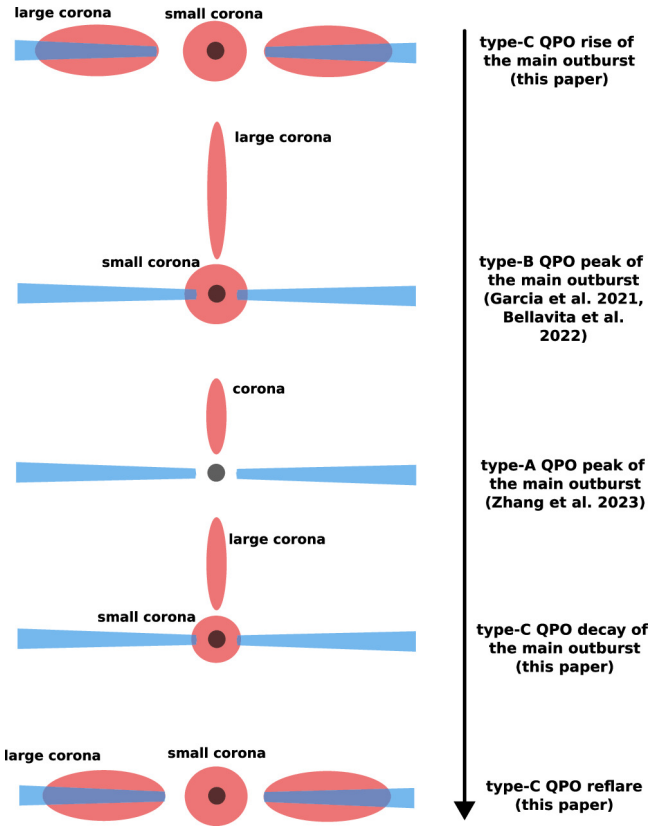


Fig. 6. Representación esquemática de la evolución del flujo de acreción durante la erupción experimentada por MAXI J1348−630, tomada de la Fig. 10 de Alabarta et al. (2025, ApJ 980, 251). La geometría de la corona es obtenida a partir del ajuste de las propiedades espectro-temporales de las QPOs del tipo C (Alabarta et al., 2025), tipo B (García et al., 2021; Bellavita et al., 2022) y tipo A (Zhang et al., 2023a), respectivamente, utilizando el modelo `vKompth`.

tamaños de 300–500 R_g. En la misma línea, estas observaciones pudieron ser explicadas satisfactoriamente con un modelo de reverberación usando una corona compacta y otra extendida (Lucchini et al., 2023). Paralelamente, resultados recientes obtenidos mediante estudios de polarización en rayos X sugieren que en el LHS la corona debería extenderse paralela al disco y no verticalmente (Krawczynski et al., 2022; Ingram et al., 2024), una interpretación que va en línea con los resultados obtenidos con `vKompth`. Está pendiente una comparación directa con el cambio geométrico propuesto para el SIMS, donde el grado de polarización disminuye significativamente (ver, sin embargo, Mastroserio et al., 2025).

7. Develando QPOs: el CDS y la coherencia

Méndez et al. (2024) introdujeron un nuevo método para determinar las propiedades de múltiples componentes de variabilidad. Basados en la forma clásica de modelar el PDS, utilizando una combinación de Lorentzianas aditivas (Psaltis et al., 1999), los autores extendieron la metodología al CDS, incorporando así información codificada en los retardos y la coherencia de la señal, que puede llegar a develar la presencia de componentes ocultas (estadísticamente no significativas) en los PDS. En este método se supone que tanto los PDS como el CDS son el resultado de la combinación aditiva de componentes auto-coherentes en distintas bandas de energía, pero incoherentes entre ellas (Nowak, 2000; Belloni et al., 2002). En tal caso, las partes reales e imaginarias del CDS resultan ser combinación lineal de las mismas Lorentzianas que forman los PDS. Una vez ajustados los PDS y CDS, el método permite derivar la dependencia con la frecuencia Fourier de los retardos, así como la de la coherencia de la señal entre las bandas de energía consideradas, y compararlas con las observaciones.

En un estudio reciente, König et al. (2024) demostraron que Cyg X-1, el primer BH descubierto en nuestra Galaxia, inmerso en una HMXB y activo al menos desde los años 70, no recorre la traza completa o q en el HID. En cambio, lleva más de 50 años en constante transición entre estados blandos y duros, con una luminosidad intrínseca comparable a la que experimentan los BH en LMXBs cuando transitan la parte baja de la q, es decir, cuando efectúan la transición del HSS al LHS. Notablemente, en los estados intermedios (HIMS) de Cyg X-1, nunca se ha detectado una QPO tipo C, a diferencia de lo observado en la mayoría de los BH-LMXBs. Utilizando la base de datos de observaciones de Cyg X-1 de *NICER*, König et al. (2024) encontraron que, en estados intermedios, Cyg X-1 experimenta una caída abrupta en la coherencia entorno a los ∼1–3 Hz, que coincide con un incremento repentino de la parte imaginaria del CDS y los retardos. Usando el método de Méndez et al. (2024), esto puede ser explicado naturalmente por la presencia de una QPO delgada centrada en dicha frecuencia, que es significativa en el CDS, pero no en el PDS (Fogantini et al., 2025).

En esta línea, Bellavita et al. (2025) mostraron que en ciertos casos es posible develar la presencia de componentes angostas de variabilidad, o QPOs, utilizando la coherencia que, cuando es cercana a la unidad, resulta ser más sensible en términos estadísticos que los PDS (Bendat & Piersol, 2010). Análogamente a Cyg X-1, utilizando datos de *NICER* de la transición HSS-LHS de MAXI J1820+070, Bellavita et al. (2025) estudiaron la caída en la coherencia entre las bandas de 0.2–2 y 2–12 keV (ver Fig. 2) que puede ser explicada por una QPO angosta y muy significativa en la parte imaginaria del CDS, a la que dieron a llamar *QPO imaginaria*, responsable además de un salto observado en los retardos de fase a la misma frecuencia. Los autores encontraron que la frecuencia de esta QPO evoluciona a lo largo de la transición, disminuyendo a media que aumenta la dureza, como ocurre típicamente con las QPOs del tipo C. De hecho, en las primeras observaciones a la salida del HSS, Bellavita et al. (2025) hallaron una QPO tipo C a una frecuencia levemente mayor, que parece transformarse paulatinamente en la *QPO imaginaria* a medida que la fuente se desplaza hacia el LHS. Esto sugiere que la caída de la coherencia reportada por König et al. (2024) en Cyg X-1, podría efectivamente ser producto de la presencia de una QPO tipo C, tan elusiva en dicha fuente. Esta hipótesis se ve reforzada en la evidencia aportada por la QPO tipo C detectada en la transición HSS-LHS en MAXI J1348−630 por Alabarta et al. (2022), que

también coincide con una caída en la coherencia entre las mismas bandas de energía (ver Fig. 9 en Alabarta et al., 2025). Cabe destacar que las propiedades radiativas de dicha QPO en MAXI J1820+070 y MAXI J1348−630, se asemejan a las de la QPO tipo C, y se diferencian de la QPO tipo B, particularmente en lo que respecta a los retardos (ver Fig. 4).

Esta nueva forma de indagar en el comportamiento espectro-temporal de los XRBs abre una puerta a descubrir fenomenología que ha pasado inadvertida a lo largo de años de estudios en *X-ray timing*.

Agradecimientos: Quisiera expresar mi agradecimiento a mis colaboradores del Instituto Argentino de Radioastronomía, la Universidad Nacional de La Plata y el Kapteyn Astronomical Institute, con quienes hemos obtenido buena parte de los resultados presentados en este artículo. FG es Investigador de CONICET. FG agradece apoyo recibido mediante los Proyectos PIBAA 1275 y PIP 0113 (CONICET). FG participa del PID PID2022-136828NB-C42 financiado por MCIN/AEI/10.13039/501100011033 de España. Parte de los resultados aquí presentados han sido obtenidos con apoyo del Programa Athena 184.034.002 (NWO).

Referencias

Alabarta K., et al., 2021, MNRAS, 507, 5507
Alabarta K., et al., 2022, MNRAS, 514, 2839
Alabarta K., et al., 2025, ApJ, 980, 251
Arévalo P., Uttley P., 2006, MNRAS, 367, 801
Arnaud K.A., 1996, G.H. Jacoby, J. Barnes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 101, 17
Bellavita C., et al., 2022, MNRAS, 515, 2099
Bellavita C., et al., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2502.12283
Belloni T., Psaltis D., van der Klis M., 2002, ApJ, 572, 392
Belloni T., et al., 2005, A&A, 440, 207
Belloni T.M., Motta S.E., 2016, C. Bambi (Ed.), *Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 440, 61
Bendat J.S., Piersol A.G., 2010, *Random data :*, 4th ed. ed., Wiley, New Delhi. Https://www.wiley.com/en-us/Random+Data
Cabanac C., et al., 2010, MNRAS, 404, 738
Carotenuto F., Tetarenko A.J., Corbel S., 2022, MNRAS, 511, 4826
Carotenuto F., et al., 2021, MNRAS, 504, 444
Casella P., Belloni T., Stella L., 2005, ApJ, 629, 403
Corral-Santana J.M., et al., 2016, A&A, 587, A61
De Marco B., et al., 2021, A&A, 654, A14
Esin A.A., McClintock J.E., Narayan R., 1997, ApJ, 489, 865
Fabian A.C., et al., 2009, Nature, 459, 540
Fender R.P., Belloni T.M., Gallo E., 2004, MNRAS, 355, 1105
Fogantini F.A., et al., 2025, arXiv e-prints, arXiv:2503.03078
Fortin F., et al., 2023, A&A, 671, A149
Fortin F., et al., 2024, A&A, 684, A124
Fragile P.C., et al., 2007, ApJ, 668, 417
Frank J., King A., Raine D.J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
García F., et al., 2021, MNRAS, 501, 3173
García F., et al., 2022, MNRAS, 513, 4196
García J., et al., 2014, ApJ, 782, 76
Gilfanov M., 2010, T. Belloni (Ed.), *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 794, 17
Homan J., et al., 2001, ApJS, 132, 377
Ingram A., Done C., Fragile P.C., 2009, MNRAS, 397, L101
Ingram A., et al., 2024, ApJ, 968, 76
Ingram A.R., Motta S.E., 2019, NewAR, 85, 101524
Kara E., et al., 2019, Nature, 565, 198
Karpouzas K., et al., 2020, MNRAS, 492, 1399
Karpouzas K., et al., 2021, MNRAS, 503, 5522
Kazanas D., Hua X.M., Titarchuk L., 1997, ApJ, 480, 735
Kompaneets A.S., 1957, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 4, 730
König O., et al., 2024, A&A, 687, A284
Krawczynski H., et al., 2022, Science, 378, 650
Kumar N., Misra R., 2014, MNRAS, 445, 2818
Lasota J.P., 2001, NewAR, 45, 449
Lee H.C., Miller G.S., 1998, MNRAS, 299, 479
Lee H.C., Misra R., Taam R.E., 2001, ApJL, 549, L229
Lucchini M., et al., 2023, ApJ, 951, 19
Ma R., et al., 2023, MNRAS, 525, 854
Ma X., et al., 2021, Nature Astronomy, 5, 94
Markoff S., Nowak M.A., Wilms J., 2005, ApJ, 635, 1203
Mastichiadis A., Petropoulou M., Kylafis N.D., 2022, A&A, 662, A118
Mastroserio G., Ingram A., van der Klis M., 2019, MNRAS, 488, 348
Mastroserio G., et al., 2025, ApJL, 978, L19
Méndez M., Belloni T.M., 2021, T.M. Belloni, M. Mendez, C. Zhang (Eds.), *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 461, 263–331
Méndez M., van der Klis M., 1997, ApJ, 479, 926
Méndez M., et al., 2022, Nature Astronomy, 6, 577
Méndez M., et al., 2024, MNRAS, 527, 9405
Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, Nature, 371, 46
Mitsuda K., et al., 1984, PASJ, 36, 741
Miyamoto S., et al., 1988, Nature, 336, 450
Nowak M.A., 2000, MNRAS, 318, 361
Poutanen J., Krolik J.H., Ryde F., 1997, MNRAS, 292, L21
Psaltis D., Belloni T., van der Klis M., 1999, ApJ, 520, 262
Rawat D., et al., 2023, MNRAS, 520, 113
Reig P., Kylafis N.D., 2021, A&A, 646, A112
Remillard R.A., et al., 2002, ApJ, 564, 962
Rodriguez J., et al., 2002, A&A, 386, 271
Rout S.K., Méndez M., García F., 2023, MNRAS, 525, 221
Schnittman J.D., Homan J., Miller J.M., 2006, ApJ, 642, 420
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
Sobolewska M.A., Życki P.T., 2006, MNRAS, 370, 405
Stella L., Vietri M., 1998, ApJL, 492, L59
Sunyaev R.A., Titarchuk L.G., 1980, A&A, 500, 167
Sunyaev R.A., Truemper J., 1979, Nature, 279, 506
Tagger M., Pellat R., 1999, A&A, 349, 1003
Thorne K.S., Price R.H., 1975, ApJL, 195, L101
van der Klis M., 1994, ApJS, 92, 511
Vaughan B.A., Nowak M.A., 1997, ApJL, 474, L43
Veledina A., Poutanen J., Vurm I., 2013, MNRAS, 430, 3196
Wang J., et al., 2021, ApJL, 910, L3
Wijnands R., Homan J., van der Klis M., 1999, ApJL, 526, L33
Yadav J.S., et al., 2016, ApJ, 833, 27
Zdziarski A.A., Johnson W.N., Magdziarz P., 1996, MNRAS, 283, 193
Zhang L., et al., 2017, ApJ, 845, 143
Zhang L., et al., 2020, MNRAS, 494, 1375
Zhang L., et al., 2021, MNRAS, 505, 3823
Zhang L., et al., 2023a, MNRAS, 526, 3944
Zhang Y., et al., 2022, MNRAS, 512, 2686
Zhang Y., et al., 2023b, MNRAS, 520, 5144
Życki P.T., Done C., Smith D.A., 1999, MNRAS, 309, 561

The microquasar SS 433 as a cosmic-ray source

G.J. Escobar[1], L.J. Pellizza[2], & L. Carvalho[2]

[1] *Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 23 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Tanto las fuentes de rayos cósmicos como los mecanismos que los aceleran hasta energías relativistas son temas de debate. Los microcuásares se han propuesto como fuentes que contribuirían a población galáctica de rayos cósmicos, cuya mayor contribución provendría de los remanentes de supernova. En este artículo mostramos resultados preliminares sobre la producción de rayos cósmicos en el microcuásar SS 433 mediante el escape de neutrones relativistas de los *jets*. Como se mostró en trabajos anteriores, los jets más luminosos, lentos y colimados serían más eficientes en la producción de rayos cósmicos por dicho mecanismo. De acuerdo a este resultado, SS 433 produciría una cantidad considerable de potencia en rayos cósmicos que podría dar lugar a indicios observacionales para probar el mecanismo propuesto.

Abstract / The sites and mechanisms under which cosmic rays are accelerated up to relativistic energies are still under debate. Microquasar jets have been assessed as possible sources that may contribute to the total cosmic ray population, which is currently believed to be mainly originated in supernova remnants. We show preliminary results on the neutron-driven cosmic-ray production mechanism applied to the case of the microquasar SS 433. As shown in previous works, the proposed mechanism renders highly-collimated, luminous, and slow jets as very efficient cosmic ray sources. According to this result, SS 433 could be capable of producing a considerable power in cosmic rays that might serve as an observable test of the proposed mechanism.

Keywords / cosmic rays — ISM: jets and outflows — relativistic processes

1. Introduction

Understanding the origin of the population of galactic cosmic rays (CRs) is a one-century-long topic. Although we currently know many aspects of this population, the observed CR spectrum shows features that do not match with the predictions of current models, as the transition to extragalactic origin, the slopes at different regions of the spectrum, and the chemical composition (e.g. Blasi, 2013).

There are two lines of research on the origin of CRs. On the one hand, there is active development on theories of CR acceleration and transport, in particular those that include non-linear effects of CRs themselves during the propagation (e.g. Blasi, 2019). The properties of the interstellar medium in which CRs propagate, particulaly the difussion coefficient, is another active topic in this line. On the other hand, there are many works that search for complementary sources of CRs. The currently most accepted scenario is that supernova remnants (SNRs) are the main source of Galactic CRs in terms of total power (at least up to the knee of the spectrum, i.e. at $\sim 10^{15}$ eV for protons), with contribution from other sources of different kinds, like pulsars (e.g. Bednarek & Bartosik, 2004), winds of massive stars (e.g. Seo et al., 2018), enhanced star-forming regions (e.g. Peretti et al., 2022), and microquasars (MQs; e.g. Heinz & Sunyaev 2002; Fender et al. 2005; Escobar et al. 2021, 2022.

A model for the production of CRs at the terminal shock of the jets of MQs was proposed by Heinz & Sunyaev (2002). In that model, the CR protons escape from the terminal shock forming a narrow spectrum with a mean Lorentz factor equal to the jet's bulk Lorentz factor. The contribution from MQs with different jet Lorentz factors produces a superposition signature that may result in a measurable contribution to the observed CR population. On the other hand, the neutron-driven CR mechanism was proposed by Escobar et al. (2021, 2022). This mechanism would operate in jets with relativistic hadronic content, and is based on the fact that relativistic protons participating in inelastic hadronic collisions and photo-hadronic interactions may produce relativistic neutrons that escape from the jet and freely decay producing proton and electron CRs. As showed in the aformentioned works, this mechanism renders the slowest, most collimated and luminous jets as very efficient CR sources.

According to observations, the MQ SS 433 has the slowest and most luminous jets in the Galaxy so far, which are also suposed to be well collimated (see, e.g. Li et al., 2020, for a review of its properties). Moreover, it is one of the few Galactic MQs with relativistic hadronic content observed in its jets. Its properties render SS 433 an excellent laboratory to test the predictions of our CR production model through observable counterparts.

In this work, we apply the neutron-driven CR production model to the jets of the MQ SS 433 in order to assess the existence of observables that may test the

✉ *Contact* / gescobar@iac.es

Research article

mechanism. In Sec. 2 we briefly introduce the model, and show our preliminary results on the scenario of SS433. In Sec. 3 we discuss the results and present our conclusions.

2. CRs from SS 433

2.1. CR model

We apply the CR production model described in Escobar et al. (2021, 2022) to the case of SS 433. In this section we summarize the main aspects of the model. The reader is referred to the aforementioned works for further details.

Based on the work by Romero & Vila (2008), we first compute the steady state proton population in the jet. This population is the result of protons being accelerated by an assumed first-order Fermi diffusive mechanism, on one side, and from energy losses from adiabatic expansion, escape, and radiation, on the other side. The energy at which the rates for energy loss and acceleration equal, $E_{\rm max}$, is the maximum that protons are allowed to achieve. The energy-loss mechanisms considered in this work are adiabatic expansion, escape, synchrotron emission, and inelastic proton-proton collisions. The last interaction is the key one for the CR production under the assumptions of our model. In some channels of the proton-proton interactions, the relativistic proton exchanges quarks to become a relativistic neutron, at expenses of producing charged pions, a process mediated by the strong interaction. Sometimes even two neutrons are produced. For this work we adopt the branching ratio corresponding to the case in which one relativitic neutron is produced.

Once the steady-state proton spectral density is known, we compute the source rate of relativistic neutrons corresponding to the single-proton branching ratio. This rate is essentially a fraction of the total proton-proton interaction rate. The proton-proton interaction rate is particularly enhanced in cases in which the jets are well collimated because the adiabatic losses are lower for protons in those cases, allowing the proton-proton interaction rate to dominate (cf. Escobar et al., 2022). Slow jets (i.e. small bulk Lorentz factors) also favor the neutron production as the density of bulk target protons for proton-proton interactions is higher than for a faster jet(cf. Escobar et al., 2021).

We assume that the escape rate of these neutrons is essentially the same at which they are created, since they are not confined to the plasma in the jet through coupling with the magnetic field, which would be the case for charged particles. This is a fundamental difference with respect to the case of jets in active galactic nuclei (AGNs), for which the neutron production was investigated (e.g. Atoyan & Dermer, 2003). In AGNs, the length scales allow neutrons to interact or even decay inside the jet, and therefore they are not able to efficiently carry the energy out of the system. In a MQ jet, as we demonstrated before and confirm for the case of this work, the length scales allow neutrons to escape from the system to finally freely decay and produce CRs (relativistic neutrons can easily reach distances $\gtrsim 10^{14}$ cm before decaying, as can be seen from Fig. 1).

Relativistic neutrons are produced with an energy $E_{\rm n} \approx 0.5 E_{\rm p}$, where $E_{\rm p}$ is the corresponding parent proton energy. Free neutrons decay at a distance d that follows an exponential probability density function with mean $c\gamma_{\rm n}\tau_{\rm n}$, where c is the speed of light, $\gamma_{\rm n}$ is the Lorentz factor of the neutron, and $\tau_{\rm n} \approx 881\,{\rm s}$ is the neutron lifetime (Wietfeldt, 2018). We consider the neutron β decay, i.e. the neutron emits an electron and its antineutrino and converts into a proton. In this process, essentially all the power in the neutron population is carried by the protons, which become the CRs*.

In our model, the injection function of relativistic protons is parameterised as

$$Q(E) = Q_0 E_{\rm p}^{-p} \exp\left(-\frac{E}{E_{\rm max}}\right), \quad (1)$$

where p is the injection index and Q_0 is a normalisation constant computed from the total power injected in the relativistic proton population, $L_{\rm p}$, which is assumed here to be a fraction of 0.05 of the total jet kinetic luminosity ($\sim 10^{39}$ erg s^{-1}). The latter fraction comes from the assumption that 10% of the total kinetic energy is employed in the relativistic population and, at the same time, this amount is shared in equal parts between protons and electrons.

We use cylindrical coordinates where the z-coordinate is defined along the symmetry axis of the jet, with origin in the compact object, and the radial coordinate r perpendicular to it as usual. We assume axial symmetry so none of the equations depend on the azimuthal coordinate. We describe the shape of the jet through

$$r(z) = r_0 \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\varepsilon}, \quad (2)$$

where r_0 and z_0 are the radius and the distance to the compact object at the jet base, respectively, and ε is a parameter we introduce to characterise the degree of collimation of the jet; for $\varepsilon = 1$ the jet is conical, for $\varepsilon = 0.5$ it is parabolic, and for $\varepsilon = 0$ it is cylindrical (maximum degree of collimation).

2.2. Results

In Table 1 we show the parameters of the model. They were chosen according to observed quantities of SS 433, whenever it is possible, and standard values in the remaining cases. In particular, for the region of acceleration we adopt the top of the jet, since there is evidence of non-thermal emission in that zone (Li et al., 2020), which indicates particles are being accelerated up to relativistic energies. The parameter $\theta_{\rm jet}$ refers to the half-opening angle of the jet, where $\tan\theta_{\rm jet} = r_0/z_0$; the magnetic field is given by $B(z) = B_0(z/z_0)^m$, where we refer to m as the magnetic index and B_0 is the magnetic field at the jet base, computed from equipartition between kinetic and magnetic energy at that point; the

*Hereafter we will refer as CRs to the protons product of the decay.

Table 1. Jet fixed parameters for the SS 433 scenario.

Parameter (symbol)	Value	Units
Total relativistic proton power ($L_{\rm p}$)	10^{38}	erg s^{-1}
Jet-base half-opening angle† ($\theta_{\rm jet}$)	3	deg
Bulk Lorentz factor (Γ)	1.034	
Jet launching distance (z_0)	1.3×10^9	cm
Base of acceleration region ($z_{\rm i}$)	2.5×10^{19}	cm
Top of acceleration region ($z_{\rm f}$)	1.0×10^{20}	cm
Acceleration efficiency (η)	0.1	
Magnetic index (m)	1.2	

efficiency η characterises the acceleration rate, given by $t_{\rm acc}^{-1} = \eta c e B(z)/E_{\rm p}$, where e is the elementary charge; the acceleration (and CR production) region is delimited from $z_{\rm i}$ to $z_{\rm f}$; and the jet's bulk Lorentz factor is Γ. In this work we explore the scenarios corresponding to different values of the following two free parameters: the degree of collimation of the jets (ε) and the injection index (p).

In Fig. 1 we show the accumulated fraction of the neutron power injected in CRs through decays within a distance d, for different scenarios varying ε and p. We see that changes in p modify the distribution significantly. In particular, at harder injection spectra (i.e. lower values of p), the neutrons tend to decay further away. For instance, for $p = 2.5$ almost all the neutrons decay within 10^{-3} pc, while for $p = 1.5$, most of the neutrons decay beyond 0.1 pc and within 3 pc. This behavior is explained by the time dilation effect on the lifetime of relativistic neutrons: a harder spectra, meaning that there are more neutrons with higher energies, renders decay distances shifted towards the value corresponding to the maximum energy of the neutron population. The degree of collimation, on the other hand, has a mild effect on the distribution, with a shift to larger distances corresponding to more collimated jets.

Table 2 shows the total CR power for different values of p and ε. As we see, the CR power is very sensitive to the degree of collimation of the jet, in accordance with previous results, with a mild impact from variations of the injection index. The last column of Table 2 shows the total amount of power injected by a MQ jet assuming a total period of CR production of 1 Myr; as we see, in the scenarios analysed in this work the total energy injected in CRs is comparable to the canonical case of a SNR ($\sim 10^{50}$ erg, assuming 10% of the released energy goes into the relativistic protons).

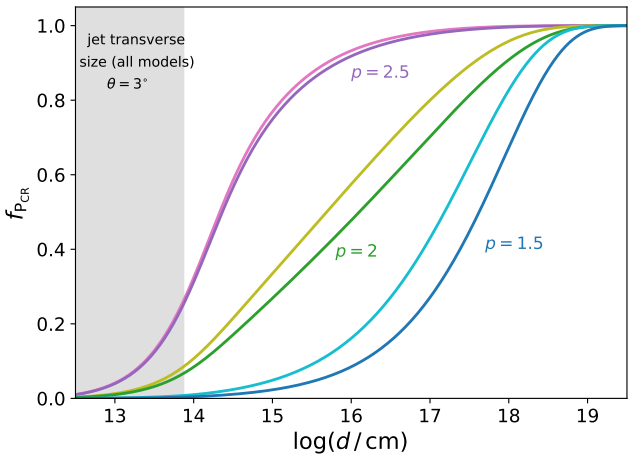


Fig. 1. Accumulated fraction of the total neutron power injected in CRs through decays within a distance d ($f_{\rm P_{CR}}$), for different values of p and ε: $p = 2.5$ and $\varepsilon = 0.4$ (purple line), $p = 2.5$ and $\varepsilon = 0.5$ (violet line), $p = 2$ and $\varepsilon = 0.4$ (green line), $p = 2$ and $\varepsilon = 0.5$ (yellow line), $p = 1.5$ and $\varepsilon = 0.4$ (blue line), $p = 1.5$ and $\varepsilon = 0.4$ (light blue line). The gray area shows the transverse diameters of the jet as a reference the size of the region that neutrons escape from.

Table 2. CR power for scenarios with different values of p and ε. The third column shows the total CR power produced and the fourth column shows the total energy injected in CR protons assuming a production duty cycle of 1 Myr, while in parenthesis it shows the percentage of energy with respect to the canonical case of a SNR.

ε	p	$L_{\rm CR}$ [erg]	$E_{\rm CR,1Myr}$ (% SN)
0.5	2.5	2.4×10^{35}	7.7×10^{48}(7.7%)
0.4	2.5	2.3×10^{36}	7.3×10^{49}(73%)
0.5	2	2.9×10^{35}	9.3×10^{48}(9.3%)
0.4	2	2.9×10^{36}	9.1×10^{49}(91%)
0.5	1.5	3.0×10^{35}	9.4×10^{49}(9.4%)
0.4	1.5	2.6×10^{36}	8.1×10^{49}(81%)

3. Discussion and conclusions

We applied our neutron-driven CR production model to the case of SS 433, for different scenarios varying the injection index (p) and the degree of collimation (ε). Our results show that the degree of collimation and the injection index play an important role on the distribution of distances where CRs are injected outside the system. In particular, for the scenarios explored in this work, the injection index impacts significantly in the size of the region where most of the CR power is injected (harder spectra implying larger and further regions), while the degree of collimation is the main driver of the total CR power, which depends on the balance between the rates of proton-proton interactions, the escape and other energy loss mechanisms of protons. In general, the proton-proton collision rate dominates over the escape for all the models with $\varepsilon = 0.4$, whereas the opposite holds for models with $\varepsilon = 0.5$.

Apart from protons, there are electron CRs also emitted in neutron decays. Both populations are susceptible to radiate electromagnetic waves via interactions with matter, photon or magnetic fields. This emission might be an observable feature to test the mechanism, depending on the power of CRs and the size of the region. We are currently working on assessing the observability depending on these properties and will report our results in a forthcoming article. In addition we will include a larger parameter space in order to test many possible scenarios.

The CR power produced in the explored scenarios may account for a large fraction of the canonical value usually adopted for the SNR case ($\sim 10^{50}$ erg in CRs). The observed CR spectrum, however, accounts for all

the galactic sources capable of accelerating particles to relativistic energies. This being the case, it is required to take into account the whole MQ population of the Galaxy in order to provide a better estimate of the MQ contribution to the observed spectrum. Although, given the singular characteristics of SS 433, its contribution is expected to be dominant among the knwon MQs, but the remaining MQs may produce a significant contribution as well.

Acknowledgements: The authors acknowledge support from Argentine ANPCyT and CONICET, through grants PICT-2020-0582 and PIP-2022-0214 respectively.

References

Atoyan A.M., Dermer C.D., 2003, ApJ, 586, 79
Bednarek W., Bartosik M., 2004, A&A, 423, 405
Blasi P., 2013, A&A Rv, 21, 70
Blasi P., 2019, Galaxies, 7, 64
Escobar G.J., Pellizza L.J., Romero G.E., 2021, A&A, 650, A136
Escobar G.J., Pellizza L.J., Romero G.E., 2022, A&A, 665, A145
Fender R.P., Maccarone T.J., van Kesteren Z., 2005, MNRAS, 360, 1085
Heinz S., Sunyaev R., 2002, A&A, 390, 751
Li J., et al., 2020, Nature Astronomy, 4, 1177
Peretti E., et al., 2022, MNRAS, 511, 1336
Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
Seo J., Kang H., Ryu D., 2018, Journal of Korean Astronomical Society, 51, 37
Wietfeldt F.E., 2018, Atoms, 6, 70

Rol de la transferencia de masa en binarias de objetos compactos

J. Astudillo[1], G.J. Escobar[2], G. Iorio[3] & L.J. Pellizza[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38205 La Laguna, Tenerife, España*
[3] *Departament de Física Quàntica i Astrofísica, Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, Martí i Franquès 1, E-08028 Barcelona, Spain*
[4] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 05 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / La comprensión de las propiedades, formación y el camino evolutivo que siguen los sistemas estelares de alta masa es un tema de investigación fundamental en la astrofísica estelar. Bajo ciertas condiciones, las binarias masivas forman sistemas de objetos compactos ligados gravitacionalmente capaces de fusionarse en un tiempo menor a la edad del Universo, produciendo ondas gravitacionales detectables por observatorios como LIGO o VIRGO. La transferencia de masa entre las estrellas impacta en las propiedades orbitales y físicas del sistema, por lo que su estudio resulta esencial para entender las características de los progenitores de ondas gravitacionales. En este artículo estudiamos los efectos de la transferencia de masa sobre las poblaciones de binarias de objetos compactos y su correspondiente producción de ondas gravitacionales. Utilizamos el código de síntesis poblacional SEVN (Stellar EVolution for N-body) para simular grandes grupos de sistemas binarios analizando distintos regímenes de transferencia de masa.

Abstract / Understanding the properties, formation, and evolutionary path of high-mass star systems is a fundamental research topic in stellar astrophysics. Under certain conditions, massive binaries form gravitationally bound compact objects capable of merging in less than the age of the Universe, producing gravitational waves detectable by observatories such as LIGO or VIRGO. Mass transfer between stars impacts on the orbital and physical properties of the system, making its study essential to understand the characteristics of gravitational wave progenitors. In this work we study the effects of mass transfer on the populations of binary compact objects and their corresponding gravitational wave production. We use the population-synthesis code SEVN (Stellar EVolution for N-body) to simulate large groups of binary systems and analyze different mass-transfer regimes.

Keywords / gravitational waves — stars: black holes — stars: massive

1. Introducción

La gran mayoría de las estrellas, sobre todo las de tipo espectral temprano (alrededor de un 70 % de ellas), pertenecen a sistemas binarios o múltiples (Offner et al., 2023). Bajo ciertas condiciones, los sistemas binarios de estrellas masivas pueden dar lugar a la formación de objetos compactos que se mantienen ligados gravitacionalmente y que pueden fusionarse en un tiempo menor a la edad del Universo. Dicha fusión produce eventos de ondas gravitacionales (GW, por *Gravitational Waves*) detectables por observatorios actuales como LIGO o VIRGO.

Con las primeras detecciones de GW en 2015 (actualmente, unos 100 eventos candidatos a GW fueron detectados*); ver Abbott et al. 2016a, Abbott et al. 2016b, Abbott et al. 2021a,Abbott et al. 2021b,Abbott et al. 2023), se abrió una nueva ventana de estudio del Universo. Esta ventana permitió la detección de ciertos fenómenos que no son detectables por medio de ondas electromagnéticas, como la fusión de sistemas binarios de agujeros negros (BBH, *Binary Black Hole*). A su vez, la detección de GW constituye una contraparte observacional de la fusión de binarias de estrellas de neutrones (BNS, *Binary Neutron Stars*) (Abbott et al., 2017) o de un agujero negro y una estrella de neutrones (BHNS, *Black Hole - Neutron Star*), que emiten ondas electromagnéticas a través de *gamma-ray bursts* al momento de la fusión. Las observaciones de GW son, por lo tanto, una herramienta que podemos utilizar para estudiar el camino evolutivo que siguen los sistemas binarios de alta masa, permitiéndonos inferir características de los procesos físicos involucrados.

A través de las observaciones de GW se pueden determinar, entre otras propiedades, las masas de los objetos compactos que conformaban la binaria y la del objeto compacto resultante de la fusión. En particular, varias de las observaciones indican la existencia de agujeros negros con masas dentro del *gap* predicho por las teorías de evolución estelar, como se puede ver en Abbott et al. 2020. La existencia o no de dichos *gaps*, los procesos que determinan la masa de los agujeros negros

*Próximamente serán publicados los resultados de la última detección, GWTC4, en `https://gwosc.org`.

✉ *Contacto* / juli.astudillo1995@gmail.com

Research article

y las propiedades de las binarias compactas son algunos de los interrogantes que actualmente se encuentran en investigación.

Las diferencias entre las observaciones y las predicciones por parte de teorías de evolución estelar podrían explicarse por el hecho de que las componentes de una binaria interactuante siguen un camino completamente distinto al de una estrella aislada. La evolución de estos sistemas es susceptible a varios procesos (e.g. efectos de marea, spin, eventos de supernova) que a la vez no están del todo comprendidos. Entre dichos procesos se destaca la transferencia de masa entre las componentes, dado que las propiedades del sistema pueden cambiar significativamente luego de este proceso.

La transferencia de masa puede ser estable o inestable, a la vez que conservativa o no conservativa. En el caso inestable se desarrolla una envoltura común a ambas componentes de la binaria, pudiendo estas desprenderse de dicha envoltura y sobrevivir, o fusionarse en una estrella aislada. A la vez, por medio de la transferencia de masa el sistema pierde masa y momento angular (en el caso no conservativo), lo que puede modificar significativamente la separación orbital del sistema, por ejemplo. La separación orbital, junto a las masas de las componentes, determinan si el sistema puede ser progenitor de GW observables (i.e. aquellos sistemas que se fusionan en menos de la edad del Universo), ya que el tiempo que demoran en fusionarse ambas componentes compactas depende principalmente de dichas propiedades (e.g. Peters, 1964). Así, la transferencia de masa ocupa un rol fundamental en la evolución de la binaria y a la vez puede dejar huellas en las observaciones de GW.

En este trabajo nos proponemos investigar el impacto de la transferencia de masa en las propiedades de las binarias de objetos compactos (BCO, por *Binary Compact Objects*) resultantes de la evolución de binarias masivas. En la Sec. 2 describimos el método utilizado para simular la evolución de sistemas binarios y mostramos nuestros resultados. En la Sec. 3 discutimos los resultados y presentamos las conclusiones del trabajo.

2. Método y resultados

Para estudiar las propiedades generales de una población de binarias es usual implementar simulaciones de síntesis poblacional, que constituyen una técnica desarrollada en las últimas dos décadas. La síntesis poblacional combina resultados de evolución estelar con prescripciones para los procesos que ocurren en binarias interactuantes, y permite estimar las propiedades de grandes grupos de sistemas estelares en cualquier momento de su evolución.

En este trabajo utilizamos el código de síntesis poblacional SEVN** (Stellar EVolution for N-body; Iorio et al. 2023) para simular grandes grupos de sistemas binarios, analizando distintos regímenes de transferencia de masa. SEVN interpola al vuelo tablas de evolución estelar precalculadas con simulaciones hidrostáticas de códigos como MESA o PARSEC. Esto no solo reduce considerablemente el tiempo de la simulación, sino que también proporciona flexibilidad al permitir el uso de diferentes secuencias de evolución estelar. En particular, SEVN es actualmente el único código que soporta las modernas secuencias de evolución estelar de PARSEC.

Para representar las poblaciones de binarias en el estado inicial de su evolución, utilizamos las siguientes funciones de distribución de probabilidades (pdf, por *probability density function*): la distribución de Kroupa (2001) para las masas de las estrellas primarias, $M_{\rm ZAMS,1}$,

$$\mathrm{pdf}(M_{\rm ZAMS,1}) \propto M_{\rm ZAMS,1}^{-2.3}, \tag{1}$$

con $5\,M_\odot \leq M_{\rm ZAMS,1} \leq 150\,M_\odot$. La distribución de cociente de masas $q = M_{\rm ZAMS,2}/M_{\rm ZAMS,1}$ (siendo $M_{\rm ZAMS,2}$ la masa de la estrella secundaria en la ZAMS),

$$\mathrm{pdf}(q) \propto q^{-0.1}, \quad q \in [q_{\rm min}, 1], \tag{2}$$

donde

$$q_{\rm min} = \text{máx}\left(\frac{2.2}{M_{\rm ZAMS,1}}, 0.1\right), \tag{3}$$

la distribución de período orbital (p),

$$\mathrm{pdf}(P) \propto P^{-0.55}, \quad P = \log(p\,[\mathrm{d}]) \in [0.15, 5.5], \tag{4}$$

y finalmente la distribución de excentricidad (e),

$$\mathrm{pdf}(e) \propto e^{-0.42}, \quad e \in [0.01, 0.9]. \tag{5}$$

Las distribuciones de q, p y e fueron tomadas de Sana et al. (2012).

Simulamos dos grupos de 10^6 sistemas binarios de metalicidad $Z = 0.0002$, considerando una eficiencia de transferencia de masa distinta en cada uno. Caracterizamos la transferencia de masa a través de un parámetro de eficiencia, β, que representa el cociente entre la cantidad de masa que recibe la estrella acretante por unidad de tiempo y la tasa de pérdida de masa de la estrella donante. Así, β puede tomar valores entre 0 y 1, donde 1 representa un escenario de transferencia de masa conservativo (i.e. el sistema no pierde energía ni momento angular). Para este trabajo consideramos $\beta = 0.5$ y $\beta = 1$.

En la Fig. 1 mostramos histogramas de la masa de la componente primaria (ya sea NS o BH) de los BCO resultantes de cada simulación (paneles superiores) y la cantidad de sistemas que se fusionarían en un tiempo menor a la edad del Universo (paneles inferiores). Los resultados indican que la cantidad de BCO para el caso de transferencia de masa conservativa ($\beta = 1$) es mayor que en el caso $\beta = 0.5$, independientemente de la naturaleza de las componentes. En particular, esta diferencia es menos significativa para el caso de agujeros negros dobles. Lo contrario ocurre con la cantidad de progenitores de GW: en BCO con al menos una NS vemos que hay más de estos sistemas para el caso no conservativo, mientras que para BBH esta diferencia es más sutil (ver Tabla 1). Esto sugiere que (al menos a $Z = 0.0002$) el escenario con transferencia de masa conservativa lleva a una mayor producción de sistemas de objetos compactos, pero a menor cantidad de aquellos sistemas que se fusionan en un tiempo menor a la edad del Universo.

**Repositorio de SEVN: `https://gitlab.com/sevncodes/sevn`

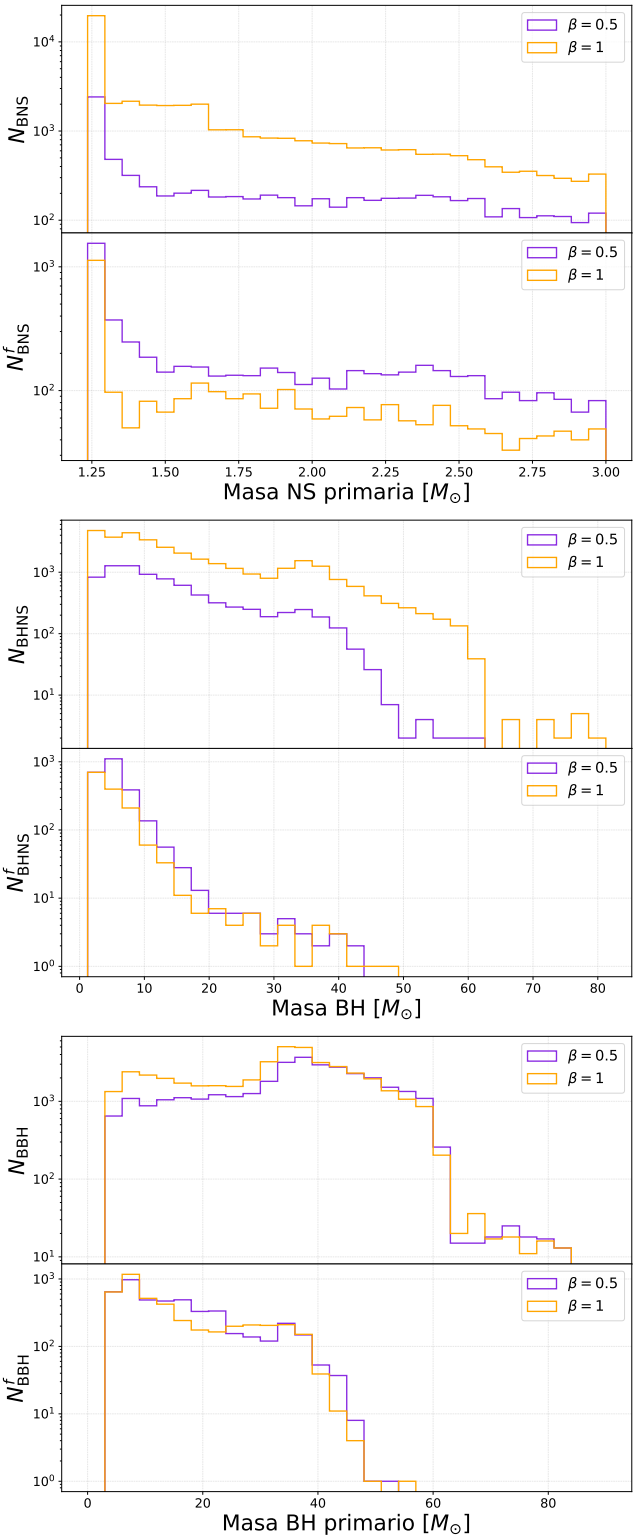


Fig. 1. *Panel superior*: Histograma de masas de la componente primaria para BNS. *Panel medio*: Histograma de masas de la componente primaria para BHNS. *Panel inferior*: Histograma de masas de la componente primaria para BBH. En cada caso se muestran distribuciones del total de sistemas y de aquellos progenitores de GW, y dos eficiencias de transferencia de masa, $\beta = 1$ (caso conservativo; linea naranja) y $\beta = 0.5$ (línea púrpura).

Tabla 1. Fracción de BCO respecto al total de binarias simulado (10^6) de acuerdo a las poblaciones de la Fig. 1. En cada caso, el valor entre paréntesis corresponde a la fracción de sistemas que se fusionan en un tiempo menor a la edad del Universo.

β	BNS	BHNS	BBH
0.5	0.0076 (0.0055)	0.0080 (0.0025)	0.032 (0.0046)
1	0.046 (0.0031)	0.036 (0.0014)	0.043 (0.0044)

3. Discusión y conclusiones

En este trabajo analizamos del efecto que tiene la transferencia de masa sobre las poblaciones de BCO y los progenitores de GW. Utilizamos el código de síntesis poblacional SEVN para simular dos grupos de 10^6 sistemas binarios de metalicidad $Z = 0.0002$, uno con un régimen de transferencia de masa conservativa ($\beta = 1$) y otro con $\beta = 0.5$.

Nuestros resultados muestran que para transferencia de masa conservativa, la cantidad de sistemas compactos es mayor en todos los casos considerados (BBH, BNS, BHNS). Sin embargo, a la vez la cantidad de sistemas que se fusionan en menos de la edad del Universo es algo mayor para BNS y BHNS, mientras que para el caso de fusiones de BBH los resultados no indican diferencias significativas; i.e. en el caso $\beta = 0.5$ se obtienen más eficientemente BCO progenitores de ondas gravitacionales.

Bajo las condiciones que exploramos, los resultados indican que la distribución de masas de aquellas poblaciones de objetos compactos progenitores de GW presentarían cambios no despreciables en general, aunque este análisis es preliminar y debemos explorar en detalle una variedad de escenarios. Como trabajo a futuro nos proponemos investigar otras características de la población (semiejes, períodos orbitales, pérdida de momento angular del sistema) a fin de reconstruir la historia evolutiva de los sistemas y la influencia de la tasa de transferencia de masa sobre estas propiedades. Por otro lado, en este trabajo hemos explorado solamente el escenario de metalicidad $Z = 0.0002$, lo que corresponde a una caracterización de sistemas estelares de población II. En un trabajo a futuro exploraremos los efectos de la transferencia de masa a distintas metalicidades. Es importante incluir este análisis porque a otras metalicidades tanto los vientos como los tamaños de las estrellas son distintos, y ambos influyen en la transferencia de masa entre las componentes (por acreción de viento en el primer caso y por derrame del lóbulo de Roche en el segundo). Además, exploraremos distintas prescripciones para la pérdida de momento angular, e incluiremos distintas eficiencias de la binaria para remover la envoltura común, lo que también influye en la posibilidad de obtener un sistema progenitor de GW.

Referencias

Abbott B.P., et al., 2016a, ApJL, 818, L22
Abbott B.P., et al., 2016b, Physical Review X, 6, 041015
Abbott B.P., et al., 2017, The Astrophysical Journal Letters, 848, L13
Abbott R., et al., 2020, Physical Review Letters, 125

Abbott R., et al., 2021a, Physical Review X, 11, 021053
Abbott R., et al., 2021b, ApJL, 913, L7
Abbott R., et al., 2023, Physical Review X, 13, 041039
Iorio G., et al., 2023, MNRAS, 524, 426
Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
Offner S.S.R., et al., 2023, S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, M. Tamura (Eds.), *Protostars and Planets VII*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 534, 275
Peters P.C., 1964, Physical Review, 136, 1224
Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444

Electromagnetic fluxes in rotating wormholes

M. Ertola Urtubey[1], D. Pérez[1] & G.E. Romero[1,2]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 19 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / El objetivo principal de este trabajo es determinar si un agujero de gusano rotante puede emitir un flujo de Poynting en el proceso de acreción de materia y campo magnético. En particular analizamos si el mecanismo de Blandford-Znajek, asociado a los agujeros negros rotantes, puede aplicarse a esta clase específica de espacio-tiempos. Para ello, hemos seleccionado la métrica Damour-Solodukhin, que describe un agujero de gusano rotante tipo Kerr y una geometría específica para el campo magnético inmerso en la ergosfera del agujero de gusano. Calculamos el flujo de energía electromagnética correspondiente para una serie de valores que caracterizan la geometría del agujero de gusano, y encontramos que el flujo de Poynting es de una magnitud similar al producido por un agujero negro de Kerr; ésto demuestra, por primera vez, que esta clase de objetos son capaces de emitir flujos de energía electromagnética análogos a los de los agujeros negros.

Abstract / The main goal of this work is to determine whether a rotating wormhole is capable of emitting a Poynting flux during the process of matter and magnetic field accretion. In particular, we analyze whether the Blandford-Znajek mechanism, associated with rotating black holes, can be applied to this specific class of spacetimes. To this end, we have selected the Damour-Solodukhin metric, which describes a Kerr-like rotating wormhole and a specific geometry for the magnetic field immersed in the ergosphere of the rotating wormhole. We compute the corresponding electromagnetic energy flux for a range of values characterizing the wormhole geometry. It was found that the Poynting flux is of a similar magnitude to that produced by a Kerr black hole; hence it is shown, for the first time, that this class of objects is capable of producing electromagnetic energy fluxes that are analogous to those of black holes.

Keywords / gravitation — magnetic fields

1. Rotating Wormhole Spacetime

Wormholes are a type of solution to Einstein's field equations (both in general relativity and in alternative theories of gravity) that represent a region of spacetime with a non-trivial topology. In general, they have two mouths connected by a throat, which, unlike black holes, are not hidden behind an event horizon. They also have no essential singularity that would prevent matter from passing from one side to the other. In general relativity, these solutions are stable against gravitational collapse if and only if the so-called topological censorship theorems are satisfied. These theorems state that it is necessary to violate the average null energy condition (ANEC), given by the expression

$$\int_\Gamma T_{\mu\nu}k^\mu k^\nu d\lambda = 0. \tag{1}$$

Here, Γ denotes a null curve whose tangent vector is k^{mu} and the affine parameter on the curve is λ.

In this work, we analyze the spacetime given by the Rotating Damour-Solodhukin wormhole (RDSWH) metric studied in Bueno et al. (Bueno et al., 2018), which represents a Kerr-type wormhole (rotating and uncharged). The line element in Boyer-Lindquist coordinates is written

$$\begin{aligned} ds^2 &= -\left(1-\frac{2GMr}{c^2\Sigma}\right)c^2dt^2 - 4\frac{GMar\sin\theta^2}{c^2\Sigma}dtd\phi \\ &\quad + \frac{\Sigma}{\hat{\Delta}}dr^2 + \Sigma d\theta^2 \\ &\quad + \left(r^2+a^2+\frac{2GMa^2r\sin\theta^2}{c^2\Sigma}\right)\sin^2\theta d\phi^2, \\ \Sigma &\equiv r^2 + a^2\cos^2\theta, \\ \hat{\Delta} &\equiv r^2 - \frac{2GM}{c^2}(1+\lambda^2)r + a^2, \end{aligned} \tag{2}$$

where M is the mass of the wormhole, a is the spin of the wormhole, and λ is a parameter called the deformation parameter.

The line element (2) has two apparent singularities for the values of r and θ, such that $\Sigma = 0$ and $\hat{\Delta} = 0$ represent the two boundary surfaces of the wormhole, the ergosphere, and the throat.

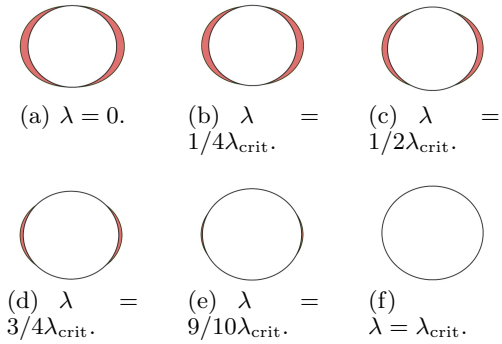
In Boyer-Lindquist coordinates, the ergosphere and the throat follow the expressions

$$r_{S^\pm} = \frac{GM}{c^2} \pm \sqrt{\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 - a^2\cos^2\theta}, \tag{3}$$

$$r_\pm = \frac{GM}{c^2}(1+\lambda^2) \pm \sqrt{\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2(1+\lambda^2)^2 - a^2} \tag{4}$$

respectively.

✉ *Contact* / meusay@fcaglp.unlp.edu.ar



(a) $\lambda = 0$. (b) $\lambda = 1/4\lambda_{\rm crit}$. (c) $\lambda = 1/2\lambda_{\rm crit}$. (d) $\lambda = 3/4\lambda_{\rm crit}$. (e) $\lambda = 9/10\lambda_{\rm crit}$. (f) $\lambda = \lambda_{\rm crit}$.

Fig. 1. Schematic diagram of the throat and ergoregion of the DSRW for different values of the deformation parameter. The throat is the white region with black rim and the ergoregion is the red section with black rim. Extracted from (Ertola Urtubey et al., 2024).

In Fig. 1 we show a plot of the wormhole ergosurface and throat for fixed values of a and M, varying the parameter λ. For $\lambda = 0$, the line element of the wormhole coincides with Kerr's: we see that the entire throat is contained by the ergosphere, and both surfaces coincide at the poles. If we increase the value of the parameter λ, while leaving the wormhole ergosphere unchanged, the throat becomes larger, so that it is no longer completely contained by the ergosphere.

The graphs in Fig. 1 show that for a particular value of λ, which we denote $\lambda_{\rm crit}$, the ergosphere is completely contained within the wormhole throat, and both surfaces coincide at the wormhole equator. Then the wormhole has no ergoregion for all values of the deformation parameter $\lambda > \lambda_{\rm crit}$. Mathematically, this means

$$r_+(\lambda_{\rm crit}) = r_{S^+}, \tag{5}$$

$$\lambda_{\rm crit} = \frac{ac^2}{2GM}. \tag{6}$$

2. Blandford-Znajek mechanism

The Blanford-Znajek mechanism (Blandford & Znajek, 1977) is now widely used to refer to any process of extracting rotational energy from a black hole by means of an electromagnetic field (Romero & Vila, 2014).

By its very nature, the event horizon of a black hole is causally "disconnected" from the electromagnetic outflow. Thus, the presence of the event horizon is not a necessary condition for this process to occur, and the ergosphere, together with the presence of a magnetic field, are the main components that would allow the extraction of rotational energy from the compact object. Therefore, if a compact object has an ergosphere and is surrounded by a magnetic field, the Blandford-Znajek mechanism could also take place. This is exactly the case for the rotating wormhole discussed in the previous section.

Considering a magnetosphere resulting from the flow of currents in an accretion disk across the equator of the compact object, and assuming that it is in the force-free regime, the magnetosphere is such that the Lorentz force is zero and the magnetic pressure dominates over the astrophysical plasma pressure. Then, it can be shown that the electromagnetic tensor takes the form

$$F_{\mu\nu} = \sqrt{-g}\begin{pmatrix} 0 & -\omega B^\theta & \omega B^r & 0 \\ \omega B^\theta & 0 & B^\phi & -B^\theta \\ -\omega B^r & -B^\phi & 0 & B^r \\ 0 & B^\theta & -B^r & 0 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

where $\omega(r,\theta) = -A_{t,\theta}/A_{\phi,r} = -A_{t,r}/A_{\phi,\theta}$ is the magnetic frequency, $g = -c^2\Sigma(r,\theta)^2\sin^2\theta\Delta/\hat{\Delta}$ is the determinant of the metric and B^r, B^θ and B^ϕ are the magnetic field components.

In this regime, the matter component of the energy-momentum tensor is overshadowed by the electromagnetic component, so we will only consider the latter,

$$T^\mu_\nu = F_{\nu\lambda}F^{\mu\lambda} + \frac{1}{4}\delta^\mu_\nu F^{\kappa\lambda}F_{\kappa\lambda}. \tag{8}$$

From the conservation of the energy-momentum tensor $\nabla_\mu T^\mu_\nu = 0$, it follows that $\mathcal{E}^\nu = T^\nu_t$ is conserved: an electromagnetic energy flow in the radial direction can be defined Blandford & Znajek (1977); Konoplya et al. (2021); Misner et al. (1973)

$$\mathcal{E}^r = -T^r_t = \left(F_{t\theta}F_{\theta\phi}g^{r\phi} - F_{r\theta}F_{t\theta}g^{rr} - F^2_{t\theta}g^{tr}\right)g^{\theta\theta}. \tag{9}$$

In order to compute this quantity, it is necessary to know the geometry of the magnetic field. This is the topic of the next section.

2.1. A model for the geometry of the magnetic field

To compute the geometry of the magnetic field in the background spacetime, we would need to solve the partial derivative equation named the stream equation,

$$\Omega\partial_\rho\left(\sqrt{-g}F^{t\rho}\right) - \partial_\rho\left(\sqrt{-g}F^{\phi\rho}\right) + F_{r\theta}\frac{dI}{d\Psi} = 0, \tag{10}$$

$$\Psi(r,\theta) \equiv A_\phi(r,\theta),$$

$$\Omega(r,\theta) = -\frac{\partial_r A_t}{\partial_r \Psi} = -\frac{\partial_\theta A_t}{\partial_\theta \Psi},$$

$$I = \sqrt{-g}F^{\theta r},$$

whose unknown variable is the magnetic flux $\Psi(r,\theta)$.

Solving the latter equation is extremely complicated. Since our main goal is to determine whether rotational energy can be extracted in the form of electromagnetic flux in an axisymmetric wormhole spacetime, as a first approach to the problem, we assume a particular geometry for the magnetic field.

We consider that in the region outside the ergosphere, the magnetic field is asymptotically uniform and points in the direction of axial symmetry of the wormhole Wald (1974), i.e.

$$\mathbf{B} = B_0\hat{z}, \quad r \to \infty. \tag{11}$$

From this condition, it is found that the magnetic field has non-zero components in the radial and axial directions,

$$\mathbf{B} = B^r(r,\theta)\hat{r} + r_{\rm g}B^\theta(r,\theta)\hat{\theta} \tag{12}$$

with

$$B^r(r,\theta) = \frac{1}{\sqrt{-g}}F_{\theta\phi} = \frac{B_0}{2\Sigma\sin\theta}\sqrt{\frac{\hat{\Delta}}{\Delta}}\frac{\partial X}{\partial\theta}, \quad (13)$$

$$B^\theta(r,\theta) = \frac{1}{\sqrt{-g}}F_{\phi r} = -\frac{B_0}{2\Sigma\sin\theta}\sqrt{\frac{\hat{\Delta}}{\Delta}}\frac{\partial X}{\partial r}, \quad (14)$$

and

$$X = g_{\phi\phi} + 2\frac{a}{c}g_{t\phi} = \frac{\sin^2\theta}{\Sigma}\left(\rho^2 - 4\frac{GM}{c^2}a^2 r\right), \quad (15)$$

$$\rho^2 = (r^2+a^2)^2 - a^2\Delta\sin^2\theta, \quad (16)$$

$$\Delta = r^2 - 2GM/c^2 r + a^2, \quad (17)$$

and, from the definition of the electromagnetic tensor, the frequency of the magnetic field is

$$\omega = \frac{F_{t\theta}}{F_{\theta\phi}} = -\frac{U_{,\theta}}{X_{,\theta}}, \quad (18)$$

$$U = g_{t\phi} + 2\frac{a}{c}g_{tt} = -2ac\left[1 - \frac{2GMr\cos^2\theta}{c^2\Sigma}\right]. \quad (19)$$

We assume that, due to the frame-dragging phenomenon, the magnetic field lines penetrating the ergosphere develop an azimuthal component B^ϕ so that it cancels over the ergosphere and is maximal over the throat. At the same time, the corresponding radial and axial components are modified so that they cancel over the throat and coincide with the external magnetic field when evaluated at the ergosphere. With these considerations, the magnetic field is described as

$$\begin{aligned}\mathbf{B}_{\rm in}(r,\theta) &= \mathbf{B}_{\rm new} + r_{\rm g}B^\phi(r,\theta)\hat{\phi},\\ \mathbf{B}_{\rm new}(r,\theta) &= B^r_{\rm new}\hat{r} + r_{\rm g}B^\theta_{\rm new},\\ &= \left(B^r(r,\theta)\hat{r} + r_{\rm g}B^\theta(r,\theta)\hat{\theta}\right)y(r,\theta),\end{aligned}$$

where the subscript *in* indicates that it is the magnetic field within the ergoregion and the subscript *new* indicates that it is a new poloidal component. By $y(r,\theta)$ we mean a linear function such that when evaluated over the ergosphere $y(r_{S^+},\theta) = 1$ and when evaluated over the throat it cancels out,

$$y(r,\theta) = \frac{r - r_+}{r_{S^+} - r_+}. \quad (20)$$

Given these considerations, we need to obtain an explicit form for the B^ϕ component, and for this purpose we will impose one last condition: The magnitude of the magnetic field inside the ergosphere will be constant and coincide with the magnitude of the magnetic field on the ergosphere. Then, the azimuthal component of the magnetic field $B^\phi(r,\theta)$ is

$$B^\phi(r,\theta) = -\frac{1}{r_{\rm g}}\sqrt{B_{\rm new}(r_{S^+},\theta)^2 - B_{\rm new}(r,\theta)^2}, \quad (21)$$

where the choice of the sign is made in order to obtain positive rates of energy extraction.

3. Results

3.1. Parameters for the spacetime model

Given the proposed model for the geometry of the magnetic field, we will now choose the range of values for the spin and deformation parameters so that a Poynting flux is possible.

We showed in section 1 that if the deformation parameter exceeds the value $\lambda_{\rm crit}$, the spacetime does not have an ergosphere, which we identify as necessary for the emission of an electromagnetic flux. Thus, as a first condition, we obtain that the deformation parameter takes values in the range $0 \le \lambda \le \lambda_{\rm crit} = ac^2/(2GM)$.

In this work, we relax the condition imposed in (Ertola Urtubey et al., 2024) on the accretion disk, where we consider that at least a portion of it is inside the ergosphere. Now, if the accretion disk is completely outside of the ergosphere, the plasma on the inner edge of the disk will eventually plunge into the wormhole dragging the magnetic field in the process. In this scenario, a magnetic field is still present in the ergoregion.

We also require that the minimum radius of the accretion disk be larger than the wormhole's throat. This is achieved by taking the values of the deformation parameter λ such that the Innermost Stable Circular Orbit (ISCO) is outside the throat. This assumption limits the possible values for the deformation parameter, the range is now $0 \le \lambda \le \tilde{\lambda}_{\rm crit} \le \lambda_{\rm crit}$, where $\tilde{\lambda}_{\rm crit}$ is such that the innermost stable circular orbit coincides with the throat, $r_{\rm ISCO} = r_+$, and depends on the assumed value of the spin parameter (for the cases we will consider next, both $\tilde{\lambda}_{\rm crit}$ and $\lambda_{\rm crit}$ coincides).

3.2. Poynting Flux

The expression for the electromagnetic flux emission (9) from the wormhole is

$$\mathcal{E}^r = -c^2\omega(r,\theta)B^r_{\rm new}(r,\theta)B^\phi(r,\theta)\Delta\sin^2\theta, \quad (22)$$

where we use the definition of the electromagnetic tensor (7) and we considered the form of the determinant of the metric tensor $-g = c^2\Sigma^2\sin^2\theta\Delta/\hat{\Delta}$.

We calculate the electromagnetic energy extraction rate emitted by the wormhole for a given value of a and λ as follows:

$$\begin{aligned}P_{\rm BZ} &= \frac{2}{c^3}\int_0^{2\pi}d\phi\int_{\theta_{\rm initial}}^{\frac{\pi}{2}}d\theta\sqrt{-g}\mathcal{E}^r(r_{\rm max},\theta)\\ &= \frac{4\pi}{c^3}\int_{\theta_{\rm initial}}^{\frac{\pi}{2}}d\theta\sqrt{-g}\mathcal{E}^r(r_{\rm max},\theta),\end{aligned} \quad (23)$$

$r_{\rm max}$ is the value of the radial coordinate such that the Poynting flux is maximum, and $\theta_{\rm initial}$ is the value of the axial angle at which the flow $\mathcal{E}^r$ cancels out. This angle is determined only by the azimuthal component of the magnetic field (for a smaller value of the angle, B^ϕ is imaginary), and therefore it depends on the model of the magnetic field geometry that we have adopted.*

We consider a wormhole with parameters similar to those of a stellar-mass black hole, with a mass $M =$

*The angle $\theta_{\rm initial}$ depends on the spin a. As can be see in Fig. 2 and 3, it has a close dependence with the radial coordinate chosen.

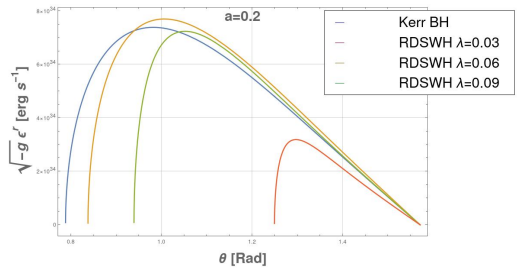


Fig. 2. Electromagnetic energy flux per unit solid angle for spin parameter a=0.2 GM/c^2.

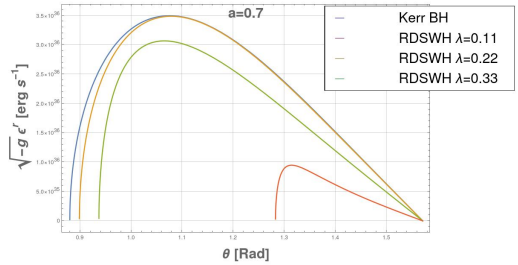


Fig. 3. Electromagnetic energy flux per unit solid angle for spin parameter a=0.7 GM/c^2.

$10M_\odot$ and a magnetic field $B_0 = 10^7 G$. We choose two different spin values in the range determined earlier (for more cases, see Ertola Urtubey et al. (2024)), $a = 0.2\,GM/c^2$ and $a = 0.7\,GM/c^2$; for each of these cases we take four different deformation parameters: the minimum value is $\lambda = 0$, which corresponds to a Kerr black hole, and the maximum value of the deformation parameter is close to $\lambda_{\rm crit}$.

The results from the calculation (23) are presented in Tables 1 and 2 and Fig. 2 and 3. From these, we can draw three conclusions: first, that the maximum Poynting flux of a slowly rotating wormhole is smaller than that of a faster rotating wormhole; second, that as we increase the deformation parameter λ while keeping the spin parameter a fixed, this maximum flux decreases; and finally, that the radial coordinate for which this maximum occurs increases with the deformation parameter λ.

Table 1. Maximum energy extraction rates for $a = 0.2\,GM/c^2$ and different deformation parameter λ.

$a = 0.2\ GM/c^2$	$r_{\rm max}/(GM/c^2)$	$P_{\rm BZ}$ $[10^{34}\ erg\ s^{-1}]$
λ=0	1.99	3.647
λ=0.03	1.991	3.517
λ=0.06	1.993	2.714
λ=0.09	1.998	0.5848

Table 2. Maximum energy extraction rates for $a = 0.7\,GM/c^2$ and different deformation parameter λ.

$a = 0.7\ GM/c^2$	$r_{\rm max}/(GM/c^2)$	$P_{\rm BZ}$ $[10^{36}\ erg\ s^{-1}]$
λ=0	1.895	1.563
λ=0.11	1.9	1.507
λ=0.22	1.91	1.195
λ=0.33	1.98	0.1438

4. Conclusions

We have shown that it is possible to extract rotational energy from a wormhole in the form of a Poynting flux, by a mechanism analogous to the Blandford-Znajek mechanism in black holes. To do this, we considered the Damour-Solodhukin spacetime describing a Kerr-type wormhole. It is important to note that our results depend significantly on the magnetic field geometry we have adopted, as evidenced by the non-linear dependence of the Poynting flux on the spin and deformation parameters. We also find that in our model the maximum Poynting flux decreases with increasing deformation parameter, being larger for a Kerr black hole than for a rotating Damour-Solodhukin wormhole, but comparable except for highly deformed wormholes ($\lambda \approx \lambda_{\rm crit}$).

In this paper we have considered a simple model for the magnetic field geometry. However, solutions to the stream equation in the metric of a rotating Damour-Solodukhin wormhole could allow a detailed study of the magnetic field, especially near the throat. This kind of research has not yet been done in rotating wormhole spacetimes.

Finally, this analysis could be extended to other rotating wormhole spacetimes, such as the Teo wormhole and the rotating Ellis wormhole, allowing the comparison of electromagnetic fluxes between different wormhole models.

Acknowledgements: D. P. acknowledges the support from CONICET under Grant No. PIP 0554 and AGENCIA I+D+i under Grant PICT- 2021-I-INVI-00387.

References

Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, MNRAS, 179, 433
Bueno P., et al., 2018, Phys. Rev. D, 97, 024040
Ertola Urtubey M., Pérez D., Romero G.E., 2024, The European Physical Journal C, 84, 1163
Konoplya R.A., Kunz J., Zhidenko A., 2021, JCAP, 2021, 002
Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A., 1973, *Gravitation*, W. H. Freeman and Company
Romero G.E., Vila G.S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, vol. 876, Springer
Wald R.M., 1974, Phys. Rev. D., 10, 1680

Collapse of accreting neutron stars in AGN disks

N.C. Marano Skreblin[1,2] & D. Pérez[2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 09 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los núcleos galácticos activos están formados por un agujero negro supermasivo central alimentado por un disco circundante. En la parte más externa del disco, las sobredensidades de material pueden sufrir inestabilidades de Jean que conducen a la formación de estrellas. Estas estrellas evolucionan dentro del disco dejando objetos remanentes compactos como estrellas de neutrones, que migran hacia la parte más interna del disco. Estrellas de neutrones inmersas en el disco pueden acumular masa a tasas supercríticas y, por lo tanto, podrían colapsar en agujeros negros. En este trabajo, estimamos la escala de tiempo de este proceso y discutimos algunas posibles manifestaciones electromagnéticas asociadas con este fenómeno, como la reconexión magnética de la magnetosfera de las estrellas de neutrones.

Abstract / Active galactic nuclei formed of a central supermassive black hole fed by a surrounding disk. In the outermost part of the disk, overdensities of material can undergo Jeans instabilities leading to star formation. These stars evolve within the disk and may leave compact objects, such as neutron stars, as remnants that migrate into the innermost part of the disk. Embedded neutron stars could accrete mass at supercritical rates and thus could collapse into black holes. In this work, we estimate the time scale of this process and discuss some possible electromagnetic signatures associated with this phenomenon, such as magnetic reconnection in the magnetosphere of neutron stars.

Keywords / neutron stars — accretion disks — black holes

1. Introduction

Active galactic nuclei (AGN) are formed of a central supermassive black hole (SMBH) surrounded by a large disk of gas that feeds it (Fig. 1). Observations indicate that a typical distance from the outermost part of the disk of an AGN, where overdensities of material occur that can lead to star formation, is approximately 1 pc (Perna et al., 2021; Miralda-Escudé & Gould, 2000; McKernan et al., 2011). These stars can evolve into neutron stars (NSs), which will migrate towards the inner part of the disk, accreting mass from the gas around them. Our first step will be the characterization of the disk of the AGN and the relevant parameters for the neutron star. This is done in Section 2. Then, we will determine the accretion regime of the NS and its final radial coordinate in the disk at the time of an eventual collapse towards a Kerr black hole (KBH); finally, in Section 4 we will calculate the energy contained in the magnetosphere according to the chosen model and estimate the velocity of the affected gas after the magnetic reconnection event. We close the article with a brief discussion of future work.

2. AGN disk model

The critical accretion rate of a compact object of mass M is defined as: $\dot{M}_{\rm crit} = L_{\rm E}/c^2 = 1.40 \times 10^{17} m\ {\rm g\,s^{-1}} = 2.22 \times 10^{-9}\ {\rm M_\odot\,yr^{-1}}$ where $m = M/{\rm M_\odot}$, $L_{\rm E}\ (= 4\pi cGMm_{\rm H}/\sigma_{\rm T})$ is the Eddington luminosity and $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross section. According to this definition, the Eddington accretion rate will be: $\dot{M}_{\rm E} = \dot{M}_{\rm crit}/\eta$ where η is the conversion factor of gravitational energy into electromagnetic energy. We assume that the AGN's disk is geometrically thin and optically thick as described by the standard model of Shakura & Sunyaev (1973) (SS). We follow the description of the model given in Kato et al. (2008) which considers a non-rotating black hole where the gravitational to electromagnetic energy conversion parameter is $\eta \approx 0.1$. The viscosity parameter α is a free parameter of the SS model. The dimensionless quantities associated with the model are: $m = M_{\rm SMBH}/{\rm M_\odot}$, $\dot{m} = \dot{M}_{\rm SMBH}/\dot{M}_{\rm crit}$, $r = R/R_{\rm SCH}$ where $\dot{M}_{\rm crit}$ is the critical accretion rate and $R_{\rm SCH} = 2GM_{\rm SMBH}/c^2$ is the Schwarzschild radius of the SMBH.

We adopt typical values for the disk parameters: $\alpha = 0.1$, $\dot{m} = \dot{M}_{\rm SMBH}/\dot{M}_{\rm crit} = 0.1$. We take for the mass of the SMBH $m = M_{\rm SMBH}/{\rm M_\odot} = 10^7$.

The entire disk is generally divided into three distinct regions, depending on the opacity and pressure sources. We have noticed that given the chosen parameters, the inner region of the SS disk, where radiation pressure dominates, does not develop, and only the middle and outer regions where gas pressure dominates are manifested. We are particularly interested in the semi-height of the disk H and the density of the gas ρ as a

✉ *Contact* / norberto@fcaglp.unlp.edu.ar

function of $r = R/R_{\rm SCH}$, which take the form

$$H(r) \simeq \begin{cases} 4.3\times10^{9}\, r^{21/20}\ \text{cm} & 12 < r < 539, \\ 2.7\times10^{9}\, r^{9/8}\ \text{cm} & 539 < r < 10^{6}. \end{cases} \quad (1)$$

$$\rho(r) \simeq \begin{cases} 2\times10^{-4}\ r^{-33/20}\,\text{g cm}^{-3} & 12 < r < 539, \\ 8.4\times10^{-4}\ r^{-15/8}\,\text{g cm}^{-3} & 539 < r < 10^{6}. \end{cases} \quad (2)$$

On the other hand, we consider that the NS has a dipolar magnetic field as shown in Fig. 3. For simplicity we assume that the star is located on the median plane of the SMBH disk and that the magnetic axis coincides with the spin axis, both perpendicular to the median plane of the disk.

We have adopted the following values for the NS: initial mass $M_{\rm NS} = 1.4$ M$_\odot$, radius $R_{\rm NS} = 10$ km, intensity of the magnetic field at the poles $B_{\rm P} = 10^{12}$ G and rotation period $T = 1$ s.

Therefore, the magnetic dipole moment μ of the NS will be given by $\mu = 1/2\, B_{\rm P} {R_{\rm NS}}^3 (1+\omega^2 {R_{\rm NS}}^3/GM_{\rm NS}) \simeq 1/2\, B_{\rm P} {R_{\rm NS}}^3 = 0.5\times10^{30}$ G cm^3.

3. Migration of the neutron star

3.1. Accretion regime and time of collapse

According to Lipunov (1982) the maximum accretion rate and the maximum energy release as a result of accretion onto the surface of the NS can be calculated as

$$\dot{M}_{\rm max} \simeq 5\times10^{-7}\mu_{30}^{4/9} m_{\rm NS}^{-1/9}\ \text{M}_\odot\,\text{yr}^{-1} = 3.54\times10^{-7}\ \text{M}_\odot\,\text{yr}^{-1} \quad (3)$$

$$L_{\rm max} \simeq 46\,\mu_{30}^{4/9} m_{\rm NS}^{-1/9} R_6^{-1}\ \text{L}_{\rm Ed} = 32.6\ \text{L}_{\rm Ed} \quad (4)$$

where $\mu_{30} = \mu\times10^{-30}$ Gauss^{-1}cm^{-3} and $R_6 = R_{\rm NS}\times 10^{-6}$ cm^{-1}. Clearly the accretion regime is supercritical.

Adopting the Bethe-Johnson equation of state consulted in Lipunov (1992), we consider that the neutron star collapses into a black hole when $M_{\rm NS} = 2.16$ M$_\odot$. Therefore, the minimum time required to reach this upper mass limit is: $t_{\rm min} = \Delta M_{\rm NS}/\dot{M}_{\rm max} = 2.15$ Myr, which is shorter than the lifetime of AGNs ($10^7 - 10^9$ yrs. (Martini & Weinberg, 2001; Marconi et al., 2004). This time interval will be used next to compute the final position of the NS at collapse.

Note that in order to derive the migration time scale, we assume that the neutron star is always accreting at the maximum accretion rate.

3.2. Migration time and final position in the disk

Objects in a gaseous disk interact gravitationally with nearby gas, resulting in radial migration. Considering that no gap is opened around the compact object, the torques due to the density waves will cause the NS to migrate on the type I migration time scale (Tagawa et al. (2020) , Tanaka et al. (2002)) given by the expression

$$t_{\rm type_I} = -\left(\frac{R}{\dot{R}}\right) \simeq \frac{1}{2f_{\rm mig}}\frac{M_{\rm SMBH}}{M_{\rm NS}}\frac{M_{\rm SMBH}}{\Sigma_{\rm disk}\,R^2}\left(\frac{H_{\rm disk}}{R}\right)^2\Omega^{-1}, \quad (5)$$

where $f_{\rm mig}$ is a dimensionless factor that depends on the local temperature and density profiles and we set it equal to 2 since it is a typical value found numerically by Kanagawa et al. (2018), which is valid in the outer region of the SS disk. R is the distance from the NS to the center of the SMBH, $\Omega = \sqrt{GM_{\rm SMBH}/R^3}$ is the Keplerian angular velocity, and $H_{\rm disk} = H(r)$ and $\Sigma_{\rm disk} = \Sigma(r) = 2\rho(r)H(r)$ correspond to the semi-height and surface density in that region (Equations (1) and (2)). Using these expressions in Equation (5), we obtain $t_{\rm type_I} = -r/\dot{r} \approx 3390\, r^{1/2}$ yr where $r = R/R_{\rm SCH}$.

According to this characteristic time scale, the migration time from $R_{\rm i} = r_{\rm i}$ pc $= 1$ pc to a new radial coordinate $R_{\mathbf{f}} = r_{\mathbf{f}}$ pc within the disk is

$$t_{\mathbf{mig}} = -\int_{r_{\rm i}}^{r_{\rm f}} \frac{t_{\rm type_I}(\mathrm{r}')}{r'}\, dr' = 6.78\,(1-\sqrt{r_{\rm f}})\ \text{Myr} \quad (6)$$

The graph of this function can be seen in Fig. 2.

According to the equation of state adopted for the NS, when the star collapses to a KBH (Fig. 3), the neutron star will be in a position such that $t_{\rm mig} = t_{\rm min} = 2.15$ Myr. Therefore, the final radial coordinate of the NS in the disk will be: $R_{\rm f} = 0.467$ pc.

4. Magnetic reconnection

4.1. Energy of the magnetosphere

When the neutron star collapses into a Kerr black hole (see Fig. 3) it forces the magnetic field lines to reconnect, releasing the energy contained in its magnetosphere, dragging along the nearby gas (Most et al., 2024, 2018). The dipolar magnetic field of the NS is given by (in the cgs system)

$$\mathbf{B} = \frac{\mu}{r^3}\,(2\cos\theta\ \hat{\mathbf{r}} + \sin\theta\ \hat{\theta}). \quad (7)$$

Using the latter expression, we calculate the magnetic energy enclosed in the magnetosphere of the NS as

$$E_{\rm M} = \frac{1}{2}\int_V \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} dV, = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0}\int_{R_{\rm NS}}^{R_{\rm L}\sin^2\theta} \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} r^2\sin\theta\ d\theta\ dr\ d\phi, \simeq 4.1\times10^{40}\ \text{erg}. \quad (8)$$

The limiting surface of volume V is formed by the outermost closed lines of the magnetosphere, which correspond to those limited by the cylinder of light; its radius is given by $R_{\rm L} = c/\Omega = 4.77\times10^9$ cm; and θ_0 is the polar angle corresponding to the position on the neutron star of the outermost closed magnetic field line. Therefore, $R_{\rm L}\sin^2\theta_0 = R_{\rm NS}$ is fulfilled; then $\theta_0 \simeq 0.0458$ rad.

4.2. Velocity of the affected gas

To obtain an order of magnitude of the energy scale of the phenomenon we will assume that half of the energy released in the magnetic reconnection is absorbed by the surrounding gas and the other half is converted into bulk kinetic energy to the gas above and below the accretion disk (as indicated in Fig. 1). If

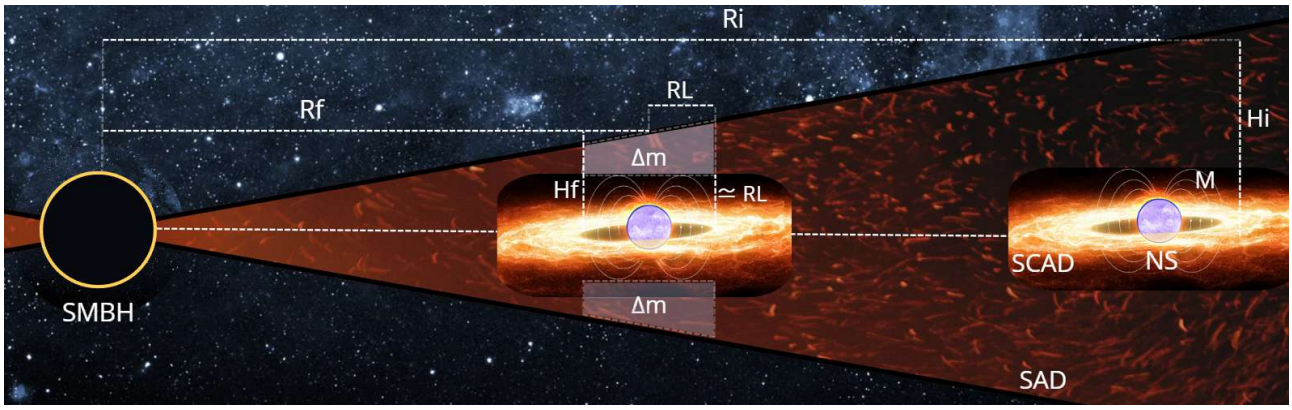


Fig. 1. Diagram of a neutron star embedded in an AGN disk. Here, SMBH: supermassive black hole; NS: neutron star; SAD: standard accretion disk; SCAD: supercritical accretion disk; M: NS magnetosphere; $R_{\rm L}$: NS light cylinder radius; $R_{\rm i}$: NS initial radial coordinate; $R_{\rm f}$: NS final radial coordinate; $H_{\rm i}$: SAD semi-height at $R_{\rm i}$; $H_{\rm f}$: SAD semi-height at $R_{\rm f}$; Δm: ejected mass on each side of the SAD.

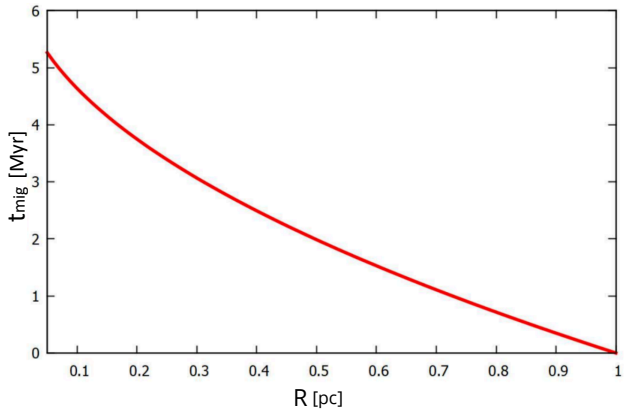


Fig. 2. Migration time of neutron star.

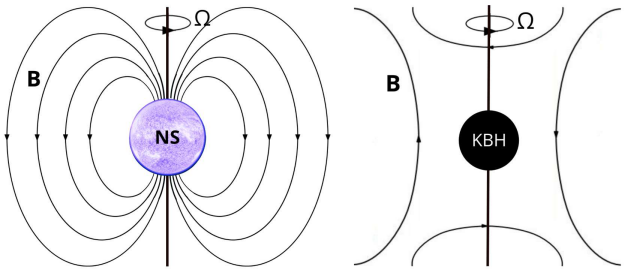


Fig. 3. Diagram of magnetic field configuration **B**, before and after the collapse, where the neutron star becomes a Kerr black hole. This image is a modification of Figure 4 corresponding to Liu et al. (2016).

each part of the accelerated gas has mass Δm, then $K = E_{\rm M}/4 = (\gamma - 1)\ \Delta m\ c^2$ and

$$v = \frac{\sqrt{\epsilon\,(2+\epsilon)}}{(1+\epsilon)}\,c \simeq 0.05\,c, \qquad (9)$$

where $\epsilon = E_{\rm M}/4\Delta m c^2 = 0.00125, \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ and $\Delta m \simeq \rho\,\pi\,R_{\rm L}^2(H - R_{\rm L}) = 9.1 \times 10^{21}$ g.

We therefore conclude that gas particles from the AGN disk are ejected at relativistic velocities and will heat up forming shocks.

5. Conclusions and future work

Neutron stars in the disk of an AGN can accrete at supercritical rates. Within a time shorter than the lifetime of the AGN, the mass of the NS exceeds its critical value, collapsing and forming a black hole. In the collapse event, the magnetic field lines reconnect. The magnetic energy associated with the magnetosphere is transferred to the gas in the surrounding accretion disk. In this event, matter above and below the compact object is accelerated to relativistic velocities and eventually ejected from the AGN disk, which could have observational consequences.

Our future work will consist of making a more precise analysis of the phenomenon by calculating the thermodynamic quantities associated with the shocks generated by the relativistic motion of the ejected gas. This analysis will be crucial to determine whether the shocks might provide an efficient environment for particle acceleration. We will also consider the rate at which this type of phenomenon could occur in AGN disks, and consider their observable prospects and possible signatures.

Acknowledgements: To the National Interuniversity Council for allowing me to begin my journey in research, to the National University of La Plata for shaping me as a professional, and to the Argentine Institute of Radio Astronomy for making this work possible. D. P. is grateful to Gustavo E. Romero for many insightful comments on this work. D. P. acknowledges the support from CONICET under Grant No. PIP 0554 and AGENCIA I+D+i under Grant PICT- 2021-I-INVI-00387.

References

Kanagawa K.D., Tanaka H., Szuszkiewicz E., 2018, The Astrophysical Journal, 861, 140
Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, *Black-Hole Accretion Disks — Towards a New Paradigm —*
Lipunov V.M., 1982, Soviet Ast., 26, 54
Lipunov V.M., 1992, *Astrophysics of Neutron Stars*
Liu T., et al., 2016, The Astrophysical Journal, 826, 82
Marconi A., et al., 2004, MNRAS, 351, 169
Martini P., Weinberg D.H., 2001, ApJ, 547, 12
McKernan B., et al., 2011, MNRAS, 413, L24

Miralda-Escudé J., Gould A., 2000, ApJ, 545, 847
Most E.R., Nathanail A., Rezzolla L., 2018, ApJ, 864, 117
Most E.R., et al., 2024, ApJL, 973, L37
Perna R., et al., 2021, ApJ, 915, 10
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
Tagawa H., Haiman Z., Kocsis B., 2020, ApJ, 898, 25
Tanaka H., Takeuchi T., Ward W.R., 2002, The Astrophysical Journal, 565, 1257

Impacto del hexaquark $d^*(2380)$ en la composición y estructura de las estrellas de neutrones

M.O. Celi[1, 2], M. Bashkanov[3], M. Mariani[1,2], M.G. Orsaria[1,2], A. Pastore[4], I.F. Ranea-Sandoval[1,2] & F. Weber[5,6]

[1] *Grupo de Astrofísica de Remanentes Compactos, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, La Plata (1900), Argentina.*
[2] *CONICET, Godoy Cruz 2290, Buenos Aires (1425), Argentina.*
[3] *Department of Physics, University of York, , Heslington, York, Y010 5DD, UK*
[4] *CEA, DES, IRESNE, DER, SPRC, F-13108 Saint Paul Lez Durance, France*
[5] *Department of Physics, San Diego State University, 5500 Campanile Drive, San Diego, CA 92182, USA.*
[6] *Department of Physics, 9500 Gilman Drive, San Diego, La Jolla, CA 92093, USA.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / La era de la astronomía multimensajera con ondas gravitacionales ha impuesto restricciones rigurosas sobre la masa y el radio de las estrellas de neutrones, presentando nuevos desafíos para los astrofísicos en la búsqueda de su ecuación de estado, aún desconocida. En particular, la posible existencia de materia exótica dentro de estos objetos, como los hiperones, quarks, multiquarks, entre otros, ha ganado relevancia en los últimos 15 años. Uno de los modelos más utilizados para describir la materia en el interior de estas estrellas de manera satisfactoria es el modelo no lineal de campo medio relativista, en el cual los bariones interactúan mediante el intercambio de mesones, y para el cual existen numerosas parametrizaciones nucleares. En este estudio, analizamos cómo la inclusión del hexaquark $d^*(2380)$ impacta en la ecuación de estado de la materia densa en estrellas de neutrones. Para ello, empleamos modelos no lineales de campo medio relativista con constantes de acoplamiento dependientes de la densidad. Nuestros resultados sugieren que la aparición de hexaquarks podría desestabilizar las estrellas de neutrones. Este proceso y sus posibles implicancias para la estructura interna de estos objetos se discuten brevemente.

Abstract / The era of multi-messenger astronomy with gravitational waves has imposed stringent constraints on the mass and radius of neutron stars, presenting new challenges for astrophysicists in the quest for their still-unknown equation of state. In particular, the possible existence of exotic matter inside these objects, such as hyperons, quarks, multiquarks, among others, has gained relevance over the last 15 years. One of the most widely used models to satisfactorily describe the matter inside these stars is the nonlinear relativistic mean-field model, in which baryons interact through meson exchange, and for which numerous nuclear parameterizations exist. In this study, we analyze how the inclusion of the hexaquark $d^*(2380)$ impacts the equation of state of dense matter in neutron stars. To this end, we employ nonlinear relativistic mean-field models with density-dependent coupling constants. Our results suggest that the appearance of hexaquarks could destabilize neutron stars. This process and its possible implications for the internal structure of neutron stars are briefly discussed.

Keywords / stars: neutron — dense matter — compact objects

1. Introducción

El desarrollo de instrumentos como el telescopio de Rayos X NICER, sumado a la detección de ondas gravitacionales producto de fusiones de objetos compactos han cambiado por completo el estudio de Estrellas de Neutrones (EN), proporcionando nuevos desafíos que marcan el camino para mejorar la comprensión de la materia ultra densa que se encuentra en sus interiores. Entre los hallazgos obtenidos por estas nuevas herramientas, los más destacables incluyen el análisis de datos de la fusión de estrellas de neutrones obtenidos por LIGO/Virgo a partir de los eventos GW170817 (Abbott et al., 2017; Abbott et al., 2017a,b) y GW190425 (Abbott et al., 2020), las observaciones de púlsares binarios con masas cercanas a las $2M_\odot$ como PSR J1614-2230 (Demorest et al., 2010; Arzoumanian et al., 2018), PSR J0348+0432 (Antoniadis et al., 2013), y PSR J0740+6620 (Cromartie et al., 2020; Fonseca et al., 2021), y las observaciones obtenidas por el telescopio NICER como PSR J0030+0451 (Riley et al., 2019; Raaijmakers et al., 2019; Miller et al., 2019), PSR J0740+6620 (Riley et al., 2021; Miller et al., 2021) (Salmi et al., 2022; Dittmann et al., 2024; Salmi et al., 2024) y recientemente PSR J0437-4715 (Choudhury et al., 2024; Reardon et al., 2024) y PSR J1231-1411 (Salmi et al., 2024).

Para avanzar en la comprensión de las EN y su ecuación de estado (EdE), es fundamental entender el comportamiento de la materia nuclear en condiciones extremas. Sin embargo, esto es un desafío debido a la complejidad del problema nuclear de muchos cuerpos, que im-

✉ *Contacto* / mceli@fcaglp.unlp.edu.ar

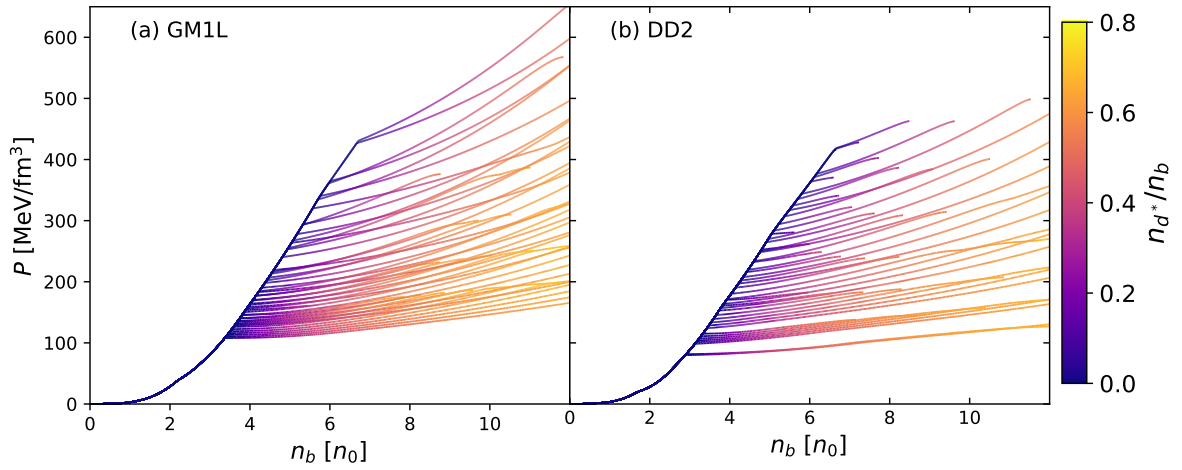


Fig. 1. Ecuaciones de estado (P versus n_b) obtenidas al recorrer el espacio de parámetros elegido para las constantes de acoplamiento del hexaquark $d^*(2380)$ con los campos σ y ω, para las parametrizaciones GM1L (a) y DD2 (b). La barra de color representa la fracción de número bariónico correspondiente al $d^*(2380)$ para cada valor de n_b.

plica describir y predecir sistemas con partículas interactuando de manera compleja. Algunos estudios de materia hadrónica utilizan enfoques fenomenológicos, como la extensión no lineal del modelo de campo medio relativista, en el que los hadrones interactúan a través de campos mesónicos escalares, vectoriales e isovectoriales (Chiapparini et al., 2009). Este modelo ha sido ampliamente empleado para desarrollar diversas EdE, incluyendo aquellas que contemplan materia exótica hadrónica, como los hiperones. Se ha utilizado tanto para describir estrellas de neutrones como estrellas híbridas, que contienen núcleos de materia de quarks. Usualmente en el modelo se asumen acoplamientos hadrón-mesón constantes (ver, por ejemplo, Orsaria et al. (2014) y las referencias allí citadas).

En este trabajo, profundizamos el análisis de EN conteniendo materia exótica, en particular el hexaquark $d^*(2380)$, presentado en Mantziris et al. (2020), incorporando la dependencia con la densidad a las constantes de acoplamiento hadrón-mesón en los modelos de campo medio relativista para la EdE. Estas parametrizaciones hadrónicas modernas, aseguran que las configuraciones estelares resultantes cumplan no solo con las últimas restricciones astrofísicas, sino también con las restricciones derivadas de la física de la materia nuclear.

2. Parametrización hadrónica e inclusión de hexaquarks

En el modelo de campo medio relativista, las interacciones entre hadrones se describen mediante campos mesónicos. En este marco, las soluciones de las ecuaciones de Euler-Lagrange en presencia de interacciones, se obtienen simplificando a los campos mesonicos con sus valores medios. El mesón escalar σ, el vectorial ω y el isovectorial, ρ serán los mediadores de la interacción entre los hadrones de las parametrizaciones GM1L y DD2. Estas parametrizaciones, cuyas constantes de acoplamiento mesón-hadrón dependen de la densidad, son versiones mejoradas del modelo relativista de campo medio GM1 usado en el trabajo de Mantziris et al. (2020) (para detalles de las parametrizaciones GM1L y DD2 y su respectivo lagrangiano, ver Celi et al. (2024) y sus referencias).

Por otro lado, si queremos incluir el hexaquark d^* en las EdE GM1L y DD2, debemos tener en cuenta que d^* es bosón isoescalar. Su lagrangiano está dado por

$$\mathcal{L}_{d^*} = \mathcal{D}^* \xi^*_{d^*} \mathcal{D} \xi_{d^*} - m^{*2}_{d^*} \xi^*_{d^*} \xi_{d^*}, \quad (1)$$

donde $\mathcal{D} = (\partial_\mu + i g_{\omega d^*} \omega_\mu)$, $m^*_{d^*} = m_{d^*} - g_{\sigma d^*}\sigma$, y ξ_{d^*} es el campo dibariónico isoescalar. Considerando la Ec. 1, la densidad de número queda definida como $n_{d^*} = 2(m_{d^*} - g_{\sigma d^*}\sigma)\xi^*_{d^*}\xi_{d^*} = 2(\mu_{d^*} + g_{\omega d^*}\omega)\xi^*_{d^*}\xi_{d^*}$, y esta cantidad modifica las ecuaciones de movimiento derivadas del Lagrangiano completo del modelo y por consiguiente la EdE de las EN.

Desafortunadamente, hay poca información sobre la interacción de d^* con la materia nuclear. Existen tres propuestas, inspiradas en la simetría de este objeto (Vidaña et al. (2018); Mantziris et al. (2020); Celi et al. (2024)): i) d^* no interactúa con la materia nuclear, $x_{\sigma d^*} = x_{\omega d^*} = 0$; ii) d^* interactúa con la materia nuclear de la misma manera que los nucleones: $x_{\sigma d^*} = 1, x_{\omega d^*} = -1$; iii) $x_{\sigma d^*} = 2, x_{\omega d^*} = -2$. Por este motivo, exploramos el rango completo de valores posibles de $x_{\sigma d^*} \in [0, 2]$ y $x_{\omega d^*} \in [-2, 0]$ considerando $x_{id^*} = g_{id^*}/g_{iN}$, con $i = \sigma, \omega$ y la constante de acoplamiento de los mesones i con los nucleones, g_{iN}.

3. Resultados

Como resultado inicial del análisis realizado en este trabajo, se obtuvieron dos grupos de EdEs, generados a partir de la variación de las constantes de acoplamiento asociadas al hexaquark d^*, tal como se discutió en la sección anterior.

En la Fig. 1 pueden verse en el panel (a) las diferentes relaciones entre densidad bariónica y presión para las distintas EdEs obtenidas usando la parametrización GM1L. En el panel de la derecha, se observan las mismas relaciones para la parametrización DD2. En ambos

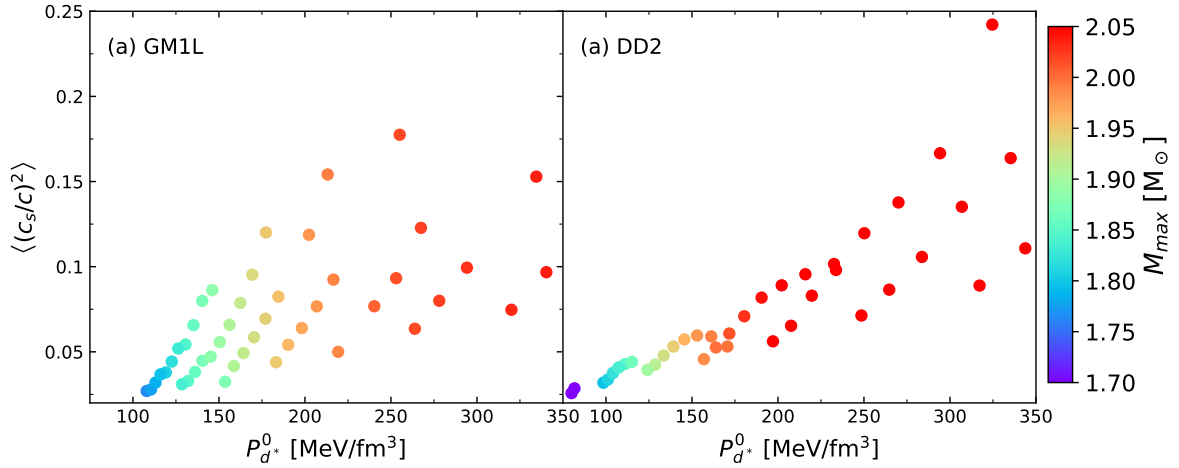


Fig. 2. Relación entre la presión de aparición del hexaquark d* ($P^0_{d^*}$) y el valor promedio de velocidad el sonido al cuadrado en términos de la velocidad de la luz, $\langle (c_s/c)^2 \rangle$, para las parametrizaciones GM1L (a) y DD2 (b). Puede notarse que apariciones más tempranas de d* implican EdEs con una caída mayor en $\langle (c_s/c)^2 \rangle$, de manera similar para ambas parametrizaciones. La barra de colores representa la masa máxima alcanzada por cada configuración.

gráficos el efecto más importante que puede apreciarse es una gran caída en las pendientes de la EdEs. Esta caída está directamente relacionada con la aparición de la partícula d^*. Este resultado coincide con los obtenidos en Mantziris et al. (2020).

La parametrización DD2 permite apariciones más tempranas en densidad del hexaquark d^* con $n_b \sim 3n_0$, donde n_0 representa la densidad de saturación nuclear; en cambio la EdE con la parametrización GM1L que muestra una aparición más temprana de esta partícula lo hace a $n_b \sim 3.7n_0$. Puede verse, además, que en ambos casos la fracción de d^* aumenta considerablemente al aumentar la densidad, representando más del 50 % de la densidad bariónica luego de $n_b \sim 6n_0$.

Para obtener la Fig. 2 hemos profundizado el análisis realizado en Celi et al. (2024). Para ello hemos considerado relaciones entre cantidades físicas, a diferencia de los trabajos anteriores en los que todos los análisis se han realizado en función de parámetros libres del modelo, particularmente de las constantes de acoplamiento.

Hemos seleccionado como primera variable de relevancia física la presión a la que se hace presente el hexaquark d^*, $P^0_{d^*}$. La segunda variable, $\langle (c_s/c)^2 \rangle$, representa una estimación de la velocidad del sonido en la región en la que esta partícula está presente, a fin de analizar el efecto que genera en la pendiente de la EdE. Para obtenerla, se ha tomado un valor medio del valor de la velocidad del sonido entre $P^0_{d^*}$ y el último valor de presión que permite configuraciones astrofísicas estables con ese valor de presión central.

De esta manera, la Fig. 2 queda conformada por $P^0_{d^*}$ en el eje de las abscisas y por $\langle (c_s/c)^2 \rangle$ en el eje de las ordenadas. Además, utilizando una escala de colores, mostramos cuál es la configuración estelar de mayor masa posible para cada punto de este plano, permitiendo hacer una comparación entre estas dos cantidades concernientes a la EdE y sus implicancias astrofísicas.

En esta figura es posible notar que apariciones más tempranas de d^* generan EdEs con una caída mayor en $\langle (c_s/c)^2 \rangle$. Ambas parametrizaciones muestran el mismo comportamiento; sin embargo, la parametrización DD2 muestra una dispersión menor en los valores de $\langle (c_s/c)^2 \rangle$. Puede verse también que una aparición más tardía de la partícula d^* permite configuraciones estelares con masas más altas. Esta conclusión es importante para contrastar la compatibilidad de la presencia de esta partícula en el interior de las ENs con las más recientes observaciones astrofísicas mencionadas en la primera sección del trabajo.

En la Fig. 3 se muestran, para ambas parametrizaciones, las relaciones de masa en función de la densidad central de energía (ϵ_c). Se muestra además en una escala de colores la proporción de d^* en el centro de la estrella respecto al resto de las partículas. Dado que sólo son de interés astrofísico aquellas configuraciones estelares que son estables ante perturbaciones radiales, sólo se muestran aquellas que cumplen con tal condición. Dicha condición se obtiene siempre que $\frac{dM}{d\epsilon_c} \geq 0$. En ambos paneles puede apreciarse cómo la presencia de d^* genera un quiebre en la relación M-ϵ_c, haciendo disminuir considerablemente la masa máxima posible para cada EdE calculada. Además, la parametrización GM1L genera una menor dispersión en las masas máximas obtenidas, en el intervalo de aproximadamente $1.7M_\odot \leq M_{max} \leq 2.05M_\odot$, mientras que para DD2 se encuentran entre $1.65M_\odot \leq M_{max} \leq 2.1M_\odot$.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

Hemos realizado un análisis sobre el impacto de la presencia del hexaquark d^* en la EdE de materia densa, a partir de considerar el modelo efectivo de campo medio relativista, ampliando el análisis realizado en Mantziris et al. (2020) al utilizar parametrizaciones con constantes de acoplamiento dependientes de la densidad. Además, hemos complementado el trabajo realizado en Celi et al. (2024) al realizar las Figs. 2 y 3.

Particularmente con la Fig. 2 hemos realizado un

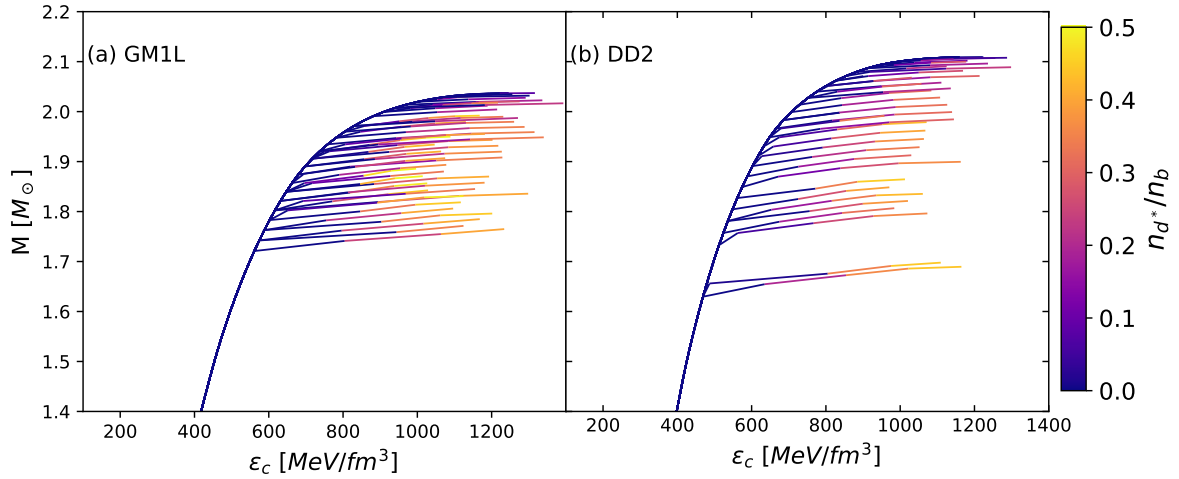


Fig. 3. Masa total versus densidad central de energía (ϵ_c) para las parametrizaciones GM1l (a) y DD2 (b). Las curvas representan las configuraciones estables posibles para cada set de constantes de acoplamiento $x_{\sigma d^*}$ y $x_{\omega d^*}$. La barra de colores representa la proporción de d^* con respecto al número bariónico total en el centro de cada configuración estelar.

análisis que busca ir más allá del estudio enfocado meramente en las constantes de acoplamiento realizado en Mantziris et al. (2020); Celi et al. (2024), con el objetivo de elaborar conclusiones sobre los efectos que introduce la presencia del hexquark d^* en la EdE de materia densa con menor dependencia de la parametrización seleccionada.

En la Fig. 3, puede verse con mayor claridad el efecto generado en las configuraciones estelares por la presencia de esta particula respecto de la representación de la relación masa-radio elegida en los trabajos anteriores. Debido a que en regiones de la EdE donde se encuentra presente la partícula d^*, cambios grandes en la densidad de energía implican pequeños cambios en la presión, la representación previa de masa-radio no permitía ver con claridad el efecto en las configuraciones estelares estables que genera la presencia de esta partícula.

Como conclusiones generales del análisis realizado en este trabajo, destacamos que a partir del análisis de la Fig. 2 puede verse que existe una relación entre la velocidad del sonido en regiones donde se encuentra presente la partícula d^* y la presión a la que ésta aparece, obteniendo velocidades del sonido mayores para presiones de aparición más tardías. Además, concluimos que para los modelos considerados, presiones de aparición del hexaquark d^* más bajas implican menores masas máximas posibles en las configuraciones estelares.

Para futuros trabajos buscaremos analizar la compatibilidad entre la presencia del hexaquark d^* y transiciones de fase de primer orden a materia de quarks, estudiando sus implicancias astrofísicas.

Agradecimientos: Este trabajo cuenta con el apoyo de la Fundación Nacional de Ciencias de los Estados Unidos (U.S. National Science Foundation) bajo la subvención PHY-2012152 y del STFC del Reino Unido (ST/L00478X/2, ST/V002570/1, ST/V001035/1). M.O.C., M.G.O., M.M. e I.F.R-S agradecen a CONICET por el apoyo financiero bajo la subvención PIP-0619. I.F.R-S está parcialmente respaldado por la subvención PICT 2019-0366 de ANPCyT y la subvención PIBAA 0724 de CONICET (Argentina).

Referencias

Abbott B.P., et al., 2017, ApJL, 848, L13
Abbott B.P., et al., 2017a, Phys. Rev. Lett., 119, 161101
Abbott B.P., et al., 2017b, The Astrophysical Journal, 848, L12
Abbott B.P., et al., 2020, ApJL, 892, L3
Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448
Arzoumanian Z., et al., 2018, The Astrophysical Journal Supplement Series, 235, 37
Celi M.O., et al., 2024, Phys. Rev. D, 109, 023004
Chiapparini M., et al., 2009, Nuclear Physics A, 826, 178
Choudhury D., et al., 2024, The Astrophysical Journal Letters, 971, L20
Cromartie H.T., et al., 2020, Nature Astronomy, 4, 72
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
Dittmann A.J., et al., 2024, The Astrophysical Journal, 974, 295
Fonseca E., et al., 2021, ApJL, 915, L12
Mantziris A., et al., 2020, Astron. Astrophys., 638, A40
Miller M., et al., 2019, Astrophys. J. Lett., 887, L24
Miller M.C., et al., 2021, ApJL, 918, L28
Orsaria M., et al., 2014, Physical Review C, 89, 015806
Raaijmakers G., et al., 2019, The Astrophysical Journal Letters, 887, L22
Reardon D.J., et al., 2024, The Astrophysical Journal Letters, 971, L18
Riley T.E., et al., 2019, Astrophys. J. Lett., 887, L21
Riley T.E., et al., 2021, ApJL, 918, L27
Salmi T., et al., 2022, The Astrophysical Journal, 941, 150
Salmi T., et al., 2024, The Astrophysical Journal, 976, 58
Salmi T., et al., 2024, The Astrophysical Journal, 974, 294
Vidaña I., et al., 2018, Physics Letters B, 781, 112

X-ray binary populations in local galaxies

L.J. Pellizza[1], M.B. Badaracco[1], L. Carvalho[1], G.J. Escobar[2,3], L.A. Bignone[1], J. Castagnino[1], P. Cataldi[1], N.E. Chisari[4], A. Filócomo[5], N. Fische[1] & S.E. Pedrosa[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei, Università degli Studi di Padova, Italia*
[3] *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) - Padova, Italia*
[4] *Utrecht University, The Netherlands*
[5] *Universidad Nacional de Río Negro, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 14 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las binarias de rayos X podrían haber contribuido significativamente a la inyección de energía en su entorno durante el Amanecer Cósmico, participando en la regulación de la tasa de formación estelar cósmica y la ionización del medio intergaláctico. Aún no hay una determinación precisa de su contribución debido principalmente al poco conocimiento de las propiedades de las poblaciones de binarias a alto *redshift*. Se han desarrollado modelos basados en la síntesis de poblaciones de binarias, pero un ingrediente clave se ha simplificado: la relación entre las propiedades de las binarias y su luminosidad se calcula mediante recetas simples. En este trabajo presentamos una prescripción original para las luminosidades, basada en la solución de las ecuaciones magnetohidrodinámicas de discos finos no estacionarios. Esta prescripción mejora el acuerdo de los resultados de los modelos de síntesis poblacional con las observaciones en rayos X de las galaxias en el Universo local.

Abstract / X-ray binaries may have contributed significantly to the injection of energy into the environment during the Cosmic Dawn, participating in the regulation of the cosmic star formation and the ionization state of the intergalactic medium. A precise determination of their contribution is still lacking mainly due to the poor knowledge about the properties of X-ray binary populations at high redshifts. Models based on population synthesis methods have been devised, but a crucial ingredient is usually overlooked: the link between the properties of the binaries and their X-ray luminosity is computed from simple recipes. In this work we present a novel prescription for X-ray luminosities, based on the solution of the magnetohydrodynamical equations of unsteady thin disks. This prescription improves the match of the results of population synthesis models with X-ray observations of galaxies in the Local Universe.

Keywords / X-rays: binaries — accretion, accretion disks — methods: numerical

1. Introduction

Some binary stellar systems eventually reach a stage in their evolution in which the primary is either a neutron star or a black hole, and the companion is a non-collapsed star. A strong stellar wind or the overflow of the Roche lobe of the latter, result in a disk through which matter loses angular momentum and is accreted by the former (Frank et al., 2002; Fabbiano, 2006, and references therein). Accretion extracts from the gravitational field up to half the rest energy of the infalling matter, heating the disk (cf. fusion releases only 0.7% of the hydrogen rest energy). The distinctive property of these systems is their large X-ray luminosity ($10^{36-39}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$) emitted by the inner, hot ($10^{6-7}\,\mathrm{K}$) region of the disk, which explains their names: X-ray binaries (XRBs). They also eject part of the transferred matter through disk winds and relativistic jets (Mirabel et al., 1992), that may inflate bubbles in their neighbourhood (Feng & Soria, 2011) and produce cosmic rays (Heinz & Sunyaev, 2002; Escobar et al., 2021, 2022).

Among XRBs, special attention has to be paid to those in which the companion is a massive star ($\gtrsim 8\,\mathrm{M_\odot}$), namely high-mass X-ray binaries (HMXBs). These systems accrete mainly through the strong stellar wind of the companion, and dominate young XRB populations (ages $\lesssim 50\,\mathrm{Myr}$) hosted by star-forming galaxies. The end product of their evolution is a system of two compact objects, which may become a source of gravitational waves detectable by LIGO/Virgo/KAGRA. Although HMXBs are transient sources, their effective emission time ($0.1 - 1\,\mathrm{Myr}$, derived from the observed number of sources) implies that their total radiative energy release may reach up to $\sim 10^{51}\,\mathrm{erg}$. A similar amount of kinetic energy may be released through massive outflows (Feng & Soria, 2011). This large energy feedback may play an important role in the modification of the environment.

Several works have found a trend showing an increase in the size and luminosity of HMXB populations with decreasing metallicity (Kaaret et al., 2011; Brorby et al., 2014; Douna et al., 2015; Ponnada et al., 2020), concluding that the effects of the aforementioned energy feedback would be more noticeable during the Cosmic Dawn. Indeed, the contribution of HMXBs to the regulation of the cosmic star formation, and to the heat-

✉ *Contact* / pellizza@iafe.uba.ar

Research article

ing and reionization of the intergalactic medium in that epoch (Mirabel et al., 2011; Fragos et al., 2013; Artale et al., 2015; Douna et al., 2018), has already been explored. However, its importance is still a matter of debate, due to the lack of complete knowledge about the four ingredients needed to construct a HMXB feedback model: 1) the star formation rate and metallicity distribution of galaxies; 2) the population of massive binaries in a galaxy; 3) the evolution of these binaries; 4) the energy release produced by accretion when active.

The first ingredient is given by both simulations of galaxy formation and evolution (e.g. Ceverino et al., 2017, 2018) and recent observations (Bouwens et al., 2015, 2016). However, the aforementioned metallicity trend suggests that the major role is played by low-mass, low-luminosity galaxies, whose properties are less constrained by both observations and simulations. The second one is provided by observations of local stellar and binary populations Chabrier (2003); Sana et al. (2012), whose validity for the conditions prevailing at Cosmic Dawn is uncertain. The third one is the most certain, as the theory of stellar and binary evolution is mature and has been contrasted with a large body of observations. However, specific issues like the outcome of the common envelope phase are still being debated.

The last ingredient is the most uncertain; previous works assume that the mass accretion rate is given by the Bondi & Hoyle (1944) formula, and that the X-ray luminosity is a fraction $\eta \sim 0.1$ of the available accretion power. This overestimates both the size and luminosity of HMXB populations, which is solved by assuming that only a fraction $f_{\rm em}$ of the binaries are emitting at any given time (e.g. Douna et al., 2015). This semiempirical model neglects the fact that the infalling matter carries angular momentum, which must be transported out of the system for accretion to proceed. Therefore, part of the infalling matter must be expelled, and the rest should form an accretion disk to get rid of its angular momentum(Balbus & Hawley, 1998). The standard model (Shakura & Sunyaev, 1973) assumes a geometrically thin, optically thick disk accreting in a steady state. Although it describes correctly individual XRB luminosities, for typical parameters it predicts disk masses that imply formation time scales longer than the observed emission times, suggesting that the transient period should not be neglected. Indeed, the fraction $f_{\rm em}$ may be related to the formation and destruction time scales of the disk.

In this work, we focus on the last issue raised above by constructing a self-consistent model for the X-ray luminosity of an unsteady accretion disk. We describe our method in Sect. 2, and discuss our preliminary results in Sect. 3.

2. Unsteady disk model for HMXB feedback

Our goal is to develop a model for HMXB emission to be used in the computation of the energy feedback produced by the populations of these sources present in star-forming galaxies. In this first stage we concentrate in radiative feedback, testing our model against the X-ray luminosities of local galaxies compiled by Douna et al. (2015). The model includes only the last three ingredients described in Sect. 1, because we apply it to individual galaxies. The properties of these galaxies (star formation rate, metallicity) are taken from Douna et al. (2015). For the initial binary populations in each galaxy we adopt the initial mass function of Chabrier (2003), and the binary fraction and orbital parameter distributions provided by Sana et al. (2012). For each galaxy in the compilation of Douna et al. (2015), we create a simulated initial binary population by Monte Carlo sampling. Assuming that the star formation rate of these galaxies has not changed with time t for the last $\Delta t = 50\,$Myr (an interval larger than the maximum time required for a massive binary to transform into a double compact object system), we assign each binary a birth time in $[-\Delta t, 0]$, and compute its evolution up to the end of this interval with the code SEVN (Iorio et al., 2023). The end product of this simulation is a snapshot of the binary population of each galaxy at present.

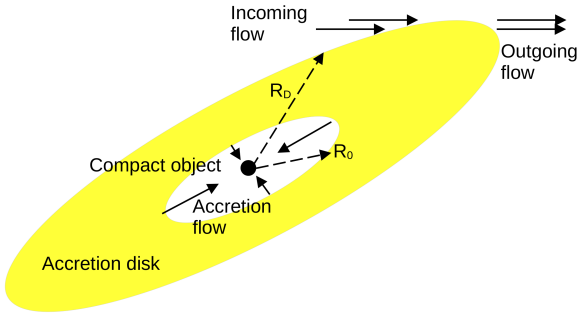


Fig. 1. Scenario of our model. Part of the matter reaching the disk is expelled at the disk outer radius, carrying out the angular momentum transported outwards by the disk.

From the simulated present binary population, we take those systems comprised by a black hole or neutron star and a non-collapsed star. For each system, using Eqns. 15–18 of Iorio et al. (2023), we compute the four main parameters describing wind accretion, namely the mass $M_{\rm acc}$ and radius $R_{\rm acc}$ of the accretor, and the accretion rates of mass $\dot{M}_{\rm acc}^{\rm BH}$ and angular momentum $\dot{J}_{\rm acc}^{\rm BH}$ (here BH stands for Bondi-Hoyle).

We define a simple fiducial model in which all the matter provided by the Bondi-Hoyle mechanism is effectively accreted ($\dot{M}_{\rm acc} = \dot{M}_{\rm acc}^{\rm BH}$), and the X-ray luminosity of a HMXB is a fraction η of the total accretion power available,

$$l_{\rm X} = \eta G M_{\rm acc} \dot{M}_{\rm acc} R_{\rm acc}^{-1}, \quad (1)$$

where G is the gravitational constant. Empirically, the fiducial model overestimates both the size and X-ray luminosity of HMXB populations. To correct this issue, we assume (as usual) that each HMXB emits only during a fraction $f_{\rm em}$ of the time, and compute the total X-ray luminosity of a galaxy as

$$L_{\rm X} = \sum_i f_{\rm em} l_{{\rm X},i}, \quad (2)$$

where we take $f_{\rm em}$ as a free model parameter, and the sum is over all the simulated HMXBs in the galaxy.

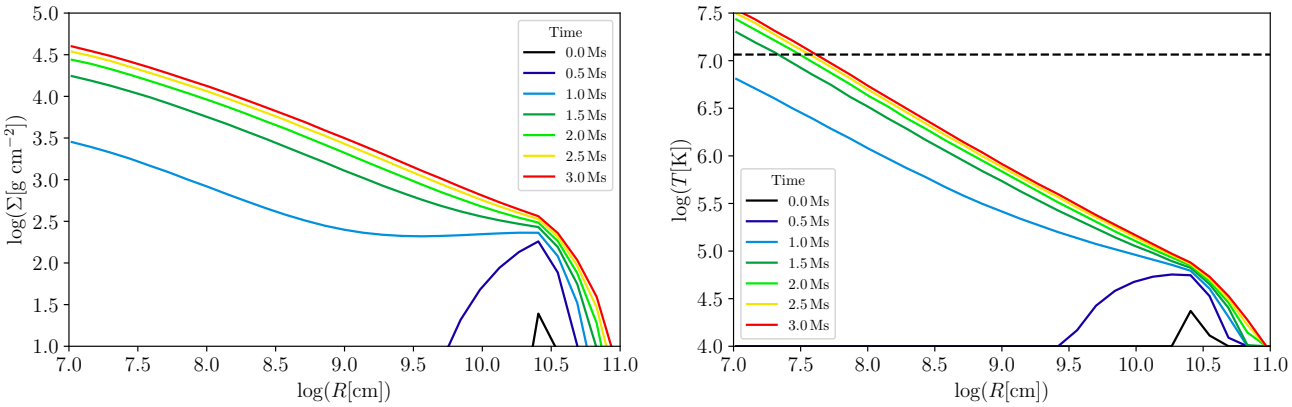


Fig. 2. A typical solution for the unsteady disk flow onto a $10\,M_\odot$ black hole. The surface density (left panel) and temperature (right panel) are shown as a function of radius for different times, increasing from bottom to top. Mass accumulates first near the outer edge, then flows inwards filling the disk until a steady state is reached. The dashed horizontal line corresponds to $k_B T = 1\,\mathrm{keV}$, roughly defining the region of the disk that contributes to the X-ray luminosity.

In order to improve the model including the angular momentum transport, we explore the emission of an unsteady accretion disk considering the exchange of mass and momentum with its environment. The scenario is shown in Fig. 1: the compact object accretes through a geometrically thin, optically thick Keplerian disk, which receives matter and momentum at rates $\dot{M}_{\rm acc}^{\rm BH}$ and $\dot{J}_{\rm acc}^{\rm BH}$ respectively. Part of the matter ($\dot{M}_{\rm acc}$) flows through the disk losing angular momentum and reaching the compact object, whereas the rest is expelled carrying the excess of momentum. The disk spans from the innermost stable circular orbit for black holes or the neutron star radius (R_0) to an outer radius $R_{\rm D}$, determined by requiring that $\dot{J}_{\rm acc}^{\rm BH}/\dot{M}_{\rm acc}^{\rm BH}$ matches the Keplerian specific angular momentum at $R_{\rm D}$.

We use a finite elements method to integrate the equations governing the flow,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}[R\Sigma u] = 0, \tag{3}$$

$$\frac{1}{2}\Sigma u R\Omega + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}[R^2 \Sigma W_{R\phi}] = 0, \tag{4}$$

$$-\frac{3}{2}\Sigma\Omega W_{R\phi} = -\frac{8\sigma}{3\tau}T^4, \tag{5}$$

together with the constitutive relations

$$W_{R\phi} = \alpha m^{-1} k_{\rm B} T, \tag{6}$$

$$\tau = \frac{\kappa_{\rm T}\Sigma}{2} + \sqrt{\frac{m}{\pi k_{\rm B}}\frac{\beta\Sigma^2\Omega}{4T^4}}. \tag{7}$$

Here t is the time, R and ϕ the radial and azimuth coordinates on the disk, and u, Σ, Ω, T, W and τ the radial velocity, surface density, angular velocity, temperature, stress tensor and vertical optical depth of the flow, respectively. These are functions of both R and t. The viscosity parameter and mean particle mass of the fluid are respectively, α and m; $k_{\rm B}$ and σ are Boltzmann and Stefan-Boltzmann constants. Note that Thomson opacity $\kappa_{\rm T} = 0.2(1+X)$ and the radiative opacity parameter $\beta = 4\times10^{25}(1+X)(Z+0.001)$ (both in cgs units) are explicitly dependent on metallicity Z and the hydrogen fraction X.

In Fig. 2 we show the evolution of the surface density and temperature of a typical solution for the disk flow. Both quantities increase first near the outer edge of the disk where matter is injected, and then towards the center as matter flows onto the accretor. The curves reach a steady state consistent with the Shakura & Sunyaev (1973) model in a time scale $t_{\rm fill} \sim 10^6\,\mathrm{s}$, which we compute by fitting an exponential curve to the time evolution of the density near the inner edge of the disk.

Given the solution for the flow, we compute the X-ray luminosity of the disk in the $0.5-8\,\mathrm{keV}$ band (that used by Douna et al., 2015) as

$$l_{\rm X} = 2\pi \int_{R_0}^{R_{\rm D}} R \int_{0.5\,\mathrm{keV}}^{8\,\mathrm{keV}} B(E;T(R))\,dE\,dR \tag{8}$$

where $B(E;T)$ is the Planck function depending on the photon energy E and temperature. Note that our model has no efficiency parameter like η. We couple this model to three different recipes for $f_{\rm em}$: 1) a constant value as in the fiducial model; 2) $f_{\rm em} \propto t_{\rm fill}^{-1}$; 3) $f_{\rm em} \propto t_{\rm cool}/t_{\rm fill}$, where the cooling time is $t_{\rm cool} = k_{\rm B}T(R_0)/l_{\rm X}$. Recipes 2 and 3 assume that the duty cycle of these sources comprises a filling stage, followed by a period in which accretion stops and the disk either is destroyed or cools down. The total galaxy X-ray luminosity is still given by Eq. 2, but in this case $f_{\rm em}$ is different for each HMXB.

3. Results and discussion

As a first preliminary result, we find that the dependence of the luminosity of unsteady disks on metallicity is negligible. This is due to the fact that the region of the disk with the larger contribution to the X-ray luminosity is at temperatures above $10^7\,\mathrm{K}$, at which Thomson opacity dominates. This implies that the observed dependence of the luminosity of HMXB populations on the metallicity of the host galaxy arises from the corresponding dependence of either the parameters of accreting binaries or the size of the population. The latter is

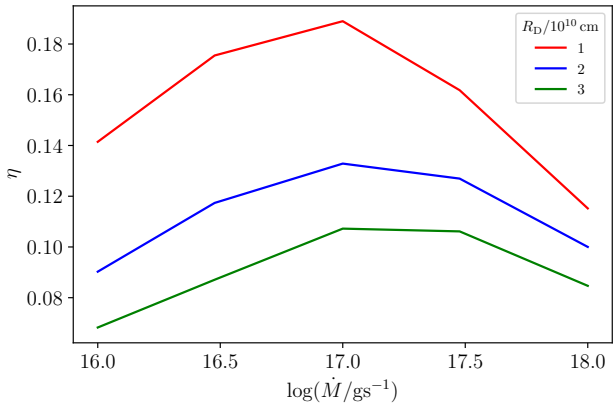


Fig. 3. Accretion efficicency η for unsteady disk models as a function of the accretion rate, for different disk radii.

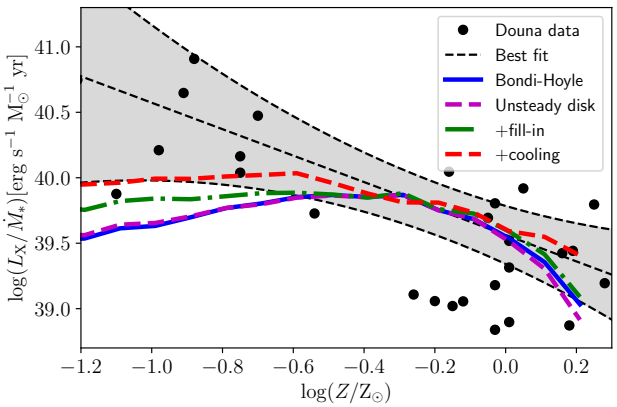


Fig. 4. X-ray luminosity of HMXB populations as a function of the host galaxy metallicity. Black circles are the data compiled by Douna et al. (2015); the dashed lines and shaded region mark the best-fitting linear relation and its uncertainty. Model predictions are shown in different colors. We adopted $Z_\odot = 0.0134$ (Asplund et al., 2009).

due to the survival of a larger fraction of systems to the common-envelope phase.

Some authors claim that compact objects have larger masses at low metallicities, resulting in larger luminosities (Mirabel et al., 2011, and references therein). However, we find that the dependence of the model luminosity on the accretor mass is mild (~ 0.2 dex from 5 to 100 $M_\odot$). There is instead a strong, almost linear, dependence of the model luminosity with the accretion rate (Fig. 3). The accretion efficiency $\eta = l_X/(GM_{acc}\dot{M}_{acc}R_{acc}^{-1})$ for our model is almost constant and its value agrees with previous estimations (Frank et al., 2002, and references therein). Note that this value is not a fitted parameter of our model; it arises directly from the physics of our scenario. This trend implies a linear dependence of the luminosity on the accretion rate, the same behaviour observed in the fiducial model.

In Fig. 4 we show the predicted dependence of the X-ray luminosity of HMXB populations L_X on the metallicity of the host galaxy. Given the aforementioned discussion, the agreement between the fiducial and the unsteady disk model with a constant f_{em} is not surprising. Both agree with the observed trend at solar metallicities, but fail to do so at the low metallicity end. The origin of this disagreement is the strong dependence of the model luminosity on the accretion rate. At low metallicities line-driven winds are less powerful, providing smaller accretion rates. Models that include a physical prescription for f_{em} improve the agreement between the unsteady disk predictions and observations. The improvement provided by the filling and cooling times seems to be an effect of the smaller sizes and larger luminosities at lower metallicities.

As a conclusion, we have developed a model for the X-ray luminosity of HMXB populations in galaxies, considering the emission of an unsteady accretion disk. The main preliminary results of this model are the prediction of the value of the accretion efficiency, and the improvement of the description of the observed dependence of the X-ray luminosity of HMXB populations on their host galaxy metallicity when filling and cooling of the disk are taken into account. Future developments include the analysis of the stochasticity of the emission and a more thorough comparison with observations, including population sizes and upper limits to the luminosities in a way similar to that of Douna et al. (2015).

Acknowledgements: We thank the referee for helping to improve the manuscript. We acknowledge grants from Argentine ANPCyT (PICT-2020-0582) and CONICET (PIP-2022-0214).

References

Artale M.C., Tissera P.B., Pellizza L.J., 2015, MNRAS, 448, 3071
Asplund M., et al., 2009, ARA&A, 47, 481
Balbus S.A., Hawley J.F., 1998, Rev.Mod.Phys., 70, 1
Bondi H., Hoyle F., 1944, MNRAS, 104, 273
Bouwens R.J., et al., 2015, ApJ, 803, 34
Bouwens R.J., et al., 2016, ApJ, 830, 67
Brorby M., Kaaret P., Prestwich A., 2014, MNRAS, 441, 2346
Ceverino D., Glover S.C.O., Klessen R.S., 2017, MNRAS, 470, 2791
Ceverino D., Klessen R.S., Glover S.C.O., 2018, MNRAS, 480, 4842
Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
Douna V.M., et al., 2015, A&A, 579, A44
Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488
Escobar G.J., Pellizza L.J., Romero G.E., 2021, A&A, 650, A136
Escobar G.J., Pellizza L.J., Romero G.E., 2022, A&A, 665, A145
Fabbiano G., 2006, ARA&A, 44, 323
Feng H., Soria R., 2011, NewAR, 55, 166
Fragos T., et al., 2013, ApJL, 776, L31
Frank J., King A., Raine D.J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
Heinz S., Sunyaev R., 2002, A&A, 390, 751
Iorio G., et al., 2023, MNRAS, 524, 426
Kaaret P., Schmitt J., Gorski M., 2011, ApJ, 741, 10
Mirabel I.F., et al., 1992, Nature, 358, 215
Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149
Ponnada S., Brorby M., Kaaret P., 2020, MNRAS, 491, 3606
Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337

An X-ray study of the binary system IGR J17503-2636

L. West Ocampo[1], F.A. Fogantini[2], J.A. Combi[1,2], E.A. Saavedra[3,4] & F. García[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), Vía Láctea s/n, La Laguna 38205, S/C de Tenerife, Spain*
[4] *Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, La Laguna, E-38205, S/C de Tenerife, Spain*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 21 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Informamos sobre los resultados de un estudio de las características temporales y espectrales de la emisión en rayos X del sistema binario transitorio de rayos X duros IGR J17503–2636 con el fin de caracterizar su variabilidad y propiedades espectrales. Esta fuente fue observada por XMM-Newton el 3 de abril de 2020 con un tiempo de exposición de ∼27 ks. Las curvas de luz muestran variabilidad en varias escalas de tiempo, desde cortas (unas pocas docenas de segundos) hasta destellos largos (del orden del kilosegundo), sin variabilidad significativa en la dureza. Modelamos el espectro promedio EPIC exitosamente utilizando una combinación de emisión de cuerpo negro y ley de potencias ambos afectados por absorción interestelar y local, lo que resultó en una columna de absorción de $N_{\rm H}\sim13\times10^{22}$ cm^{-2}, un indice espectral $\Gamma\sim0.3$ y una temperatura de $kT\sim1.3$ keV. No encontramos evidencia de emisión de línea de hierro a ∼6 keV. La luminosidad intrínseca en el rango de energía de 0.5–10 keV de la fuente es de $\sim5.7\times10^{35}$ erg s^{-1} suponiendo una distancia de 10 kpc. El análisis de los datos de XMM-Newton demuestra que IGR J17503–2636 se comporta como un típico sistema binario transitorio de rayos X fuertemente absorbido.

Abstract / We study the temporal and spectral characteristics of the X-ray emission of the hard X-ray transient binary system IGR J17503–2636 to characterize its variability and spectral properties. This source was observed by XMM-Newton on April 3, 2020 with an exposure time of ∼27 ks. The light curves show variability on several timescales, from short (few dozen seconds) to long flares (on the order of kiloseconds), with no significant variability in hardness. We successfully modeled the average EPIC spectrum using a combination of black-body and power-law emission both affected by interstellar and local absorption. We obtained an absorption column of $N_{\rm H}\sim13\times10^{22}$ cm^{-2}, with an spectral index of $\Gamma\sim0.3$ and temperature of $kT\sim1.3$ keV. We find no evidence of iron line emission at ∼6 keV. The unabsorbed luminosity in the 0.5–10 keV energy range of the source is estimated to be $\sim5.7\times10^{35}$ erg s^{-1} assuming a distance of 10 kpc. In summary, IGR J17503–2636 behaves as a typical highly absorbed transient X-ray binary system.

Keywords / X-rays: binaries — X-rays: individuals: IGR J17503–2636 — Stars: neutron

1. Introduction

The source IGR J17503–2636 was discovered by the JEM-X instrument (Lund et al., 2003) during the INTEGRAL mission (Winkler et al., 2003) on August 11, 2018. Shortly after its discovery, the source was observed with Swift/XRT, NICER, NuSTAR, Chandra, and later on with XMM-Newton. Located at $\alpha_{J2000} = 17^h50^m18.16^s$ and $\delta_{J2000} = -26°36'15.9$", infrared emission studies (Masetti et al., 2018) suggest that the system consists of a reddened OB supergiant, located beyond the Galactic center at a distance of approximately 10 kpc. Broadband spectroscopic analysis indicates that the compact object might be a neutron star (Ferrigno et al., 2019), leading to its classification as a supergiant fast X-ray transient (SFXT), a subclass of high-mass X-ray binaries (HMXB; Walter et al., 2015). SFXTs are characterized by short-duration outbursts caused by the compact object accreting matter from the supergiant's stellar wind. These systems exhibit very short average X-ray activity times and a broad dynamic range compared to the timescales seen in typical HMXBs, which can show outbursts lasting from days to weeks, in contrast to the few hours to a few days characteristic of SFXTs (Sguera et al., 2005, 2006; Negueruela et al., 2006; Martínez-Núñez et al., 2017). There are no orbital ephemeris known of this source up to date. Recently, Sidoli et al. (2025) found a candidate pulsation at 0.3 s using XMM-Newton data.

This work is organized as follows: Section 2 describes the observations used and data reduction procedures, Section 3 presents the results, and Section 4 summarizes the main findings derived from our analysis.

2. Observation and data reduction

The X-ray Multi-Mirror Mission-Newton (XMM-Newton) space telescope features three X-ray instruments with spatial and temporal resolutions of up to 1.1 arcsec and 1.75 ms for the EPIC-MOS cameras (Turner et al., 2001), and up to 4.1 arcsec and 0.03 ms for the EPIC-pn camera (Strüder et al., 2001). Operating in an elliptical orbit with an apogee of 114, 000 km

✉ *Contact* / lwest@fcaglp.unlp.edu.ar

and a perigee of 7,000 km, XMM-Newton has a period of ∼48 hrs and an effective area of 1,500 cm^2 at 1.5 keV.

XMM-Newton observed IGR J17503–2636 (obsID: 0844101101) on April 3–4, 2020, for a total exposure time of ∼27 ks. The EPIC-pn and MOS1 cameras observed IGR J17503–2636 in Imaging Mode, while the MOS2 camera was in Timing Mode.

After downloading the Observation Data Files (ODF) and the Current Calibration Files (CCF, up to April 2024), we reprocessed the data using the Science Analysis System (SAS v.20230412) software package. We started with the ODFINGEST task to create a summary file and then executed EPPROC and EMPROC to generate calibrated event files for the pn and MOS cameras, respectively. To exclude high-background periods caused by solar activity, we extracted light curves from single pattern events at energies above 10 keV from the full CCD. We used the TABGTIGEN task to define Good Time Intervals (GTIs), selecting periods with count rates $\leq$ 0.4 counts s^{-1} for the pn camera and $\leq$ 0.35 counts s^{-1} for MOS cameras (XMM-Newton calibration documentation* provided by the Science Operations Centre). This filtering yielded clean event lists with exposures of ∼20.4 ks for pn and ∼24.9 ks for MOS.

Using the GTI-filtered event lists, we generated images in different energy ranges using the EVSELECT task from SAS for pn and MOS1 using a binning of 5 arcsec per pixel. Using PATTERN≤4 for pn and PATTERN≤12 for MOS1, we extracted source and background light curves and spectra. For pn, we used circular regions with radii of 400 and 1145, respectively. For the MOS1 camera, we used radii of 400 and 800. For the MOS2 camera, we selected source events from RAW coordinates between 297 and 312, and background events from 262 to 272. Background events were extracted from contamination-free regions within the same CCD where the source is located. Light curves were background-substracted using the EPICLCCORR task.

Source and background spectra were properly weighted by their respective event extraction area using the BACKSCAL task. Redistribution matrices were generated with the RMFGEN task, and auxiliary response matrices with ARFGEN task. We regrouped the spectra to a minimum of 16 counts per bin, using SPECGROUP task, with an oversampling factor of 3. Spectral analysis was performed using XSPEC (Arnaud, 1996).

3. Results

3.1. Image analysis

Using the GTI-filtered event lists, we generated images using the EVSELECT task from SAS for the EPIC-pn and EPIC-MOS1 cameras with a binning of 5 arcsec per pixel. We extracted pn and MOS1 images in three energy bands in order to construct an RGB mosaic: soft (0.5–1.8 keV), medium (1.8–2.5 keV), and hard (2.5–12 keV), selected to highlight the contributions of the source and the background. Images for each energy range were constructed by combining data from these cameras, and the resulting bands were overlaid using an RGB frame in DS9. We show in Fig. 1 the resulting pn+MOS1 RGB mosaic, where the red, green and blue colors represent events from the soft, medium and hard energy bands respectively.

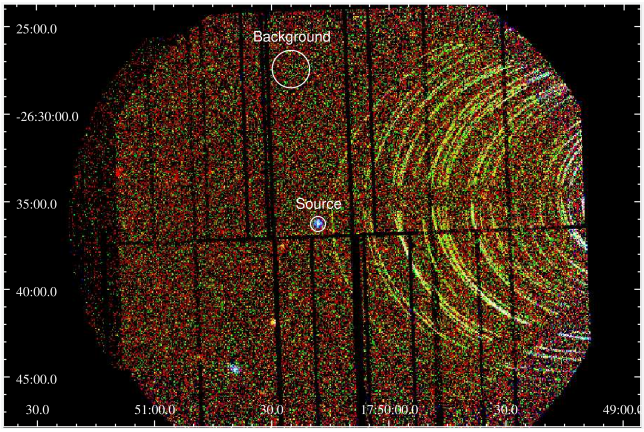


Fig. 1. RGB mosaic created using the EPIC-pn and MOS1 cameras. Red color represents events in the 0.5–1.8 keV energy range. Green color represents events in the 1.8–2.5 keV energy range. Blue color represents events in the 2.5–12 keV energy range. Cartesian axis represent Galactic coordinates (α,δ) using J2000 ephemeris. Source and background regions are shown in white circles. Straylight contamination is observed coming from an off-axis source.

Figure 1 shows IGR J17503–2636 in the center of the field of view. The source exhibits intense emission in the hard band, due to being strongly absorbed in the soft X-ray band (<2.5 keV). The selected background region appears homogeneous in terms of its emission, which is dominated by low-energy photons ($\lesssim$2 keV), mostly in the soft and medium energy bands. The image also reveals other point-like sources and arc-like structures. The latter features result from an external source interacting with the telescope's mirrors, producing reflections (straylight) that contaminate part of the field of view. We verified that the straylight does not affect the selected source region using the projection tool in DS9.

3.2. Light curve analysis

We extracted light curves in the full energy range using a time bin size of 100 s. We subsequently selected two energy bands, a soft 0.5–4.5 keV energy band, and a hard 4.5–12 keV energy band, ensuring a similar number of total counts per energy band. Figure 2 shows the EPIC-pn soft and hard band light curves (top and middle panels) and its division, the hardness ratio plot (bottom panel) rebinned to 300 s for display purposes only. Count rates are ∼2–4 times higher in the hard band than in the soft band. Figure 2 also shows an X-ray flare that lasts ∼8 ks and short flares of ∼1 ks, with an increase in the count rate of ∼4 times with respect to the persistent emission.

To test the variability of IGR J17503–2636, we used the LCSTATS task from HEASOFT, which compares the observed flux to a constant-count-rate model. We ob-

*https://xmmweb.esac.esa.int/docs/documents/CAL-TN-0018.pdf

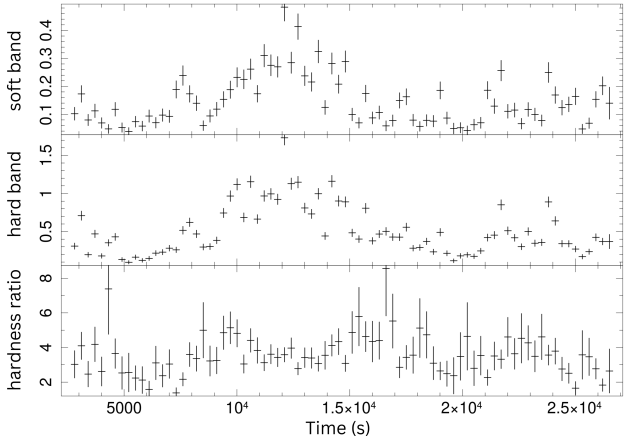


Fig. 2. EPIC-pn background substracted light curves of IGR J17503–2636 extracted with a bin time of 300 s. Top panel: soft 0.5–4.5 keV light curve. Middle panel: hard 4.5–12 keV light curve. Bottom panel: hardness ratio light curve.

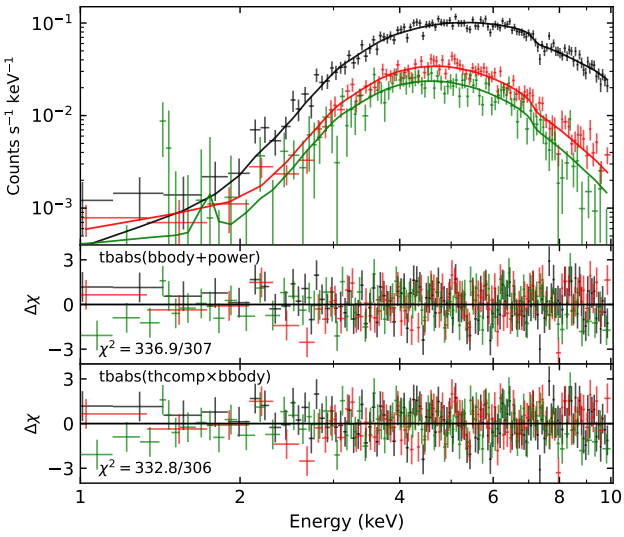


Fig. 3. Time-averaged spectra of IGR J17503–2636 extracted from pn (black), MOS1 (red) and MOS2 (green) cleaned event files. The continuous lines represent the best fit associated with the absorbed TBABS(THCOMP×BBODY) model. Middle panel: Residuals and best fit statistics associated with the POWER-LAW model. Bottom panel: Residuals and best fit statistics associated with the THCOMP model.

.

Component	Parameter	POWERLAW+BBODY	THCOMP*BBODY
TBabs	N_H [10^{22} cm^{-2}]	$13.9^{+0.7}_{-0.6}$	$13.6^{+1}_{-0.9}$
BBody	kT [keV]	$1.3^{+0.1}_{-0.1}$	$4.2^{+0.8}_{-0.6}$
BBody	Norm	$(6.2^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-6}$	$(7^{+2}_{-2}) \times 10^{-4}$
Powerlaw	Γ	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	—
Powerlaw	Norm (10^{-4})	$2.2^{+0.6}_{-0.5}$	—
Thcomp	Γ_τ	—	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$
Thcomp	kT_e [keV]	—	$0.9^{+0.2}_{-0.2}$
Thcomp	cov_frac	—	$0.43^{+0.05}_{-0.05}$
onstant	C_{MOS1}	$1.08^{+0.02}_{-0.02}$	$1.2^{+0.06}_{-0.05}$
Constant	C_{MOS2}	$0.88^{+0.03}_{-0.02}$	$0.97^{+0.05}_{-0.04}$
Fit statistic	χ^2/dof	333.96/307	332.81/306

Table 1. Best fit parameters derived from fitting two models to the time-averaged EPIC spectra of IGR J17503–2636: POWERLAW+BBODY and THCOMP*BBODY. Reported uncertainties correspond to a significance level of 1σ.

tain χ^2/dof of 791.49/79 (soft band), 3143.8/79 (hard band) and 778.5/79 (hardness ratio). These high values indicate that the light curves significantly deviate from a constant model, confirming strong intrinsic variability (see Fig. 2).

We extracted the pn power spectra in the 0.5–10 keV energy range with a time resolution of 0.5 s, which yields a Nyquist frequency of 1 Hz. We segmented the full pn exposure into 6 intervals of 4 ks, yielding a minimum frequency of 2×10^{-4}. We find that broadband noise dominates up to ∼0.01 Hz, frequency at which Poisson noise starts to dominate. We also find narrow features at ∼0.1 Hz, ∼0.2 Hz and ∼0.3 Hz, which seem to be harmonically related. Sidoli et al. (2025) reported that the 0.3 Hz feature might be the NS pulsation period. A more detailed spectral-timing analysis is beyond the scope of this article.

3.3. Spectral analysis

Although some hint of spectral variability was seen in the previous section, given the low count rate and short exposure time, we decided to analyse the time average spectra of IGR J17503–2636.

To model the EPIC spectra of IGR J17503–2636, we considered an absorbed thermalized blackbody continuum. To model interstellar and local absorption we considered the TBABS model, with abundances of Wilms et al. (2000) and cross-sections of Verner et al. (1996).

To model the emission, we tested two different scenarios. First, we tested a model comprising a power law and black body, which in the language of XSPEC reads CONS×TBABS(BBODY+POWERLAW). We also tested a Comptonization spectrum with the THCOMP model (Zdziarski et al., 2020), which describes a thermal Comptonization process where photons emitted from a spherical source (e.g., a black body) interact with hot electrons in a high-energy region. In the language of XSPEC, this last model reads CONS×TBABS(THCOMP×BBODY). The best fit parameters and uncertainties associated with each model are shown in Table 1. Finally, in Fig. 3 we show the time averaged spectra of IGR J17503–2636 extracted from the three EPIC instruments, as well as the best fit model and residuals associated with both tested scenarios.

From Table 1 we see that the absorption model TBABS yields a hydrogen column density of $N_H \sim 13 \times 10^{22}$ cm^{-2}, indicating significant absorption likely caused by interstellar material or local dust around the source. The black body temperature is of ∼1.3 keV, consistent with thermal emission from the neutron star's surface with a normalization factor of $\sim 6 \times 10^{-6}$. Using this normalization factor, we calculated the radius of the emitting region by considering norm $= L_{39}/[D_{10}(1+z)]^2$, where L_{39} is the source luminosity in units of 10^{39} erg s^{-1}, D_{10} is the distance to the source in units of 10 kpc, and z is the source redshift, fixed to

zero in this case, along with the classical definition of the Stefan-Boltzmann luminosity ($L = 4\pi R^2 \sigma T^4$). Assuming a distance of ∼10 kpc, we obtained an emitting region of 41±3 km. The POWERLAW component introduces a non-thermal contribution, with a photon index ($\Gamma \sim 0.3$) that models the high-energy part of the spectrum, characteristic of high-energy processes like inverse Compton scattering in a corona of energetic electrons. The normalization factor of the power law ($\sim 2 \times 10^{-4}$) indicates a moderate contribution to the observed flux at higher energies.

In the Comptonization scenario, the TBABS component yielded similar results to those of the power-law scenario. The black body temperature is of ∼4 keV with a normalization factor of ∼70, which corresponds to an emitting region of 42±6 km. The THCOMP model indicates a population of hot electrons with $kT_e \sim 0.9$ keV scattering the black body seed photons to higher energies. The low-energy power-law photon index ($\Gamma_\tau \sim 1.2$) reflects a relatively flat energy distribution, while the covering fraction of ∼0.43 suggests that about 43% of the photons from the black body are up-scattered to higher energies.

We estimated the errors using Markov Chain Monte Carlo (MCMC) using 280 random walkers and a total length of 10^5, burning the first 10^4 steps. We verified that the chain converged successfully by analyzing each parameter trace plot.

Both models yielded similar χ^2 values, but although the thermal Comptonization model provides more physical insights into the source, it introduces an additional parameter compared to the power-law model, suggesting that the increased complexity does not significantly improve the fit.

The spectra of IGR J17503–2636 show no apparent signs of Fe emission lines commonly observed in these kind of X-ray binaries (see Fig. 3). We computed an upper limit to a possible undetected Fe Kα emission line by adding a GAUSSIAN component at a fixed position of 6.4 keV, and fixed width of 0.1 keV. We find that this emission component could be detected with a significance level of 1.1σ.

By means of the CFLUX convolution model, we computed the absorption corrected fluxes of IGR J17503–2636 from the POWERLAW model. We derived fluxes for three energy bands (0.5–1.8 keV, 1.8–2.5 keV, and 2.5–10 keV) along with their total contributions, and determined 1σ confidence intervals. The total flux was $(4.8^{+10.7}_{-4.7}) \times 10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1}, while the flux contributions from these three bands were about the 9.58%, 11.17%, and 79.25% of the total flux respectively. This might be explained by Comptonization effects that upscatter low-energy photons into higher-energy X-rays, as reflected by the large covering fraction of the THCOMP model (∼43%). A similar behaviour is observed in IGR J17544–2619, a well-studied SFXT with comparable spectral reprocessing (Sidoli et al., 2009). After calculating the intrinsic flux, we determined the source's luminosity in the 0.5–10 keV band to be $L = (5.7^{+12.8}_{-5.6}) \times 10^{34}$ erg s^{-1}, assuming a distance of $d = 10$ kpc.

4. Conclusions

Our findings on the analysis of an XMM-Newton observation of IGR 17503–2636 can be summarized as follows:

- The source shows significant absorption, as indicated by the high N_H values and the lower count rates in the soft 0.5–4.5 keV light curve compared to the hard 4.5–12 keV band light curve. This suggests the presence of a high density medium in which the compact object is embedded (see e.g., García et al., 2018; Chaty et al., 2019).
- The hardness ratio plot shows signs of spectral variability along the XMM-Newton exposure for the selected energy bands.
- The EPIC spectra were well described by both power-law and thermal comptonization models, consistent with a scenario where thermal photons emitted near the neutron star's surface are reprocessed by hot electrons in the accretion column.
- No significant iron line was detected in the EPIC spectra. This absence may be attributed to the system's geometry and the source being affected by total or partial eclipses (see e.g., García et al., 2018; Fogantini et al., 2021).

Acknowledgements: We are grateful to the anonymous reviewer for the comments that helped us improve the manuscript. LWO is an undergraduate student at FCAG. FAF is a post-doc research fellow at IAR/CONICET. FAF, JAC, and FG acknowledge support by PIP 0113 (CONICET). EAS acknowledges support by the Spanish *Agencia estatal de investigación* via PID2021-124879NB-I00. FG acknowledges support from PIBAA 1275 (CONICET).

References

Arnaud K.A., 1996, G.H. Jacoby, J. Barnes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 101, 17

Chaty S., et al., 2019, L.M. Oskinova, E. Bozzo, T. Bulik, D.R. Gies (Eds.), *High-mass X-ray Binaries: Illuminating the Passage from Massive Binaries to Merging Compact Objects*, *IAU Symposium*, vol. 346, 161–169

Ferrigno C., et al., 2019, Astronomy & Astrophysics, 624, A142

Fogantini F.A., et al., 2021, A&A, 647, A75

García F., et al., 2018, A&A, 618, A61

Lund N., et al., 2003, Astronomy & Astrophysics, 411, L231

Martínez-Núñez S., et al., 2017, SSRv, 212, 59

Masetti N., et al., 2018, The Astronomer's Telegram, 11992, 1

Negueruela I., et al., 2006, A. Wilson (Ed.), *The X-ray Universe 2005*, *ESA Special Publication*, vol. 604, 165

Sguera V., et al., 2005, A&A, 444, 221

Sguera V., et al., 2006, ApJ, 646, 452

Sidoli L., et al., 2009, ApJ, 690, 120

Sidoli L., et al., 2025, A&A, 693, A45

Strüder L., et al., 2001, A&A, 365, L18

Turner M.J.L., et al., 2001, A&A, 365, L27

Verner D.A., et al., 1996, ApJ, 465, 487

Walter R., et al., 2015, A&A Rv, 23, 2

Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, ApJ, 542, 914

Winkler C., et al., 2003, A&A, 411, L1

Zdziarski A.A., et al., 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 492, 5234

Super-accreting microquasars as PeVatrons

L. Abaroa[1,2] & G.E. Romero[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / El instrumento *Large High Altitude Air Shower Observation* (LHAASO) detectó recientemente varias fuentes de rayos gamma de ultra alta energía cuya naturaleza exacta permanece desconocida. Proponemos que los microcuásares súper acretantes (MQs, con tasas de acreción mayores a la tasa de Eddington, como SS433 o Cyg X-3) podrían estar detrás de algunas de estas fuentes, produciendo rayos cósmicos (CRs) de ~ 1 PeV. Los CRs son acelerados en la base del jet del MQ y en su región terminal. Los protones ultra relativistas escapan por difusión y son liberados en el medio interestelar, donde pueden interactuar con sobredensidades de materia circundantes y producir emisión de muy alta energía. La detección de rayos gamma por encima de los 100 TeV es entonces crucial para trazar los aceleradores y determinar las energías más altas de los CRs en la galaxia. En este trabajo presentamos resultados de la aceleración de los protones en la región terminal del jet y discutimos el carácter potencial de los MQs súper acretantes como PeVatrones.

Abstract / The Large High Altitude Air Shower Observation (LHAASO) instrument has recently detected several ultrahigh-energy gamma-ray sources whose exact nature remains unknown. We propose that super-accreting microquasars (MQs, with accretion rates greater than the Eddington rate, like SS433 or Cyg X-3) could be behind some of these sources, producing cosmic rays (CRs) of energies ~ 1 PeV. The CRs are accelerated at the base of the MQ jet and in their terminal regions. Ultra-relativistic protons escape by diffusion and are released into the interstellar medium, where they can interact with surrounding clouds and produce very high energy radiation. The detection of gamma rays above 100 TeV is then crucial for tracing the accelerators and determining the highest energies of the CRs produced in the Galaxy. We present results on proton acceleration at the terminal region of the jet in super-accreting MQs and discuss their potential to serve as PeVatron sources.

Keywords / cosmic rays — relativistic processes — X-ray: binaries — gamma-rays: general — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Microquasars (MQs) are binary systems in which a compact object –such as a black hole (BH) or a neutron star– accretes matter from its companion star, resulting in the formation of an accretion disk. Bipolar and highly collimated outflows, called jets, emerge from the central region of these sources.

A key parameter for characterizing MQs is the accretion rate of matter onto the compact object. Accretion proceeds in three basic regimes, depending on the ratio of the actual accretion rate $\dot{M}_{\rm input}$ to the Eddington rate $\dot{M}_{\rm Edd}$. In super-accreting BHs ($\dot{M}_{\rm input} > \dot{M}_{\rm Edd}$; see e.g., Abramowicz et al. 1980; Fukue 2004; Abaroa et al. 2023; Abaroa & Romero 2024a), the radiation pressure overcomes gravity in the innermost part of the disk and the disk surface layers are ejected as a consequence of the self-regulation of accretion at the Eddington rate (Fukue, 2009; Abaroa et al., 2021, 2022; Abaroa & Romero, 2024b).

According to Falcke & Biermann (1995), the jet luminosity is proportional to the accretion rate, $L_{\rm j} \approx q_{\rm j}\,\dot{M}_{\rm acc}c^2$: the higher the accretion rate, the more powerful the jet. For nonrotating BHs, the coupling factor is $q_{\rm j} \ll 1$; however, in spinning BHs some energy could also be extracted from their ergosphere, providing additional power to the jet (Blandford & Znajek, 1977). In such a scenario, the efficiency of converting accretion into jet power can reach transient values of 300 % in the most extreme cases (Tchekhovskoy et al., 2010, 2011; McKinney et al., 2012).

Both the base of the jet and its terminal regions are suitable sites of particle acceleration to relativistic energies, where adiabatic shocks can be generated (see e.g., Kaiser et al. 2000; Bordas et al. 2009; Romero & Vila 2014). Since the energy budget for accelerating particles comes from the jet power, super-accreting MQs are candidates for very to ultrahigh energy (UHE; $E > 0.1$ PeV) accelerators (Abaroa et al., 2024a). In particular, if a source is capable of accelerating protons to energies of about 1 PeV or higher, it is called a PeVatron.

A key feature of such powerful jets relies on the final size of the accelerator in the reverse shock at the lobes. In our model, the maximum energy of the relativistic protons from the terminal region is limited by the diffusive escape, which depends on the square of the size of the acceleration region. A powerful jet could allow the acceleration region to be larger, imposing a cutoff to the protons at quite high energies. However, this scenario is conditioned by the physics in the system, which is

✉ *Contact* / leandroabaroa@gmail.com

Research article

Table 1. Parameters of our model.

Parameter (symbol)	Value	Units
Age of the MQ$^{(1)}$ ($t_{\rm MQ}$)	$10^4 - 10^5$	yr
Black hole		
Mass$^{(1)}$ ($M_{\rm BH}$)	10	$M_\odot$
Gravitational radius$^{(2)}$ ($r_{\rm g}$)	1.50×10^6	cm
Spin$^{(2)}$ (a)	0.50	
Accretion disk		
Eddington accretion rate$^{(1)}$ ($\dot{M}_{\rm Edd}$)	2.20×10^{-7}	$M_\odot$ yr^{-1}
Accretion input of matter$^{(1)}$ ($\dot{M}_{\rm input}$)	2.20×10^{-6}	$M_\odot$ yr^{-1}
Critical radius$^{(2)}$ ($r_{\rm crit}$)	5.90×10^8	cm
Magnetically-saturated radius$^{(1)}$ ($r_{\rm ms}$)	1.50×10^8	cm
Accretion power at $r_{\rm ms}^{(2)}$ ($L_{\rm accr}(r_{\rm ms})$)	3.15×10^{40}	erg s^{-1}
Jet		
Mechanical power$^{(2)}$ ($L_{\rm j}$)	10^{40}	erg s^{-1}
Semi opening angle$^{(1)}$ ($\theta_{\rm j}$)	5.70	degrees
Coupling factor$^{(1)}$ ($q_{\rm j}$)	0.3	
Jet bulk velocity$^{(1)}$ ($v_{\rm j}$)	2.80×10^{10}	cm s^{-1}
Normalized velocity$^{(1)}$ ($\beta_{\rm j}$)	0.90	
Lorentz factor$^{(1)}$ ($\gamma_{\rm j}$)	3	
Launching point $^{(1)}$ (z_0)	1.50×10^8	cm
Jet lobe		
Location of acceleration region$^{(1)}$ ($z_{\rm l}$)	$\sim 10^{20}$	cm
Acceleration region size$^{(1)}$ ($\Delta x_{\rm l}$)	$\sim 5 \times 10^{18}$	cm
Acceleration efficiency$^{(2)}$ ($\eta_{\rm acc}$)	0.10	
Power to relativistic particles$^{(1)}$ ($q_{\rm rel}$)	0.01	
Magnetic field$^{(1)}$ (B)	$1 - 10$	μG
Reverse shock velocity$^{(2)}$ ($v_{\rm sh}$)	1.5×10^{10}	cm s^{-1}
Hadron-to-lepton ratio$^{(1)}$ ($K_{\rm l}$)	100	
Number density of protons$^{(1)}$ ($n_{\rm p}$)	0.10	cm^{-3}
Temperature of target photons$^{(1)}$ ($T_{\rm CMB}$)	2.73	K

Notes. We indicate the parameters we have assumed with superscript (1) and those we have derived with (2).

quantified by several not well-known parameters.

The most extreme super-accreting MQ discovered so far is the extragalactic S26 (Pakull et al., 2010), whose jets have a kinetic luminosity of $\approx 5 \times 10^{40}\,{\rm erg\,s^{-1}}$. Abaroa et al. (2024a) have recently proposed the PeVatron nature of this MQ, assuming that the compact object is a stellar-mass BH with an accretion of $\sim 10\dot{M}_{\rm Edd}$ (see also Abaroa et al. 2024b).

The Large High Altitude Air Shower Observation (LHAASO) instrument has recently cataloged 43 galactic UHE gamma-ray sources (Cao et al., 2024), whose exact nature remains unknown. In this paper we propose that undetected super-Eddington MQs could be responsible for some of these sources. We explore different values for the accelerator size (which depends on the jet power and the age of the MQ), as well as the magnetic field in the acceleration regions, extending some of the results presented in Abaroa et al. (2024a).

We describe in Sect. 2 our model for the BH and the jets, present the results of our calculations in Sect. 3, and then close with a discussion and conclusions.

2. Jet model

We assume that a 10 solar mass BH accretes matter at a super-Eddington rate at the outer part of the disk, $\dot{m} = \dot{M}_{\rm input}/\dot{M}_{\rm Edd} \gg 1$. The Eddington rate is given by $\dot{M}_{\rm Edd} = L_{\rm Edd}/\eta c^2 \approx 2.2 \times 10^{-8} M_{\rm BH}\,{\rm yr^{-1}}$, where $L_{\rm Edd}$ is the Eddington luminosity (defined as the luminosity required to balance the gravitational attraction of the BH by radiation pressure). The parameter $\eta \approx 0.1$ is the accretion efficiency (Fukue, 2004), and c is, as usual, the speed of light.

In the following, we describe the semi-analytical model we use to study the jet. We list all the parameters in Table 1.

2.1. Available power and launching

The kinetic power of each jet is assumed to be proportional to the accretion power (Falcke & Biermann, 1995) at the magnetically saturated radius (where the poloidal magnetic flux becomes dynamically important, see Begelman et al., 2022), $L_{\rm j} \sim q_{\rm j}\, L_{\rm acc}(r_{\rm ms})$, where $q_{\rm j}$ is the efficiency of power transfer from the disk to the jet. We assume that the disk is magnetically saturated at a distance from the BH of $r_{\rm ms} = 100\, r_{\rm g}$. At this radius, the accretion rate is $\dot{M}_{\rm acc}(r_{\rm ms}) = 2.5\dot{M}_{\rm Edd} = 3.5 \times 10^{19}\,{\rm g\,s^{-1}}$, so the accretion power is $L_{\rm acc}(r_{\rm ms}) = 3.15 \times 10^{40}\,{\rm erg\,s^{-1}}$. We assume that some energy is extracted from the ergosphere of the rotating BH, which spins down as the rotational energy is transferred to the jet (Blandford & Znajek, 1977). We assume a moderate coupling factor in our model, $q_{\rm j} = 0.3$, so the jet power is $L_{\rm j} \approx 10^{40}\,{\rm erg\,s^{-1}}$.

We assume that the jet is fully formed at a distance of $z_0 = 100\, r_{\rm g}$ from the BH and with a radius of $r_0 = 0.1\, z_0 = 10\, r_{\rm g}$. The outflow then expands as a cone with radius $r_{\rm j}(z) = r_0(z/z_0) = 0.1\, z$ (i.e., with a typical semi-opening angle of $\theta_{\rm j} \approx 5.7°$). We assume a moderate value for the Lorentz factor $\gamma_{\rm j} = (1 - v_{\rm j}^2/c^2)^{-1/2} = 3$, so $v_{\rm j} = 0.94\, c$. The length of the jet $l_{\rm j}$ can be estimated as (e.g. Kaiser & Alexander, 1997; Sotomayor Checa & Romero, 2019):

$$l_{\rm j} = \left(\frac{L_{\rm j}}{m_{\rm p}\, n_{\rm p}}\right)^{1/5} t_{\rm MQ}^{3/5}, \qquad (1)$$

where $m_{\rm p}$ is the proton mass, $n_{\rm p} \approx 0.1\,{\rm cm^{-3}}$ the number density of protons in the interstellar medium (ISM), and $t_{\rm MQ}$ the age of the MQ. We consider two ages, 10^4 and 10^5 years, for which we obtain the lengths 7×10^{19} cm and 3×10^{20} cm, respectively.

A fraction $q_{\rm rel} \approx 0.01$ of the jet power is expected to be in the form of relativistic particles at distances greater than $\sim$1000 $r_{\rm g}$ (see Romero & Gutiérrez, 2020, for the matter loading mechanisms). Then we can write $L_{\rm rel} = q_{\rm rel}\, L_{\rm j}$. We include both the hadronic and leptonic fractions, $L_{\rm rel} = L_{\rm p} + L_{\rm e}$. The energy distribution between hadrons and leptons is unknown; we assume a hadronic-dominated scenario in the terminal regions ($L_{\rm p} = 100\, L_{\rm e}$), since strong matter entrainment along the jet path is expected at large distances from the BH (e.g., Bosch-Ramon et al., 2005; Bordas et al., 2009).

2.2. Shocks

We focus on the reverse adiabatic shock that propagates into the jet in its terminal region. Particles escaping from this shock form the cocoon of the source. We assume two values for the magnetic field in this

acceleration region: $1\,\mu$G and $10\,\mu$G. The size of the accelerator is calculated as a small fraction of the jet length, $\Delta x_{\rm acc} = 0.1\,l_{\rm j}/3$, where $l_{\rm j}/3$ is the typical radius of the lobe (Bordas et al., 2009). Conversely, in radiative shocks, the gas emits large amounts of thermal, optically thin radiation, and no particle acceleration is produced.

The diffusive acceleration rate of the particles (in the Fermi-I acceleration mechanism) is given by:

$$t_{\rm acc}^{-1} = \eta_{\rm acc}\,\frac{e\,Z\,c\,B}{E}, \tag{2}$$

where e is the electric charge, Z the atomic number, c the speed of light, B the magnetic field, and E the energy of the particle. The acceleration efficiency $\eta_{\rm acc}$ of the process can be estimated with the velocity of the jet, assuming Bohm diffusion: $\eta_{\rm acc} = 3\beta_{\rm sh}^2/8$, where $\beta_{\rm sh} = v_{\rm sh}/c$, with $v_{\rm sh}$ the shock velocity (see Table 1). These values result in $\eta_{\rm acc} \approx 0.1$.

Escape in the lobes is diffusive:

$$t_{\rm diff}^{-1} = \left(\frac{\Delta x_{\rm acc}^2}{D(E)}\right)^{-1}, \tag{3}$$

where $\Delta x_{\rm acc}$ is the size of the acceleration region and $D(E)$ is the diffusion coefficient, considered in the Bohm regime, so: $D(E) = D_{\rm B}(E) = E\,c/3\,B\,e$.

Accelerated particles can cool by several different processes. The maximum energy for each type of particle can be deduced by looking at the point where the acceleration rate equals the total cooling or escape rate. The reader is referred to Abaroa et al. (2024a) for the formulae associated with particle cooling.

3. Results

Figure 1 shows the timescales associated with particle acceleration, escape, and cooling in the reverse shocks at the lobes of the jet. We show the results for two different ages of the MQ ($10^4 - 10^5\,$yr) and two different ambient magnetic fields ($1 - 10\,\mu$G). The efficiency of the acceleration is $\eta_{\rm acc} \sim 0.1$ in all cases. The dashed gray and purple lines show the acceleration and diffusive escape, respectively. The proton-proton, proton-photon, and synchrotron interactions are plotted with blue, red, and green solid lines, respectively. The target photons for the $p\gamma$ interaction are those from the cosmic microwave background (i.e., a blackbody of temperature $T = 2.73\,$K) and we assume a number density of $0.1\,{\rm cm}^{-3}$ for the pp interaction.

Diffusive escape is the dominant loss in all cases. As expected, the higher the ambient magnetic field and the older the MQ, the higher the energy the protons can reach. In the less optimistic case, where $t_{\rm MQ} = 10^4\,$yr and $B = 1\,\mu$G (top left panel), protons reach an energy $\lesssim 1\,$PeV. In scenarios with $t_{\rm MQ} = 10^4\,$yr and $B = 10\,\mu$G (top right panel), and $t_{\rm MQ} = 10^5\,$yr and $B = 1\,\mu$G (bottom left panel) the maximum proton energy is $\gtrsim 1\,$PeV. Protons reach the highest energy in the fourth scenario, where $t_{\rm MQ} = 10^5\,$yr and $B = 10\,\mu$G (bottom right panel). In this case, $E_{\rm p}^{\rm max} \gtrsim 10\,$PeV. These ultrarelativistic protons, once ejected, will in turn propagate through the ISM and contribute to the CR population in the host galaxy of the MQ.

4. Discussion and conclusions

Super-accreting microquasars can accelerate protons to PeV energies in the extended lobes of their jets. The system releases ultra-relativistic protons into the ISM, where they diffuse until they interact with the surrounding matter and produce gamma rays. However, the source remains largely obscured by the wind of the supercritical accretion disk. This type of model could be relevant for the recently detected PeVatrons in our Galaxy (Abaroa et al., 2024a).

The total power in CRs injected by a MQ of our model in the host galaxy is of the order of $5\times10^{38}\,{\rm erg\,s}^{-1}$ for $E_{\rm p} > 1\,$GeV (i.e, $\sim 5\%$ of the CR power in our Galaxy). Therefore, the lifetime of the super-Eddington phase ($\sim 10^5\,$yr in the best-case scenario) is not long enough to make a strong contribution to the average CR energy density. The contribution of a single source would be diluted by diffusion and cooling in the CR sea of the galaxy and the total number of these sources remains unknown.

Observations of UHE gamma rays provide an important clue to the acceleration of PeV protons and thus to the origin of galactic CRs. The detection of gamma rays above 10-100 TeV is crucial for tracing the accelerators (Cao & LHAASO Collaboration, 2022) and determining the highest energies of CRs in the Galaxy (Abaroa et al., 2024a). We propose that yet undetected super-Eddington MQs could be some of the UHE gamma-ray sources detected by LHAASO. A complete calculation of the UHE CRs diffusion into the MQ cocoon and in the ISM, as well as the interaction with clouds will be presented in a forthcoming paper.

The UHE CRs are injected into the ISM with a total power of $\sim 10^{36}\,{\rm erg\,s}^{-1}$. They then diffuse and can reach regions of higher density, such as nearby molecular clouds. The energy distribution of protons at a certain distance and time can be determined by solving the diffusion equation (Ginzburg & Syrovatskii, 1964). The fraction of CRs that penetrate a cloud depends on several factors, including the magnetic field, the diffusion coefficient, advection, and energy losses due to ionization of neutral hydrogen atoms (Cesarsky & Volk, 1978; Morlino & Gabici, 2015; Dogiel et al., 2018; Ivlev et al., 2018).

Approximately ~ 0.1 of the proton population can produce gamma-ray emission through neutral pion decay if they interact with a nearby target. This, in turn, results in the conversion of up to 10% of the injected power into gamma rays if the cloud is dense enough (e.g. $\sim 100\,{\rm cm}^{-3}$, see Aharonian & Atoyan 1996). This means an emission of $\sim 10^{34}\,{\rm erg\,s}^{-1}$ of very energetic gamma rays (Abaroa et al., 2024a). If one of these sources is located in our Galaxy, approximately 10 kpc away, the flux on Earth would be about $\sim 10^{-12}\,{\rm erg\,cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}$, which is easily detectable by LHAASO. Thus, it is possible that undetected super-Eddington MQs could be PeVatrons behind some of the unidentified UHE sources.

In our model, the maximum energy of the relativistic protons from the terminal region is limited by the diffusive escape (Fig. 1, which depends on the square of

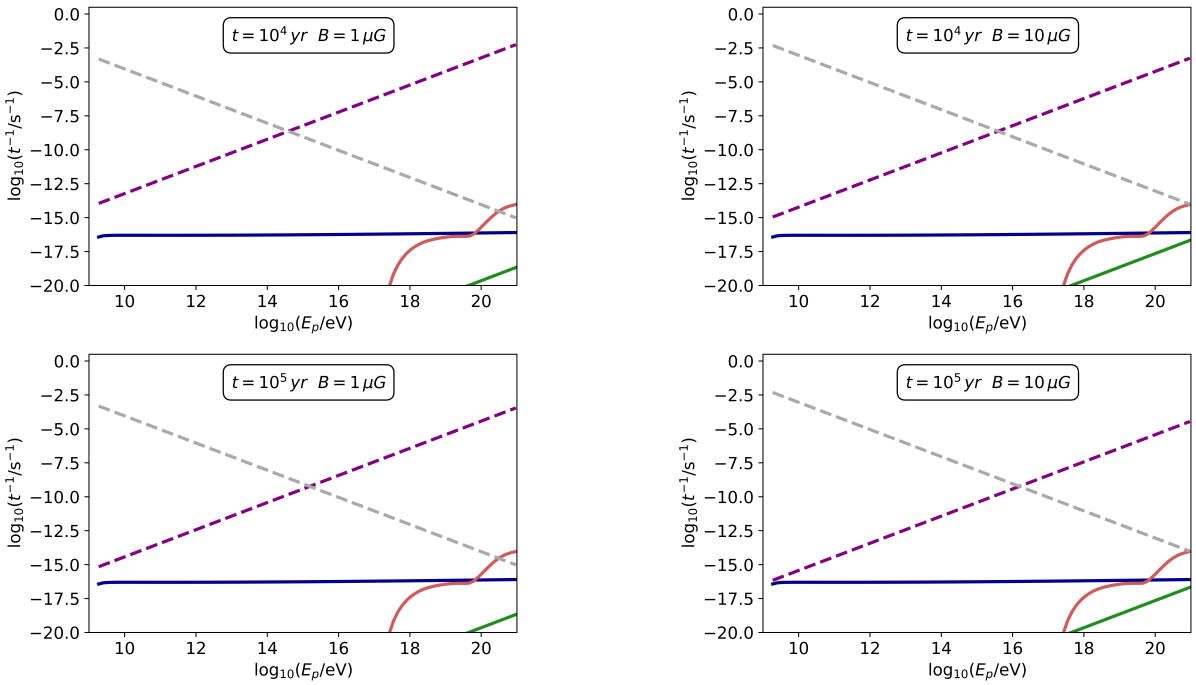


Fig. 1. Acceleration, escape, and cooling timescales of protons accelerated in the reverse shock at the terminal region of the jet. We show our calculations for two different MQ ages and two values of the ambient magnetic field. Protons reach maximum energies in the $\sim 0.1 - 10\,\mathrm{PeV}$ range. The efficiency of the acceleration in all cases is $\eta_{\rm acc} \sim 0.1$.

the size of the acceleration region. A powerful jet could allow the acceleration region to be larger, imposing a cutoff to the protons at quite high energies. A moderately old super-Eddington MQ of age 10^4 yr could act as a PeVatron if the magnetic field of the shocked ISM has a value of $10\,\mu$G; a magnetic field of $1\,\mu$G is sufficient in our model for a realistic MQ age of 10^5 yr. Our results suggest that super-accreting MQs could potentially serve as PeVatron sources as long as they maintain their super-Eddington regime (Bykov et al., 2024).

Acknowledgements: The authors thank the referee for useful comments. Supported by grant PIP 0554 (CONICET).

References

Abaroa L., Romero G.E., 2024a, A&A, 691, A73
Abaroa L., Romero G.E., 2024b, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 56, 39–44
Abaroa L., Romero G.E., Sotomayor P., 2023, A&A, 671, A9
Abaroa L., Romero G.E., Sotomayor Checa P., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 265
Abaroa L., Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 262
Abaroa L., et al., 2024a, A&A, 691, A93
Abaroa L., et al., 2024b, *High Energy Phenomena in Relativistic Outflows VIII*, 55
Abramowicz M.A., Calvani M., Nobili L., 1980, ApJ, 242, 772
Aharonian F.A., Atoyan A.M., 1996, A&A, 309, 917
Begelman M.C., Scepi N., Dexter J., 2022, MNRAS, 511, 2040
Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, MNRAS, 179, 433
Bordas P., et al., 2009, A&A, 497, 325
Bosch-Ramon V., Aharonian F.A., Paredes J.M., 2005, A&A, 432, 609
Bykov A.M., et al., 2024, Advances in Space Research, 74, 4276
Cao Z., LHAASO Collaboration, 2022, *37th International Cosmic Ray Conference*, 11
Cao Z., et al., 2024, ApJS, 271, 25
Cesarsky C.J., Volk H.J., 1978, A&A, 70, 367
Dogiel V.A., et al., 2018, ApJ, 868, 114
Falcke H., Biermann P.L., 1995, A&A, 293, 665
Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
Fukue J., 2009, PASJ, 61, 1305
Ginzburg V.L., Syrovatskii S.I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, Oxford: Pergamon Press.
Ivlev A.V., et al., 2018, ApJ, 855, 23
Kaiser C.R., Alexander P., 1997, MNRAS, 286, 215
Kaiser C.R., Sunyaev R., Spruit H.C., 2000, A&A, 356, 975
McKinney J.C., Tchekhovskoy A., Blandford R.D., 2012, MNRAS, 423, 3083
Morlino G., Gabici S., 2015, MNRAS, 451, L100
Pakull M.W., Soria R., Motch C., 2010, Nature, 466, 209
Romero G.E., Gutiérrez E., 2020, Universe, 6, 99
Romero G.E., Vila G.S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, Heidelberg: Springer.
Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2019, A&A, 629, A76
Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J.C., 2010, ApJ, 711, 50
Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J.C., 2011, MNRAS, 418, L79

Galaxy cluster accretion shocks and the origin of ultra-high energy cosmic rays

A.D. Supanitsky[1,3] & S.E. Nuza[2,3]

[1] *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA–CONICET–UNSAM, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 28 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / A pesar del gran esfuerzo observacional realizado en las últimas décadas, el origen de los rayos cósmicos de ultra alta energía sigue siendo desconocido. Aunque las fuentes de estas partículas aún no han sido identificadas, se han logrado grandes avances. En particular, las ondas de choque en cúmulos de galaxias han sido consideradas como posibles sitios de aceleración para protones y núcleos más pesados. La formación de choques externos que rodean los cúmulos de galaxias es una consecuencia natural de la acreción de material desde la red cósmica hacia pozos de potencial. En esta contribución, exploramos la posibilidad de la aceleración de rayos cósmicos en los choques de acreción de cúmulos de galaxias mediante la modelización tanto de la aceleración de núcleos de rayos cósmicos como de su propagación desde el sitio de aceleración hasta que llegan a la Tierra. Los aceleradores de rayos cósmicos se modelan a partir de una muestra de cúmulos de galaxias locales compilada para incluir las estructuras vinculadas más prominentes en el Universo cercano, además del cúmulo de Virgo. También se consideran estadísticamente sistemas más distantes basados en la función de masa de halo del cúmulo y su dependencia con la masa y el corrimiento al rojo. Se ajusta el flujo y el perfil de composición de los rayos cósmicos medidos por el Observatorio Pierre Auger para determinar los parámetros del espectro de inyección asumido de las fuentes dentro del marco de nuestro modelo.

Abstract / Despite the great effort made in recent decades from the observational point of view, the origin of ultra-high energy cosmic remains unknown. Even though the sources of these very energetic particles are not identified yet, great progress has been made in understanding this phenomenon. In particular, galaxy cluster shocks have been considered as a possible acceleration site for CR protons and heavier nuclei. The formation of external shocks surrounding galaxy clusters is a natural consequence of the accretion of material from the cosmic web onto the cluster potential wells. In this contribution, we explore the possibility of CR acceleration in galaxy cluster accretion shocks by modeling both the acceleration of CR nuclei together with their propagation from the acceleration site until they reach the **Earth**. CR accelerators are modeled from a sample of local galaxy clusters compiled to comprise the most prominent bound structures in the nearby Universe, besides the Virgo cluster. More distant systems are also statistically considered based on the cluster halo mass function and its dependency with mass and redshift. The CR flux and composition profile measured by the Pierre Auger Observatory are fitted in order to determine the parameters of the assumed injection spectrum of the sources under the framework of our model.

Keywords / galaxy clusters: intracluster medium — cosmic ray: acceleration — methods: numerical

1. Introduction

The origin of ultra-high energy cosmic rays (UHECRs) remains a mystery. However, significant progress has been made in recent years, largely due to data collected by the two observatories currently in operation: the Pierre Auger Observatory (Aab et al., 2015) in the southern hemisphere and Telescope Array (Fukushima, 2003) in the northern hemisphere.

There are many candidates for the sources of these highly energetic particles. One such candidate is the accretion shocks in galaxy clusters (Kang et al., 1997; Inoue et al., 2007; Zirakashvili & Ptuskin, 2019; Simeon et al., 2023; Blandford et al., 2023). These giant shock waves are generated by the inflow of material onto the potential well of clusters, where they can accelerate particles to extremely high energies. In this study, we explore the possibility that UHECRs are accelerated in these types of sources. We develop a simplified model to describe the acceleration of cosmic rays (CRs) in these large-scale external shock waves and their subsequent propagation through intergalactic space. We also consider a catalog of nearby clusters, besides a complementary uniform distribution of sources, to estimate the flux at Earth. By fitting the CR energy spectrum and the composition profile measured by the Pierre Auger Observatory, we assess the potential contribution of these sources to the observed spectrum of UHECRs.

This proceeding is organized as follows. In Sec. 2, we describe the source model along with all underlying assumptions. In Sec. 3, we describe the procedure for the combined fit of both the flux and the composition

✉ *Contact* / daniel.supanitsky@iteda.cnea.gov.ar Research article

profile to UHECR observations. In Sec. 4, we discuss our results. Finally, in Sec. 5, we present our conclusions.

2. Source model

It is assumed that the particle acceleration in the accretion shocks occurs via the first-order Fermi mechanism, as described in Kang et al. (1997). The acceleration length of the CR particles is given by Jokipii (1987)

$$\lambda_{\rm acc}(E) = \frac{\chi}{\chi - 1}\left(\frac{c}{v_{\rm sh}}\right)^2 r_{\rm g}(E)\,\eta\,\mathcal{J}(\theta,\chi,\eta)\,, \qquad (1)$$

where χ is the compression ratio, c is the speed of light, $v_{\rm sh}$ is the shock velocity, $r_{\rm g}$ the gyroradius, θ is the angle between the magnetic field and the shock normal, η is the proportionality constant between the diffusion coefficient parallel to the magnetic field and the Bohm diffusion coefficient, and $\mathcal{J}(\theta,\chi,\eta)$ is a function given in Kang et al. (1997).

In this work, a compression ratio $\chi = 4$ is assumed, which corresponds to a strong shock. The Bohm diffusion coefficient is also considered, which sets the value of the proportionality constant to $\eta = 1$. Cosmological simulations suggest that the distribution of θ values associated with accretion shocks in galaxy clusters is approximately uniform (Vazza et al., 2020), then an intermediate value of $\theta = 45^\circ$ is considered for the subsequent calculations.

Magnetic fields at the shock fronts are assumed to be in equipartition with thermal energy. Scalings for the magnetic field intensity, B, and accretion shock velocity with cluster mass were obtained adopting an hybrid approach that combines information from cosmological simulations and observations. In particular, we used the simulations of Rost et al. (2024) to infer the Mach number distribution surrounding galaxy clusters together with the universal temperature and pressure profiles given by Loken et al. (2002) and Arnaud et al. (2010) to model the global thermodynamical properties. The resulting scalings adopted in this work are

$$v_{\rm sh} \;\cong\; 2.83\times10^3\left(\frac{M_{\rm vir}}{10^{15}\,{\rm M}_\odot}\right)^{0.33}\,{\rm km\,s^{-1}} \qquad (2)$$

$$B \;\cong\; 1.71\left(\frac{M_{\rm vir}}{10^{15}\,{\rm M}_\odot}\right)^{0.31}\mathcal{E}(z)^{4/3}\;\mu{\rm G}\,, \qquad (3)$$

where $M_{\rm vir}$ is the galaxy cluster virial mass, z is the cosmological redshift of the cluster, and $\mathcal{E}(z) = \sqrt{\Omega_{\rm M}\,(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ with a total matter density parameter of $\Omega_{\rm M} = 0.315$ and a cosmological constant density of $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_{\rm M}$, corresponding to a flat Universe. Throughout this work, we assume $h = 0.673$ for the reduced Hubble constant parameter.

The CRs loose energy during acceleration due to their interactions with the cosmic microwave background (CMB) and the extragalactic background light (EBL) photons. The interaction lengths for the different processes for both CMB and EBL backgrounds are obtained from `CRPropa 3` (Alves Batista et al., 2022). The processes included are: photopion production, pair production, photodisintegration, and the loss of energy due to the adiabatic expansion of the Universe. The maximum energy, $E_{\rm max}$, is calculated by solving the equation $\lambda_{\rm int}(E_{\rm max}, z, Z) = \lambda_{\rm acc}(E_{\rm max}, Z, M_{\rm vir})$, where $\lambda_{\rm int}$ is the total interaction length and Z the charge number of the nuclear species under consideration. The five nuclear species considered in this work are: proton, helium, nitrogen, silicon, and iron. It is worth mentioning that the EBL model used in the maximum energy calculation is the one of Gilmore et al. (2012). The maximum energy of protons ranges from $\sim 10^{17.8}$ to $\sim 10^{19.8}$ eV for $z \in [0,1]$ and for $M_{\rm vir} \in [10^{13}, 10^{16}]\,{\rm M}_\odot$. For iron nuclei it ranges from $\sim 10^{18.5}$ to $\sim 10^{20}$ eV in the same redshift and virial mass intervals.

The number of CRs of mass number A injected by the sources into the intergalactic medium, per unit of energy and per unit of time is given by

$$\frac{dN_{{\rm CR},A}}{dtdE} = C\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma}\begin{cases}1 & E < E_{\rm max}\\ e^{1-E/E_{\rm max}} & E \geq E_{\rm max}\end{cases} \qquad (4)$$

where C is a normalization constant, γ is the spectral index, and $E_{\rm max} \equiv E_{\rm max}(z, M_{\rm vir}, Z)$ is the maximum energy. The constant C is obtained from the CR luminosity, which is assumed to be proportional to the accretion shock kinetic energy. In particular, the latter is determined assuming that the luminosity corresponding to a nuclei of mass number A is a constant fraction I_A of the total CR luminosity, i.e.

$$\int_{E_{\rm min}}^{\infty} dE\,\frac{dN_{{\rm CR},A}}{dtdE}\,E = I_A\,\mathcal{L}_{\rm CR}, \qquad (5)$$

where $E_{\rm min}$ is the minimum energy of the CRs.

Following Fang & Olinto (2016), the total CR luminosity in the right-hand side of Eq. 5 is estimated by

$$\mathcal{L}_{\rm CR}(M_{\rm vir}, z) \;=\; 1.98\times10^{46}\left(\frac{M_{\rm vir}}{10^{15}\,{\rm M}_\odot}\right)^{1.95}\times (1+1.17\,z)\,\mathcal{E}(z)\,f_{\rm CR}\,{\rm erg\,s^{-1}}\,, \qquad (6)$$

where $f_{\rm CR}$ is the fraction of the accretion shock kinetic energy that goes into the acceleration of CRs.

2.1. Galaxy cluster catalogue

Since accretion shocks in nearby galaxy clusters are the ones that contribute the most to the highest-energy part of the flux within this scenario, a discrete set of clusters from the catalogue of Hernández-Martínez et al. (2024) is considered. From these objects, only those within a comoving distance smaller than 150 Mpc ($z = 0.03395$) are selected. This redshift cut is imposed to preserve the completeness of the set of nearby sources. It is important to note that virial masses of the galaxy clusters in the catalogue, and thus those in the subset considered here, correspond (after assuming an NFW profile and the halo concentrations of Duffy et al. 2008) to $M_{\rm vir} \gtrsim 10^{14.57}\,{\rm M}_\odot$.

We also consider the expected contribution of galaxy groups and clusters with virial masses between 10^{13} and $10^{14.57}\,{\rm M}_\odot$ at redshifts $z \in [0,1]$, as well as those with virial masses larger than $10^{14.57}\,{\rm M}_\odot$ at redshifts $z \in [0.03395, 1]$, under the assumption of a uniform

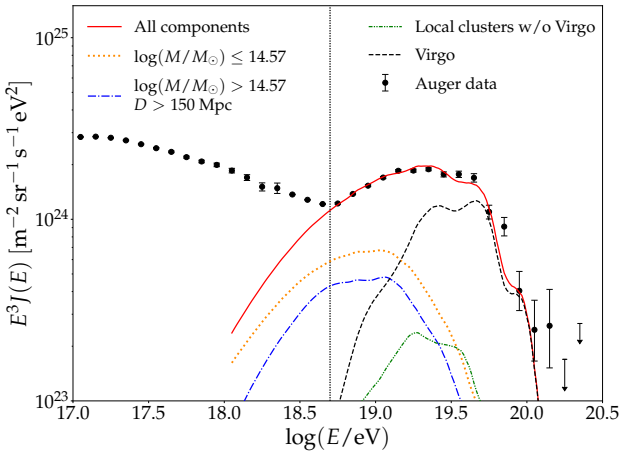


Fig. 1. The cosmic ray flux, multiplied by the cube of the energy, as a function of the logarithm of the primary energy. The data points represent the Auger measurements and the red solid line our best fit model. Different contributions to the total flux are also shown: the Virgo cluster (dashed black line); nearby galaxy clusters without Virgo (dash-double-dotted green line); galaxy clusters with virial masses larger than $10^{14.57}\,\mathrm{M}_\odot$ located at redshifts $z \in [0.03395, 1]$ (dash-dotted blue line), and galaxy clusters with virial masses smaller than $10^{14.57}\,\mathrm{M}_\odot$ (dotted orange line). The vertical line marks the lower energy limit of the data used in the fit.

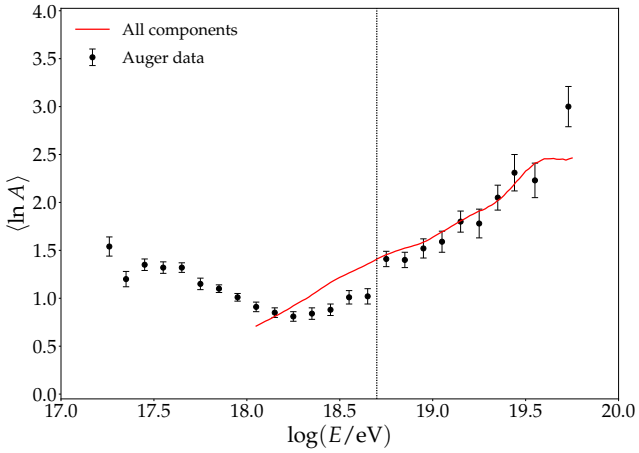


Fig. 2. The mean value of $\ln A$ as a function of the logarithm of primary energy obtained from the $X_{\max}$ Auger measurements. The high-energy hadronic interaction model used to generate the atmospheric air showers for the data analysis is EPOS-LHC. The red solid line corresponds to the result of the fit. The vertical line marks the lower energy limit of the data used in the fit.

distribution. The density of galaxy clusters per unit of virial mass is accounted for adopting the redshift-dependent halo mass function of Tinker et al. (2008).

3. Fit of the energy spectrum and composition profile

The CRs emitted by the extragalactic sources can also interact with the low-energy photons of the CMB and EBL during their propagation through the intergalactic medium. The main processes undergone by these particles are the same as the ones considered to calculate the maximum acceleration energy. Similarly, the program `CRPropa 3` is used to propagate the particles from the acceleration site to the observer. Also, in this case, we adopted the EBL model of Gilmore et al. (2012). Since the flux and composition profile fit is performed for energies above $10^{18.7}$ eV, the sources contributing to the flux observed on Earth are located at redshifts in $z \in [0, 1]$ (Aab et al., 2017). Consequently, the `CRPropa 3` simulations are conducted within this redshift range. Note that the simulations assume a null extragalactic magnetic field; however, this field can play an important role in models including a component below the ankle (Abdul Halim et al., 2024).

The free fit parameters of the model are $S_p = \{\gamma, f_{\mathrm{CR}}, I_{\mathrm{p}}, I_{\mathrm{He}}, I_{\mathrm{N}}, I_{\mathrm{Si}}, I_{\mathrm{Fe}}\}$, with the mass fractions fulfilling the following condition: $\sum_A I_A = 1$. The flux data considered in the fit is taken from Abreu et al. (2021) and the upper limits of the highest energy bins from Aab et al. (2020). The first two moments of $\ln A$ are obtained from $X_{\max}$ measurements (Yushkov, 2019) making use of simulations of the atmospheric air showers initiated by the CRs in the atmosphere. The simulation of the showers are based on high-energy hadronic interaction models that extrapolate low-energy acceleration data to the highest energies. The data set considered in this work is the one obtained by using the high-energy hadronic interaction model EPOS-LHC (Pierog et al., 2015).

The fit is performed considering a χ^2 log-likelihood function for the data points and a Poissonian likelihood function for the upper limits of the flux. The χ^2 log-likelihood function is composed by three different contributions, one for the flux and the other two for the two moments of $\ln A$.

4. Results

Figure 1 shows the CR flux multiplied by the cube of the energy for both our model and observed data. As mentioned before, the fit is performed above $10^{18.7}$ eV, the ankle energy, since the origin of this feature in the energy spectrum is not yet clear (see for instance Abdul Halim et al. 2023 for a discussion). Therefore, the model considered here is for the highest energy component. From the figure it can be seen that, at the highest energies, the flux is dominated by the Virgo cluster, which is the closest one located at ~ 16.7 Mpc. The contribution of the other local galaxy clusters is subdominant. Also, the contribution of the low virial mass galaxy groups ($M_{\mathrm{vir}} \gtrsim 10^{13}\,\mathrm{M}_\odot$) and that corresponding to clusters of virial mass larger than $10^{14.57}\,\mathrm{M}_\odot$ at redshifts $z \in [0.03395, 1]$ are important at energies below the suppression energy. It is evident from the figure that, with the exception of the highest energy data point, the model fits the data quite well.

Figures 2 and 3 show the mean and variance of $\ln A$, respectively. As before, data points represent the Auger measurements and the red solid lines represents the fit to the experimental data. Note that the composition data is available up to $10^{19.73}$ eV, while the flux data reaches

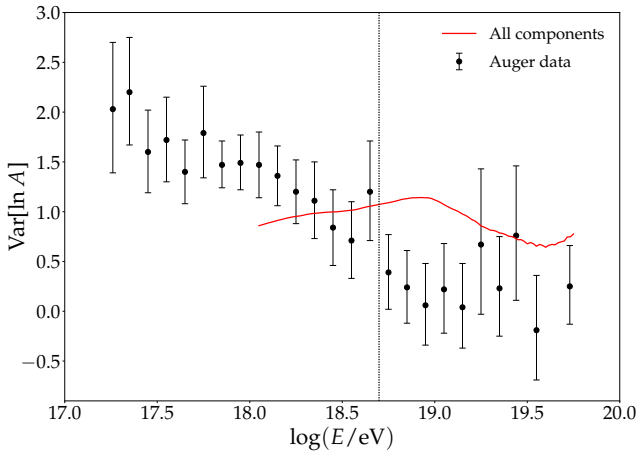


Fig. 3. The variance of $\ln A$ as a function of the logarithm of primary energy obtained from the $X_{\rm max}$ Auger measurements. The high-energy hadronic interaction model used to generate the atmospheric air showers for the data analysis is EPOS-LHC. The red solid line corresponds to the result of the fit. The vertical line marks the lower energy limit of the data used in the fit.

energies above 10^{20} eV. This is because of the reduced duty cycle of the fluorescence telescopes used to measure $X_{\rm max}$. In general, the mean of $\ln A$ (Fig. 2) in our model shows a good agreement with the data, except for the highest energy data point. However, the systematic uncertainty of this point is ~ 0.37 and then it is at less than 2σ form the fitted curve considering total uncertainties. In the case of the variance of $\ln A$, the fit is not so good between $10^{18.7}$ and $19^{19.2}$ eV. However, according to Yushkov (2019), the systematic uncertainties in this energy interval are between 0.5 and 0.6. Therefore, the fit is still compatible with data when considering total errors.

The best fit values of the spectral index and the cosmic ray fraction are: $\gamma = (0.801 \pm 0.036)$ and $f_{\rm CR} = (0.0180 \pm 0.0001)$. The spectral index corresponding to the Fermi mechanism of first order is $\gamma = 2$. However, values of γ of the order of one and even negative values have been found in several analyses (see for instance Aab et al. 2017 and Abdul Halim et al. 2023). The best-fit value of γ corresponds to the spectrum injected by the sources, which may not necessarily match the acceleration spectrum. The spectral index can change due to the propagation of particles through the source environment, influenced by interactions with the surrounding medium and the effects of magnetic fields present in the region. Another possibility is the magnetic horizon effect, which is not taken into account in this work. A cutoff at low energies appears in the spectrum due to the interaction of the particles with the hypothetical intergalactic magnetic field. The inclusion of this effect can produce values of γ close to two (Abdul Halim et al., 2024).

5. Conclusions

In this work, we have computed the flux and composition of UHECRs under the assumption that CRs get accelerated at galaxy cluster accretion shocks of both nearby and distant clusters. These locations are thought to be ideal sites for particle acceleration, which can later propagate through the intergalactic medium until they eventually reach the Earth. After fitting the model parameters to the data at the highest energies, we found that, according to this model, the Virgo cluster is the main contributor of UHECRs, in contrast to less massive and more distant clusters which mainly have an impact at intermediate and low energies.

Overall, we found a good agreement with observations when the CR fraction is of the order of a few percent, and the spectral index of accelerated sources is $\gamma \sim 1$, which is smaller than that predicted by the classical first-order Fermi acceleration mechanism. This discrepancy may be explained by the interactions of the accelerated particles within the source environment. Additionally, the magnetic horizon effect, which is not currently included in the model, could help reconcile the observed spectral index with the predictions of the Fermi mechanism. Nevertheless, further research is required to fully understand the physical processes at play.

Acknowledgements: A.D.S. and S.E.N. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. S.E.N acknowledges support from CONICET (PIBAA R73734) and Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 2021-GRF-TI-00290). A.D.S. acknowledges support from CONICET (PIP 11220200102979CO).

References

Aab A., et al., 2015, Nucl. Instrum. Meth. A, 798, 172
Aab A., et al., 2017, JCAP, 2017, 038
Aab A., et al., 2020, Phys. Rev. D, 102, 062005
Abdul Halim A., et al., 2023, JCAP, 2023, 024
Abdul Halim A., et al., 2024, JCAP, 2024, 094
Abreu P., et al., 2021, European Physical Journal C, 81, 966
Alves Batista R., et al., 2022, JCAP, 2022, 035
Arnaud M., et al., 2010, A&A, 517, A92
Blandford R.D., et al., 2023, PoS, ICRC2023, 127
Duffy A.R., et al., 2008, MNRAS, 390, L64
Fang K., Olinto A.V., 2016, ApJ, 828, 37
Fukushima M., 2003, Progress of Theoretical Physics Supplement, 151, 206
Gilmore R.C., et al., 2012, MNRAS, 422, 3189
Hernández-Martínez E., et al., 2024, A&A, 687, A253
Inoue S., et al., 2007, arXiv e-prints, astro-ph/0701167
Jokipii J.R., 1987, ApJ, 313, 842
Kang H., Rachen J.P., Biermann P.L., 1997, MNRAS, 286, 257
Loken C., et al., 2002, ApJ, 579, 571
Pierog T., et al., 2015, Phys. Rev. C, 92, 034906
Rost A.M., et al., 2024, MNRAS, 527, 1301
Simeon P., et al., 2023, PoS, ICRC2023, 369
Tinker J., et al., 2008, ApJ, 688, 709
Vazza F., et al., 2020, MNRAS, 500, 5350
Yushkov A., 2019, *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, *International Cosmic Ray Conference*, vol. 36, 482
Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S., 2019, *Journal of Physics Conference Series*, *Journal of Physics Conference Series*, vol. 1181, 012033, IOP

Velocidad del sonido en materia densa con reacciones congeladas: impacto en la ecuación de estado e implicancias astrofísicas

M.O. Canullan-Pascual[1,2], M.G. Orsaria[1,2], I.F. Ranea-Sandoval[1,2] & G. Lugones[3]

[1] *Grupo de Astrofísica de Remanentes Compactos, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, La Plata (1900), Argentina*
[2] *CONICET, Godoy Cruz 2290, Buenos Aires (1425), Argentina.*
[3] *Universidade Federal do ABC, Centro de Ciências Naturais e Humanas, Avenida dos Estados 5001- Bangú, CEP 09210-580, Santo André, SP, Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Determinar la velocidad del sonido en materia nuclear densa es clave para entender la ecuación de estado (EdE) en estrellas de neutrones (ENs). En este trabajo, comparamos dos regímenes extremos: equilibrio químico completo (reacciones instantáneas) y reacciones congeladas (fuera de equilibrio), a temperaturas fijas relevantes para ENs y proto-ENs, usando el modelo hadrónico SW4L. Mostramos cómo el congelamiento de reacciones afecta la velocidad del sonido, teniendo implicancias directas para el cálculo de índices adiabáticos y perturbaciones radiales en objetos compactos. Estos resultados sientan las bases para futuras simulaciones de oscilaciones radiales y EdE aplicables a supernovas y fusiones de binarias, donde los procesos fuera de equilibrio son críticos.

Abstract / Determining the speed of sound in dense nuclear matter is crucial for understanding the equation of state (EoS) in neutron stars (NS). In this work, we compare two extreme regimes: full chemical equilibrium (instantaneous reactions) and frozen reactions (out-of-equilibrium), at fixed temperatures relevant for NS and proto-NS, using the hadronic model SW4L. We show how frozen reactions affect the speed of sound, with direct implications for calculating adiabatic indices and radial perturbations in compact objects. These results lay the groundwork for future simulations of radial oscillations and EoS modeling, applicable to supernovae and binary mergers, where out-of-equilibrium processes are critical.

Keywords / stars: neutron — dense matter — equation of state

1. Introducción

Las estrellas de neutrones (ENs) son objetos de alta compacticidad $C = M/R$, donde M es la masa y R el radio. A pesar de décadas de esfuerzos, su composición interna aún no se ha podido dilucidar y continúan debates al respecto (ver, por ejemplo, los trabajos recopilatorios de **?**Burgio et al., 2021, y referencias allí mencionadas). Se espera que la materia en los núcleos de estos objetos compactos se encuentre en regímenes de densidad y presión extremos y, durante un breve periodo de tiempo luego de su formación en la etapa de proto-ENs, de alta temperatura. La imposibilidad de reproducir estos regímenes en laboratorios convierte a las ENs en laboratorios naturales únicos. Bajo estas condiciones extremas, las interacciones entre partículas están gobernadas por la Cromodinámica Cuántica (CDC), la cual enfrenta desafíos teóricos críticos: su naturaleza no perturbativa impide soluciones analíticas directas, y los métodos numéricos como *Lattice CDC* son limitados debido al problema del signo, donde las fluctuaciones cuánticas generan integrales oscilantes que no convergen a densidad bariónica finita (ver **?** y sus referencias). Estas limitaciones motivan el uso de modelos efectivos, como el SW4L en este trabajo, que capturan algunas propiedades esenciales de QCD de manera fenomenológica.

En este trabajo centramos nuestra atención en el estudio de propiedades derivadas de la física microscópica vinculadas a la materia densa que conforma a (proto)ENs (ver, por ejemplo, Prakash et al., 1997; Alp et al., 2022, y referencias allí mencionadas). En particular, analizamos cómo las reacciones químicas congeladas, propias de procesos fuera de equilibrio en escalas dinámicas cortas, modifican la velocidad del sonido en la materia densa isotérmica. Los casos extremos estudiados (equilibrio químico vs. congelamiento) permiten delimitar el comportamiento de la EdE tanto para el estudio de fusiones de ENs como para investigaciones vinculadas con su formación, como consecuencia de un evento supernova de colapso de núcleo. En este estudio preliminar no incluimos la componente de neutrinos en la EdE.

La materia nuclear densa se modelará utilizando la parametrización SW4L (Spinella & Weber, 2019; Malfatti et al., 2020; Celi et al., 2024), que incluye al octeto bariónico completo y a las resonancias delta. Dicho mo-

✉ *Contacto* / canullanmartin@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

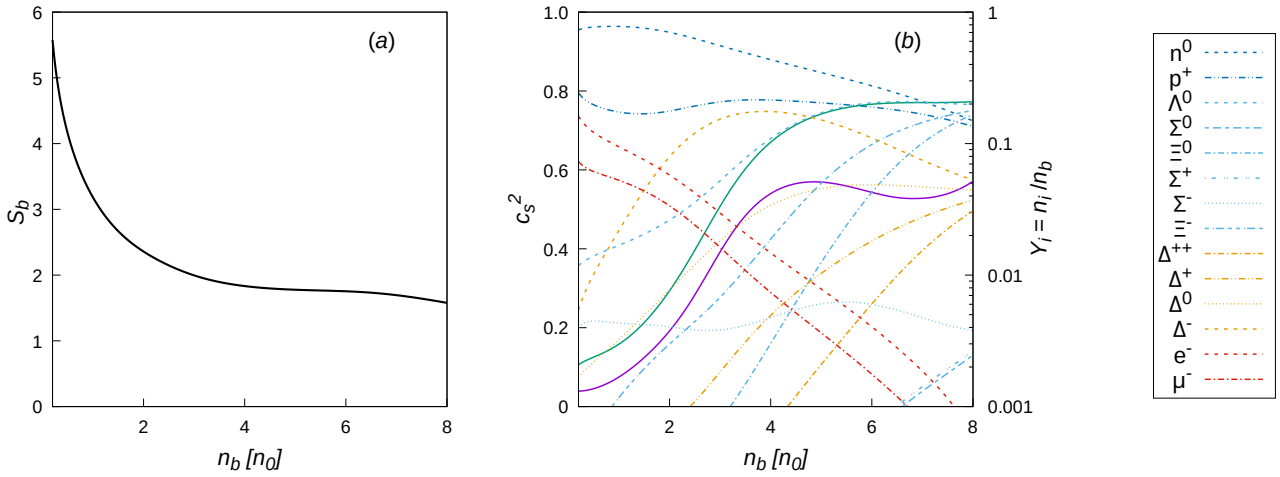


Fig. 1. Resultados para temperatura $T = 40\,\mathrm{MeV}$. En el panel izquierdo (a) se muestra la entropía por barión, S_b, en función de la densidad bariónica, n_b, expresada en términos de la densidad de saturación nuclear, n_0. En el panel derecho (b), en el eje vertical izquierdo, se presenta el cuadrado de la velocidad del sonido, c_s^2, mientras que en el eje derecho se muestran las fracciones de especies de partículas $Y_\mathrm{i} = \frac{n_\mathrm{i}}{n_\mathrm{b}}$, donde n_i la densidad numérica de la partícula i (Nucleones, Hiperones, Resonancias Δ), en función de la densidad bariónica, en unidades de n_0. Las curvas de trazo continuo representan las velocidades del sonido: la línea verde corresponde a la velocidad congelada, c_c, y la línea violeta a la velocidad de equilibrio, c_e. Las curvas de trazo punteado corresponden a las poblaciones de partículas.

delo incluye constantes de acoplamiento dependientes de la densidad.

El trabajo está organizado de la siguiente manera. En la Sección 2 presentamos generalidades teóricas del modelo que describe la materia nuclear, así como también características de las perturbaciones congeladas. Los principales resultados de nuestro estudio se muestran en la Sección 3 y sus implicaciones astrofísicas se analizarán en la Sección 4. En todo nuestro desarrollo consideramos $c = G = k_\mathrm{B} = 1$ y $n_0 = 0.16\,\mathrm{fm}^{-3}$ la densidad de saturación nuclear (**?**).

2. Generalidades teóricas

Para modelar la materia nuclear densa a diferentes temperaturas, usamos la parametrización SW4L, una versión mejorada de los modelos de campo medio relativista con constantes de acoplamiento fijas. En particular, SW4L incluye términos no lineales asociados con las autointeracciones del mesón escalar σ y constantes de acoplamiento dependientes de la densidad asociadas con el campo isovectorial del mesón ρ. Para las constantes de acoplamiento, utilizamos los valores canónicos.

La densidad lagrangiana de este modelo tiene una forma general que incluye nucleones (neutrones, n^0, y protones, p^+), los cuatro estados de las resonancias Δ ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$), hiperones ($\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$) y mesones σ, ω, ρ, σ^*, ϕ. Para detalles relacionados con el modelo en general y con la determinación de las constantes de acoplamiento de la parametrización SW4L ver Malfatti et al. (2020); Celi et al. (2024).

La materia en el interior de las ENs se encuentra en equilibrio químico. Esto requiere considerar las interacciones débiles entre las partículas del SW4L, con la consecuente aparición de los leptones (electrones, e^-, y muones, μ^-), que contribuirán a la neutralidad de carga eléctrica. Imponer estas condiciones nos permite construir la ecuación de estado (EdE) de la materia densa, que es la relación entre la presión y la densidad de energía del sistema. Para un sistema termodinámico en equilibrio, la pendiente de la EdE determina la velocidad del sonido isotérmica:

$$c_\mathrm{e}^2 = \frac{\partial P}{\partial \varepsilon}\Big|_T, \tag{1}$$

La velocidad del sonido, c_s, es una magnitud que da cuenta de cómo se propagan las ondas de presión dentro de un medio. Esta cantidad resulta de gran relevancia para el estudio de (proto)ENs ya que en parte determina la dureza de la ecuación de estado, tiene una injerencia central en el valor de la masa máxima que puede alcanzar una familia de ENs y, de alguna forma, en los radios de dichos objetos (para más detalles ver, por ejemplo, Altiparmak et al., 2022, y referencias allí mencionadas).

Cuando los tiempos de reacción entre partículas son lo suficientemente lentos respecto a la escala de tiempo dinámica que perturba el medio en el que están presentes, la velocidad del sonido congelada, c_c corresponde a un régimen adiabático donde la composición no se ajusta durante la perturbación, como ocurre en la velocidad del sonido adiabática estándar, en la que $c_\mathrm{s}^2 = \partial P/\partial\varepsilon\big|_{S_\mathrm{b}}$. Se calcula manteniendo la entropía por barión, S_b, y las poblaciones de partículas, Y_i, constantes a lo largo de la variación de la presión respecto a la densidad de energía:

$$c_\mathrm{c}^2 = \frac{\partial P}{\partial \varepsilon}\Big|_{S_\mathrm{b}, Y_\mathrm{i}}. \tag{2}$$

Nótese, que las poblaciones de partículas fijas reflejan un congelamiento completo de reacciones.

Las velocidades del sonido definidas en las ecuaciones 1 y 2 representan los límites inferior y superior de la velocidad del sonido para la materia estudiada. En equilibrio, el sistema puede ajustar completamente su composición mediante reacciones nucleares, reduciendo

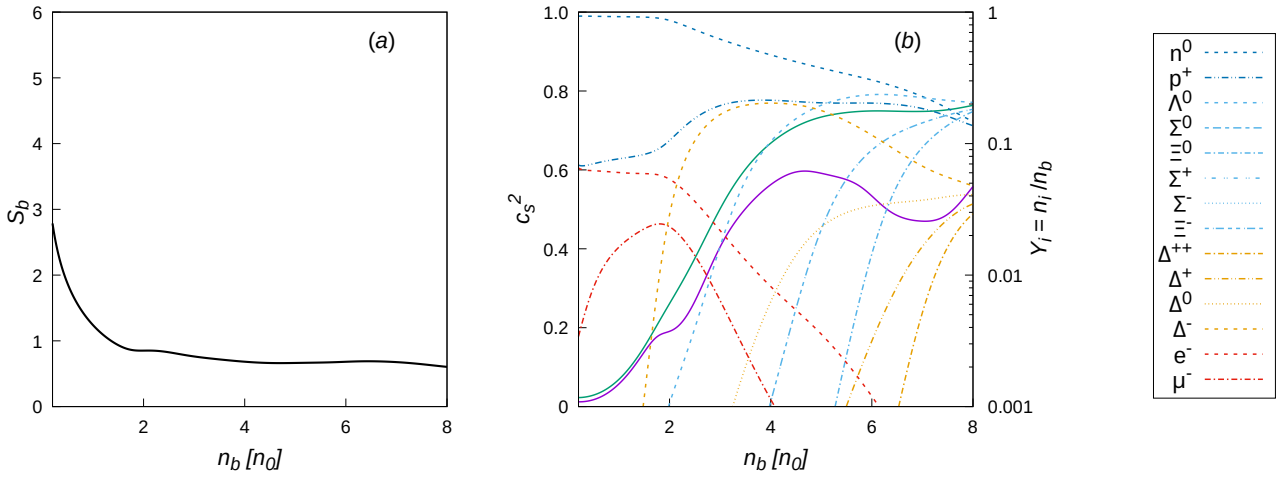


Fig. 2. Resultados para temperatura $T = 15\,\mathrm{MeV}$, presentados de forma análoga a la Figura 1. En el panel izquierdo (a) se muestra la entropía por barión en función de la densidad bariónica. En este caso, la entropía toma valores más bajos que en la Figura 1(a) y presenta una curva menos suave. Esto se debe a la que número de hiperones y resonancias Δ en la materia disminuyen de manera considerable cuando la temperatura disminuye. En el panel derecho (b) las velocidades del sonido muestran un comportamiento menos suave que en la Figura 1(b), debido a un mayor gradiente químico, es decir, hay una meyor diferencia en las concentraciones de especies de partículas. En este caso los hiperones Σ están ausentes. Los hiperones presentes, al igual que en la Figura 1, parecen estar favorecidos. Inclusive puede verse como a densidades más altas su abundancia es comparable a la de los neutrones.

la respuesta de presión ante un cambio en la densidad al redistribuir las partículas entre diferentes especies. En cambio, cuando la composición está congelada, las partículas no pueden redistribuirse en absoluto, lo que lleva a una presión mayor que en equilibrio para el mismo cambio en la densidad. En escenarios más realistas, por ejemplo la fusión de ENs, $c_\mathrm{e} < c_\mathrm{s} < c_\mathrm{c}$.

3. Resultados

Calculamos tres escenarios físicos en los cuales variamos la temperatura. En particular hicimos el análisis para $T = 40\,\mathrm{MeV}$, $T = 15\,\mathrm{MeV}$ y en la aproximación de temperatura nula ($T = 0$ de aquí en adelante). Para los primeros dos casos presentamos la entropía por barión S_b en función de la densidad bariónica n_b y superpuestas ambas velocidades del sonido, la de equilibrio y la congelada, y las poblaciones de partículas. Esto se puede ver en la Figura 1 para el primer caso y en la Figura 2 para el segundo.

En el caso de la Figura 2 se aprecia un aumento de la entropía a $\sim 2\,n_0$ siendo la densidad a la que aparece la resonancia Δ^-. Esta densidad es en particular, en la que las diferencias entre ambas velocidades del sonido empiezan a distinguirse notablemente. También, aunque de modo menos notable, ocurre dicho aumento de entropía para $n_\mathrm{b} \sim 6\,n_0$ donde las resonancias Δ^+ y Δ^{++} muestran su presencia.

En las Figuras 1 y 2 ambas curvas de velocidad son suaves en comparación con la velocidad del sonido en equilibrio a $T = 0$. La velocidad del sonido en equilibrio es siempre menor que la congelada para los tres casos. Respecto a las poblaciones de partículas para la Figura 2 las únicas partículas que no están presentes a ninguna densidad bariónica son Σ^-, Σ^0 y Σ^+.

Como resultado general, se ve que las poblaciones de partículas dependen de manera sensible de la temperatura, T. Además, las partículas compiten por satisfacer la condición de neutralidad de carga eléctrica, lo que determina su distribución a una dada densidad bariónica.

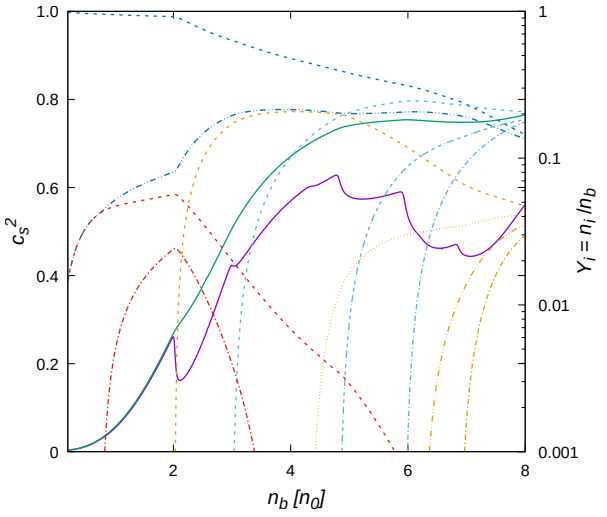


Fig. 3. Resultados para temperatura $T = 0\,\mathrm{MeV}$. En esta figura se puede observar cómo la velocidad del sonido en equilibrio experimenta cambios abruptos cada vez que aparece o desaparece una partícula. Por el contrario, la velocidad del sonido congelada muestra un comportamiento mucho más suave. Este comportamiento suave de la velocidad congelada se debe a que las partículas no respetan el equilibrio beta, lo que les permite reconfigurarse libremente y evitar así altos gradientes químicos. En este caso, al igual que ocurre en la Figura2(b), tampoco se encuentran presentes las partículas Σ. Los estilos y colores de cada línea son los mismos que los utilizados en la Figuras 1(b) y 2(b).

Para las resonancias, Δ^- es el primer estado en poblarse, y esto hace que disminuya significativamente el número leptónico. Las otras tres resonancias, Δ^0, Δ^+ y Δ^{++}, aparecen sucesivamente a densidad bariónica unas pocas veces n_0, en los casos $T = 15\,\mathrm{MeV}$ y $T = 0\,\mathrm{MeV}$, mientras que para $T = 40\,\mathrm{MeV}$, estos estados ya están presentes en la materia densa a densidades muy bajas.

La principal contribución de los hiperones proviene de los Λ^0 y los Ξ, cuyas poblaciones crecen de manera monótona con la densidad, dominando la composición de la materia a densidades muy altas. Otras especies de hiperones también están presentes, pero en menor proporción.

Es importante señalar que no mostramos la entropía por barión para el caso $T = 0\,\mathrm{MeV}$ ya que esta es nula. Sin embargo, se incluyen las poblaciones de partículas y curvas de velocidad del sonido en la Figura 3.

Cabe destacar que con el modelo hadrónico utilizado, podrían construirse familias de estrellas compactas con valores de la velocidad del sonido compatibles con los resultados reportados en un estudio reciente Altiparmak et al. (2022), que sugiere que la EdE de las ENs debería tener una velocidad del sonido sub-lumínica no monótona, tal que $c_\mathrm{s}^2 > 1/3$ **para algún valor de densidad bariónica**.

4. Conclusiones

En este trabajo, estudiamos propiedades microscópicas relacionadas con la materia nuclear modelada con la parametrización SW4L. Estudiamos condiciones termodinámicas a temperaturas fijas, cambios en las poblaciones de partículas y, en los casos isotermos, el perfil de entropía por barión en el contexto de ENs frías y (proto)ENs. Además, analizamos el efecto de reacciones fuera del equilibrio en el caso de poblaciones congeladas en el cálculo de la velocidad del sonido. Como regla general, obtuvimos que la velocidad del sonido congelada es mayor a la de equilibrio para todo valor de densidad bariónica.

Calculamos, además, los perfiles de entropía por barión para un amplio rango de valores de densidad bariónica. Para las dos temperaturas analizadas, observamos que hacia valores de $n_\mathrm{b} \gtrsim 2\,n_0$ la entropía por barión se vuelve aproximadamente constante, $S_\mathrm{b} \sim 2$ cuando $T = 40$ MeV y $S_\mathrm{b} \sim 1$ en el caso $T = 15$ MeV.

Este análisis microscópico resultará de gran relevancia para analizar el impacto de las propiedades de la materia a nivel subatómico sobre cantidades macroscópicas cuando, a futuro, resolvamos las ecuaciones de estructura estelar y realicemos el cálculo de los índices adiabáticos asociados a perturbaciones en equilibrio y fuera de él (como fue estudiado, por ejemplo, en Meltzer & Thorne (1966) y Haensel et al. (2002) y sus referencias). Esto nos permitirá analizar la estabilidad de dichas configuraciones estelares frente a perturbaciones radiales. Un análisis detallado de estos índices podría proporcionar información sobre la evolución térmica y la estructura interna de estas estrellas, abriendo nuevas perspectivas en la comprensión de la materia densa que las compone.

Además de servir como base para estudios futuros sobre los índices adiabáticos y perturbaciones radiales de ENs, la motivación de este trabajo fue también comenzar a diseñar una EdE que pueda usarse en simulaciones numéricas de supernovas de colapso de núcleo y fusiones de ENs binarias. Estos eventos astrofísicos predicen la formación de objetos compactos calientes con presencia de neutrinos en algunas de sus etapas evolutivas. En el caso de las supernovas, es sabido que una proto EN caliente se forma durante la contracción del progenitor. Por otro lado, en las fusiones de ENs binarias, la materia caliente y densa se genera en la fase posterior a la fusión, dependiendo de las masas combinadas de las estrellas involucradas. Este proceso transitorio da lugar a la emisión de ondas gravitacionales, que contienen información crucial sobre la EdE de la materia caliente y densa. Dicha EdE influye tanto en la estabilidad del objeto remanente como en los procesos disipativos durante la evolución transitoria (ver Sedrakian & Harutyunyan (2022) y sus referencias).

Si bien nuestra investigación es preliminar y no hemos considerado presencia de neutrinos, su inclusión en la EdE podría ser relevante. Por ejemplo, en el régimen caliente, durante la formación de una proto EN, los neutrinos quedan atrapados y su camino libre medio es más corto que el tamaño de la estrella. La presencia de neutrinos será un aspecto crucial en trabajos futuros, ya que podrían influir significativamente en la composición de la materia en los contextos astrofísicos mencionados y en los observables asociados a estos eventos.

Agradecimientos: MOC-P es becario doctoral de CONICET. MOC-P, IFR-S y MGO agradecen a la UNLP y al CONICET por los subsidios G187 y PIP 0169. El trabajo de IFR-S está parcialmente financiado por el subsidio PIBAA 0724 de CONICET. GL agradece el financiamiento de CNPq-Brasil (subsidio 316844/2021-7) y de FAPESP-Brasil (subsidio 2022/02341-9).

Referencias

Alp A., et al., 2022, J. of Phys.: Conf. Series, 2340, 012013
Altiparmak S., Ecker C., Rezzolla L., 2022, ApJL, 939, L34
Burgio G., et al., 2021, Prog. Part. and Nucl. Phys., 120, 103879
Celi M.O., et al., 2024, Phys. Rev. D, 109, 023004
Haensel P., Levenfish K., Yakovlev D., 2002, A&A, 394, 213
Malfatti G., et al., 2020, Phys. Rev. D, 102, 063008
Meltzer D.W., Thorne K.S., 1966, ApJ, 145, 514
Prakash M., et al., 1997, Physics Reports, 280, 1
Sedrakian A., Harutyunyan A., 2022, The European Physical Journal A, 58, 137
Spinella W.M., Weber F., 2019, Astronom. Nachr., 340, 145

Non-thermal radiation from stellar bowshocks in windy AGNs

M.C. Gallardo[1,2], L. Abaroa[1,2], & G.E. Romero[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 04 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los núcleos galácticos activos (AGNs) son alimentados por la acreción de agujeros negros supermasivos (SMBHs) ubicados en los centros de las galaxias. Estos SMBHs capturan numerosas estrellas jóvenes que orbitan en trayectorias elípticas. Cuando la tasa de acreción sobre el SMBH supera la tasa de Eddington, las capas externas del disco de acreción son eyectadas por la presión de radiación, generando un viento que expulsa la mayor parte del material acretado. Las estrellas que orbitan el SMBH están expuestas a los efectos de este viento, lo que resulta en ondas de choque cuando interactúan con el viento estelar. Estos choques entre vientos pueden acelerar partículas cargadas hasta velocidades relativistas, las cuales luego se enfrían mediante diversos mecanismos y emiten radiación no térmica. En este artículo presentamos resultados preliminares del estudio de la interacción entre el viento estelar de estrellas jóvenes y el viento generado por el disco de un AGN con acreción super-Eddington.

Abstract / Active galactic nuclei (AGNs) are powered by the accretion of supermassive black holes (SMBHs) at the centers of galaxies. These SMBHs capture numerous young stars that orbit them in elliptical orbits. When the accretion rate to the SMBH exceeds the Eddington rate, the outer layers of the accretion disk are ejected by radiation pressure, creating a wind that expels most of the accreting material. Stars orbiting the SMBH are exposed to the effects of this wind, resulting in shock waves when they interact with the stellar wind. These colliding wind bowshocks can accelerate charged particles to relativistic speeds, which then cool by various mechanisms and emit non-thermal radiation. In this paper, we present preliminary results from the study of the interaction of the stellar wind of young stars with windy AGNs.

Keywords / quasars: supermassive black holes — accretion, accretion disks — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Supermassive black holes (SMBHs) capture young stars that move in elliptical orbits around them. In our Galaxy, studying the motion of these stars has allowed the determination of the mass of the central black hole (Eckart & Genzel, 1996; Ghez et al., 1998; Eckart et al., 2002, 2012; Peißker et al., 2022; GRAVITY Collaboration et al., 2022).

Since the accretion rate to the Galactic black hole is low, the stars are not moving through a particularly dense medium. This scenario changes in the case of SMBHs in galaxies with high accretion rates, such as some Seyfert 1 galaxies. In these systems, the accretion disk becomes supercritical (Fukue, 2004; Sotomayor & Romero, 2022), and its outer layers are ejected by radiation pressure, creating a wind that evacuates most of the accreted material. We call these systems windy active galactic nuclei (AGNs).

Stars captured by the SMBH in such environments are exposed to the effects of this wind. The interaction between the wind of the accretion disk and the stellar wind is expected to produce shock waves (Abaroa et al., 2021, 2022) that can accelerate charged particles to relativistic speeds.

The accelerated particles will cool through several mechanisms, which can lead to broadband electromagnetic emission. Since the stars move in eccentric orbits, the physical conditions are highly variable.

The calculation of radiative processes under these conditions will help us to better understand the origin of the non-thermal radiation observed in the core region of Seyfert galaxies. These galaxies, despite the absence of jets, have high inferred accretion rates, as evidenced by the high luminosity of the surrounding clouds and the excess of soft ultraviolet/X radiation.

In this paper, we calculate the electron acceleration in shocks formed by the interaction between the stellar winds of young stars and the strong winds produced by super-Eddington accretion disks around SMBHs (i.e., windy AGNs). Our goal is to understand the processes leading to non-thermal radiation in the nuclear regions of Seyfert galaxies, especially those with significant accretion activity.

The paper is organized as follows. In Sect.2, we describe the physical model and detail the properties of the accretion disk and the stars involved. Sect.3 focuses on the interaction between the winds and the resulting shock dynamics. In Sect.4, we present the main results of our analysis, including the cooling rates of the elec-

✉ *Contact* / marugallardo@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

trons for different radiative processes. In Sect. 5 we end with our conclusions.

2. Disk, wind, and stars

2.1. The accretion disk and its wind

Accretion disks are categorized according to their mass accretion rates, with a particular distinction between standard disks and super-Eddington disks. The critical radius (also referred to as the spherization radius) plays a key role in this classification by separating the disk into two regions: the outer region, which behaves as a standard disk characterized by a stable flow (Shakura & Sunyaev, 1973), and the inner region, where the disk is radiation-dominated and advection becomes important (Fukue, 2004).

We assume a SMBH with mass $M_{\rm SMBH} = 4\times10^7\,M_\odot$ and an accretion rate at the outer part of the disk of $\dot{M}_{\rm input} = 10\dot{M}_{\rm Edd}$. The Eddington rate depends only on the mass of the SMBH:

$$\dot{M}_{\rm Edd} = \frac{L_{\rm Edd}}{\eta c^2} = 2\times10^{-8} M_{\rm SMBH}\,{\rm yr}^{-1}, \quad (1)$$

where $L_{\rm Edd}$ is the Eddington luminosity, $\eta \approx 0.1$ is the accretion efficiency, and c the speed of light. The super-Eddington disk is inflated at the critical radius, $r_{\rm crit} \sim 40\dot{m}_{\rm input} r_{\rm g}$, where $r_{\rm g} = GM_{\rm SMBH}/c^2$ is the gravitational radius.

The outer layers of the inner supercritical disk are ejected as strong winds since the accretion is self-regulated at about the Eddington rate for radii $\lesssim r_{\rm crit}$. Therefore, the total mass loss in winds is about $\dot{M}_{\rm loss} \approx \dot{M}_{\rm input}$ (Abaroa et al., 2024). The speed of this wind can be estimated as (King, 2010):

$$v_{\rm dw} = \frac{c}{2\sqrt{\dot{m}}}, \quad (2)$$

where $\dot{m} = \dot{M}_{\rm input}/\dot{M}_{\rm Edd}$ is the normalized rate. We then get $v_{\rm dw} \approx 15000\,{\rm km\,s^{-1}}$.

2.2. Stars

We assume that the stars orbiting the SMBH are of spectral types O4 and O9, with eccentricities of 0.3 (low) and 0.9 (high). At low eccentricity, the periastron is $r_{\rm p,low} = 30\,r_{\rm crit}$ and the apoastron $r_{\rm a,low} = 56\,r_{\rm crit}$; at high eccentricity, we have $r_{\rm p,high} = 4\,r_{\rm crit}$ and $r_{\rm a,high} = 82\,r_{\rm crit}$. In all cases, we calculate the orbits so that the periastrons are larger than the critical radius of the disk, ensuring that the stars do not cross the inner disk. Furthermore, the star-disk interaction, which could lead to flares, is not considered in this work. Table 1 lists the parameters of the two stars considered in this work.

3. Collision of winds

The wind ejected from the disk interacts with the stellar wind in the interaction region, where shock waves are produced. Under certain physical conditions, these shocks may lead to particle acceleration. We characterize this region and the shocks in the following section.

Table 1. Stellar parameters of our model. All taken from Kobulnicky et al. (2019), except for the magnetic field, taken from Wade & MiMeS Collaboration (2015).

Star	$T_{\rm eff}$ (K)	$R_\star$ ($R_\odot$)	Mass ($M_\odot$)	$\dot{M}_{\star\rm w}$ ($M_\odot{\rm yr}^{-1}$)	$v_{\star\rm w}$ (km s^{-1})	$B_\star$ (G)
O9III	30700	13.6	23	5.48×10^{-8}	1300	750
O4If	40700	19.0	58	1.98×10^{-5}	1600	750

3.1. Contact discontinuity and stagnation point

The winds collide at a surface called the contact discontinuity (CD), whose closest point to the star is the stagnation point (SP), where the ram pressure of the disk-driven wind is equal to that of the stellar wind:

$$P_{\rm ram}(d - R_0) = \rho_{\rm dw} v_{\rm dw}^2 = \rho_{\star\rm w} v_{\star\rm w}^2 = P_{\rm ram}(R_0), \quad (3)$$

Assuming that both winds are spherically symmetric, the density of the stellar wind at this location is given by:

$$\rho_{\star\rm w} = \frac{\dot{M}_\star}{4\pi {R_0}^2 v_{\star\rm w}}, \quad (4)$$

and the density of the disk-driven wind reads:

$$\rho_{\rm dw} = \frac{\dot{M}_{\rm dw}}{4\pi (d - R_0)^2 v_{\rm dw}}. \quad (5)$$

Here, R_0 and $d - R_0$ are the distances to the SP, from the center of the star and from the SMBH, respectively (where d is the instantaneous separation between the star and the SMBH along the orbit).

Two shock fronts are generated at the CD: a forward shock (FS), which propagates in the same direction as the stellar wind with a velocity $\sim v_{\rm dw} + v_{\rm orb}$ (where $v_{\rm orb}$ is the orbital velocity of the star), and a reverse shock (RS), which propagates in the opposite direction with a velocity $\sim v_{\star\rm w}$.

3.2. Thermal cooling and shock dynamics

We focus on adiabatic shocks, where particle acceleration can occur. The shock is adiabatic if the thermal cooling length, R_Λ, is greater than $\Delta X_{\rm accel}$ (McCray & Snow, 1979). The cooling length defines the distance over which the shocked material loses significant energy through radiation:

$$R_\Lambda = \frac{5.9\times10^{-11}\left(\frac{v_{\rm sh}}{\rm km\ s^{-1}}\right)^3}{\left(\frac{n_{\rm w}}{\rm cm^{-3}}\right)\left[\Lambda(T_{\rm sh})/{\rm erg\ s^{-1}\ cm^{-3}}\right]}\,{\rm cm}, \quad (6)$$

where $n_{\rm w}$ is the number density of the undisturbed medium, μ is the mean molecular weight ($\mu = 0.6$ for a fully ionized plasma), and $\Lambda(T_{\rm sh})$ is the cooling function which depends on the shock temperature (see e.g., Raymond et al. 1976; Myasnikov et al. 1998; Wolfire et al. 2003).

We assume that the acceleration region is a compact area near the apex of the bowshock. We calculate its size as $\Delta X_{\rm accel} \sim \mathcal{M}^{-2} R_0$, where $\mathcal{M} = v_{\rm sh}/c_{\rm s}$ is the Mach number of the shocked wind and $c_{\rm s}$ is the speed of sound.

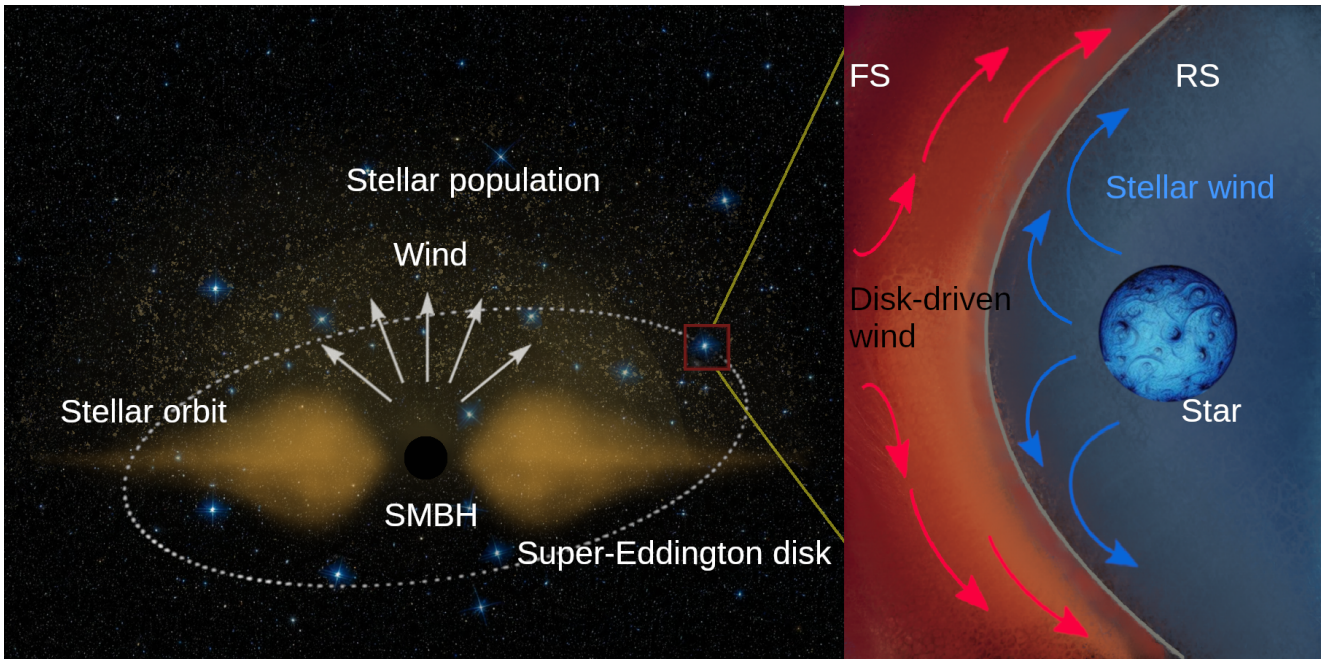


Fig. 1. Conceptual illustration of the proposed scenario. *Left*: Super-Eddington SMBH and population of stars in a galactic center with eccentric orbits. *Right*: The dense wind from the disk of the SMBH collides with the stellar wind, producing two shocks. Adapted from Abaroa et al. (2023) and Abaroa & Romero (2024).

We obtain that both the RS and the FS remain adiabatic throughout the orbit for the assumed stars and eccentricities.

3.3. Magnetic field in the acceleration region

The magnetic field strength at the CD is mainly determined by the stellar surface magnetic field $B_\star$. The intensity and geometry of $B_{\rm CD}$ can be classified as dipole (i), radial (ii), or toroidal (iii) (Eichler & Usov, 1993):

$$B_{\rm CD} \approx B_\star \begin{cases} \dfrac{R_\star^3}{R_0^3}, & R_\star < R_0 < r_{\rm A} \quad \text{(i)} \\ \dfrac{R_\star^3}{r_{\rm A} R_0^2}, & r_{\rm A} < R_0 < R_\star \left(\dfrac{v_{\star \rm w}}{v_{\rm rot}}\right) \quad \text{(ii)} \\ \dfrac{R_\star^2 v_{\rm rot}}{r_{\rm A} R_0 v_{\star \rm w}}, & R_\star \left(\dfrac{v_{\star \rm w}}{v_{\rm rot}}\right) < R_0 \quad \text{(iii)} \end{cases} \tag{7}$$

where $R_\star$ is the stellar radius, $r_{\rm A}$ the Alfvén radius, and $v_{\rm rot} \sim 0.1 v_{\star \rm w}$ is the surface rotation velocity.

3.4. Energy gain and losses

We assume that particles reach relativistic energies through a diffusive shock acceleration mechanism (Fermi type I). The acceleration rate is given by:

$$t_{\rm acc}^{-1} = \frac{e\, B\, \eta\, c}{E}, \tag{8}$$

where e is the electric charge, Z the atomic number, c the speed of light, B the magnetic field, E the particle energy. The acceleration efficiency η in the Bohm diffusion regime is given by:

$$\eta = \frac{3}{8}\left(\frac{v_{\rm w}}{c}\right)^2, \tag{9}$$

where $v_{\rm w}$ is the wind velocity, with $v_{\star \rm w}$ for the RS and $v_{\rm dw}$ for the FS.

The accelerated particles can cool through various interactions; we have considered the following radiative processes:

- Synchrotron: Interaction between relativistic electrons and magnetic field lines. We consider the stellar magnetic field at the CD.
- Inverse Compton (IC) scattering: Relativistic electrons collide with low-energy thermal photons, transferring energy to the latter. We consider the stellar radiation field as the photon source.
- Relativistic Bremsstrahlung: Interaction between relativistic electrons and the electric field of ions or nuclei in the surrounding medium. The cold matter is the stellar wind at the CD.

4. Results

Figure 2 shows the timescales on a logarithmic scale for electron acceleration, advective escape, and cooling, for both periastron and apoastron. We show in this work only the results for the RS. IC scattering is the dominant process in all cases. We only consider the thermal ultraviolet photons from the star as the target field. This field dominates in all cases over the radiation field of the photosphere of the disk-driven wind at the SP, $U_{\rm rad}^{\star}(R_0) \gg U_{\rm rad}^{\rm dw}(R_0)$. We observe no variation in the maximum energy of the relativistic electrons, which is $\sim 1\,$GeV in all cases. The scenarios with the highest cooling rates correspond to the most eccentric

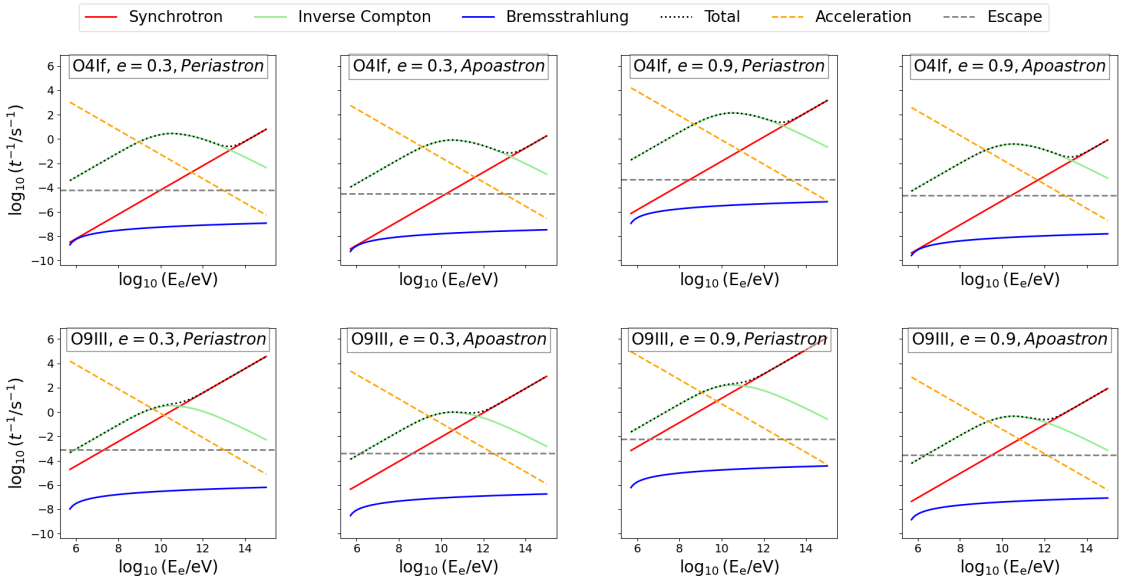


Fig. 2. Timescales for electron acceleration, advective escape, and cooling at the RS, for both periastron and apastron of orbits with eccentricities of 0.3 and 0.9. *Upper panels*: Stars of spectral type O4If. *Lower panels*: Stars of spectral type O9III. The acceleration efficiency is $\eta_{\rm acc} \sim 4 \times 10^{-5}$ in all cases.

stars at periastron (right panels). Thus, these scenarios are likely to contribute most to the electron synchrotron and IC emission of the RS in the system. The magnetic field in the acceleration region ranges from $\sim 6\,$G at $\mathbf{r}_{\rm a}$, to $\sim 700\,$G at $\mathbf{r}_{\rm p}$ for the most eccentric orbits. In Table 2 we list the values of R_0 for different stars at $r_{\rm p}$ and $r_{\rm a}$.

Star	Eccentricity	$R_0(r_p)$	$R_0(r_a)$
O4If	0.9	$5R_\star$	$103R_\star$
	0.3	$37R_\star$	$70R_\star$
O9III	0.9	$1R_\star$	$5R_\star$
	0.3	$1.8R_\star$	$3.5R_\star$

Table 2. Variation of R_0 for the two stars, depending on their eccentricity and orbital position.

5. Conclusions

We conclude that, under the assumptions adopted in this work, shocks formed by the collision of winds from stars orbiting a super-Eddington SMBH (a windy AGN) may be adiabatic and capable of accelerating electrons to relativistic energies by diffusive shock acceleration. These relativistic particles could produce non-thermal radiation, including radio synchrotron and IC emission from the RS. In future work, we plan to study proton acceleration and compute the expected non-thermal emission from the system.

References

Abaroa L., Romero G.E., 2024, A&A, 691, A73
Abaroa L., Romero G.E., Sotomayor P., 2023, A&A, 671, A9
Abaroa L., Romero G.E., Sotomayor Checa P., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 265
Abaroa L., Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 262
Abaroa L., et al., 2024, A&A, 691, A93
Eckart A., Genzel R., 1996, Nature, 383, 415
Eckart A., et al., 2002, MNRAS, 331, 917
Eckart A., et al., 2012, A&A, 537, A52
Eichler D., Usov V., 1993, ApJ, 402, 271
Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
Ghez A.M., et al., 1998, ApJ, 509, 678
GRAVITY Collaboration, et al., 2022, A&A, 657, L12
King A.R., 2010, MNRAS, 402, 1516
Kobulnicky H.A., Chick W.T., Povich M.S., 2019, AJ, 158, 73
McCray R., Snow T. P. J., 1979, ARA&A, 17, 213
Myasnikov A.V., Zhekov S.A., Belov N.A., 1998, MNRAS, 298, 1021
Peißker F., et al., 2022, ApJ, 933, 49
Raymond J.C., Cox D.P., Smith B.W., 1976, ApJ, 204, 290
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, H. Bradt, R. Giacconi (Eds.), *X- and Gamma-Ray Astronomy*, *IAU Symposium*, vol. 55, 155
Sotomayor P., Romero G.E., 2022, A&A, 664, A178
Wade G.A., MiMeS Collaboration, 2015, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 494, 30
Wolfire M.G., et al., 2003, ApJ, 587, 278

Classifying X-ray binaries using only X-ray data

M.B. Badaracco[1], L. Bignone[1], L.J. Pellizza[1], G.J. Escobar[2,3], A. Filócomo[4], J.F. Albacete Colombo[4], P. Cataldi[1], L. Carvalho[1], J. Castagnino[1], N. Fische[1] & S.E. Pedrosa[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei, Università degli Studi di Padova, Italia*
[3] *Instituto de Astrofísica de Canarias, España*
[4] *Universidad Nacional de Río Negro, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 24 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las propiedades de las primeras generaciones de estrellas formadas durante la Época de Reionización (EoR, $10^8 - 10^9$ a después del Big Bang) y su influencia sobre la evolución de galaxias son tópicos fundamentales de investigación en Astrofísica extragaláctica. Varios autores han sugerido que las binarias de rayos X de alta masa (HMXBs) podrían haber contribuido significativamente a la retroalimentación energética sobre su entorno en aquella época, participando en la regulación de la formación estelar cósmica y en el estado de ionización del medio intergaláctico (IGM). Luego, la determinación de las propiedades de las poblaciones de HMXBs en el Universo Temprano es importante. Esto puede realizarse explorando poblaciones de HMXBs en galaxias locales de baja metalicidad, las cuales se asumen como análogas de aquellas predominantes durante la EoR. Incluso localmente, la resolución de las observaciones hace difícil la asignación precisa de la contraparte visual de una binaria de rayos X. Luego, nuestro objetivo es distinguir claramente entre HMXBs, binarias de rayos X de baja masa (LMXBs) y fuentes extragalácticas usando sólo datos en rayos X. Para ello, exploramos la técnica de clasificación *Random Forest* aplicada a datos de Chandra de catálogos recientes de binarias de rayos X galácticas y de grandes acretores extragalácticos. La presente contribución muestra nuestros resultados preliminares, que sugieren que las características en rayos X podrían ser suficientes para distinguir HMXBs de otras fuentes, aunque se requieren análisis adicionales, especialmente en relación con la absorción interestelar.

Abstract / The properties of the first generations of stars formed at the Epoch of Reionization (EoR, $10^8 - 10^9$ yr after the Big Bang), and their influence on the evolution of galaxies are fundamental research topics in extragalactic Astrophysics. Several authors have suggested that High Mass X-ray Binaries (HMXBs) may have contributed significantly to the energy feedback into their environment at that epoch, participating in the regulation of the cosmic star formation and the ionization state of the intergalactic medium (IGM). The determination of the properties of HMXB populations in the Early Universe is therefore important. This can be done by exploring HMXB populations in local low-metallicity galaxies, which are assumed to be analogs of those prevailing at EoR. Even locally, the resolution of the observations makes difficult the accurate assignment of a visual counterpart for an X-ray binary. Therefore, the goal is to clearly distinguish between HMXBs, Low Mass X-ray Binaries (LMXBs) and extragalactic sources using only X-ray data. On that account, we explore the classification technique Random Forest applied to Chandra data of recent catalogues of Galactic X-ray binaries and extragalactic large accretors. The present contribution shows our preliminar results, which suggest that X-ray features might be sufficient to distinguish HMXBs from other sources, although further analysis is required, particularly regarding interstellar absorption.

Keywords / catalogs — dark ages, reionization, first stars — methods: data analysis — X-rays: binaries

1. Introduction

The EoR is thought to have begun with the birth of the first generations of stars and galaxies, because of their injection of energy into the IGM and interstellar medium (ISM). Power et al. (2009) have suggested that the X-ray radiation of HMXBs may have contributed to this ionization. Jeon et al. (2014) have suggested that the heating induced by HMXBs reduce the recombination rate of the IGM, therefore enhancing the reionization; while Artale et al. (2015) have found that the kinetic feedback of the HMXBs cause a significant heating of the ISM.

X-ray binaries are classified according to the mass of the donor star. The usual way to accomplish this is to assign a visual counterpart via spatial association, yet this fails at large distances. In this work we address the possibility of rely solely on X-ray data for distinguishing between HMXB and LMXB, which may be possible following van Paradijs (1998) and Chaty (2013). The properties they suggest to use are orbital periods, X-ray pulsations and color-color diagrams, which lead us to focus on variability and hardness ratios.

Recently, the development of Machine Learning techniques have opened a new path for research in Astronomy. Efforts have been done to apply these techniques to the classification of sources using only X-ray data. Kumaran et al. (2023) classified point sources

✉ *Contact* / mbadaracco@iafe.uba.ar Research article

of the Chandra Source Catalog 2.0 (CSC 2.0) using the Light Gradient Boosted Machine algorithm and claimed to have achieved noteworthy scores of $\gtrsim 89\%$ for HMXBs. However, their classifier may be unreliable when applied to other galaxies since it was trained with features strongly dependent on distances, such as fluxes in different bands. On the other side, Pérez-Díaz et al. (2024) have developed unsupervised learning and cluster-wise classification techniques, via Gaussian Mixture Models and expectation–maximization algorithm. Their method is able to classify small and large compact accretors such as X-ray binaries and active galactic nuclei (AGNs) with significant level of confidence, whereas it confuses HMXBs and LMXBs. They define new features from those available in CSC 2.0 and their feature selection meets the criteria described in the previous paragraph. In the present work we aim to examine this particular selection.

In Sect. 2 the data and technique applied are described, Sect. 3 presents the results, and Sect. 4 outlines our conclusions.

2. Procedure

For this study, we performed a crossmatch between the latest version of the CSC and recent Galactic X-ray binary catalogs, as well as a catalog of AGNs. The data was analyzed using a Random Forest algorithm, based on source features such as hardness ratios and variability, as discussed in Sect. 1.

Regarding the catalogs, CSC 2.1.1 (Evans et al., 2024) includes information of observations released publicly before the end of 2021. The present work analyzes observations carried out with the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS), which observes in the following bands: broad (b, 0.5–7.0 keV), hard (h, 2.0–7.0 keV), medium (m, 1.2–2.0 keV), soft (s, 0.5–1.2 keV) and ultrasoft (u, 0.2–0.5 keV). On the other hand, Fortin et al. (2023) have compiled information of 152 Galactic HMXBs, while Fortin et al. (2024) cover 339 Galactic LMXBs. After the crossmatch, which is achieved using the tool CDS XMatch Service (Pineau et al., 2011), we recover 82 HMXBs and 126 LMXBs. It is worth noting that: (i) since the Chandra X-ray Observatory is not an all-sky survey, our data represents only a sample of the total population; (ii) some ACIS observations were performed with energy filters applied, which could remove all or most of the sensitivity for certain energy bands; (iii) after the crossmatch, we find five X-ray binaries in common between both of Fortin's catalogs, which we exclude, giving 77 HMXBs and 121 LMXBs; (iv) some X-ray binaries were observed only with the High Resolution Camera, therefore were excluded from this work.

On the other side, the catalog of Véron-Cetty & Véron (2010) provide an amount of AGNs and quasars two orders of magnitude larger than that of X-ray binaries⋆. This gives rise to an imbalanced dataset, i.e., a dataset where some classes have more instances than others. A scenario like this must be handled carefully, since the classifiers tend to perform better for the more numerous classes. In order to achieve the best scores for HMXBs, we explored the effects of class weighting and under- and oversampling by performing three experiments:

- Experiment 1: random undersampling of quasars and AGNs so they match the number of LMXB in our sample, without class weighting.
- Experiment 2: random undersampling of quasars and AGNs so they reach twice the number of LMXB in our sample, with class weighting.
- Experiment 3: oversampling of X-ray binaries and BL Lac sources via SMOTE(Chawla et al., 2011) in combination with random undersampling of quasars and AGNs, so they reach twice the number of LMXB in our original sample. Class weighting here is not necessary, since all classes will have the same amount of instances.

As mentioned in Sect 1, the feature selection explored in the present work is the same as that of Pérez-Díaz et al. (2024), which is described in their Table 1. Namely: hardness ratios, model parameters that fit the spectral energy distribution (SED) and intra–observation variability from the per-observation table of CSC 2.1.1. All of these features were computed in Evans et al. (2024). The aforementioned SED model parameters comprise the temperature of the source estimated by an absorbed black body model spectrum and the photon index of the best fitting absorbed power law model spectrum. Therefore, including them allows us to account for interstellar absorption. However, it is worth noting that no correction for absorption is applied to the hardness ratios.

With respect to missing value imputation, we exclude entries containing NaNs, as in Pérez-Díaz et al. (2024). Although this choice reduces dataset size, it avoids the introduction of spurious information. The data were preprocessed via standard normalization, i.e. scaling the features to have a normal distribution with zero mean and unit variance. The standardization of the features avoids the spurious possible predomination of one of them just for having a larger scale of variability. Whenever a random process was involved in the experiments (such as partitioning the dataset into training and testing sets, or resampling) a fixed random seed of 42 was used to ensure reproducibility. Additionaly, the testing set comprised 20% of the total dataset taken after undersampling for all experiments, and before oversampling for Experiment 3, as the testing dataset must remain representative of the real world.

The classification technique applied here was Random Forest, which was introduced by Breiman (2001).

3. Results and discussion

Figures 1, 2 and 3 show the confusion matrices for Experiments 1, 2 and 3, respectively, as described in Sect. 2. These matrices illustrate the performance of the trained classifier when applied to the testing set. The

⋆Véron-Cetty & Véron (2010) also provide BL Lac objects, but their number after the crossmatch and cleaning is of the same order as that of the X-ray binaries, so they are treated as a minority class.

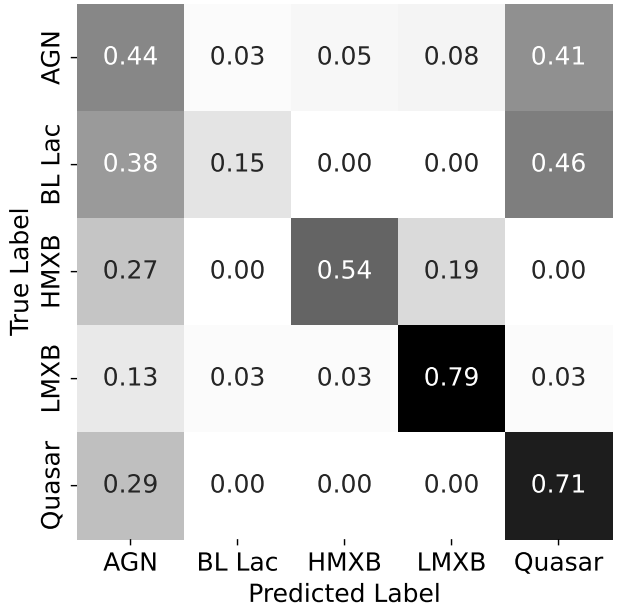


Fig. 1. Experiment 1: random undersampling of large accretors choosing as an arbitrary threshold the amount of LMXB, without class weighting.

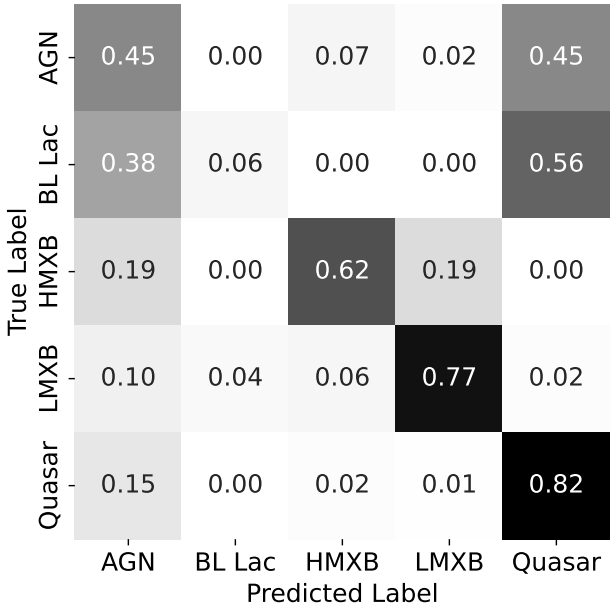


Fig. 2. Experiment 2: random undersampling of quasars and AGNs choosing as an arbitrary threshold twice the amount of LMXB, with class weighting.

greyscale increases from white to black as the number of predictions rises and each element in a row represents the percentage of the total data for that true class that was classified under the corresponding predicted label. In general, the closer a confusion matrix is to diagonal, the better the performance of the classifier. We note that in each confusion matrix the largest value in each column corresponds to the diagonal element, which is a favorable indicator. Outside the diagonal, the largest numbers correspond to some class of large accretor misclassified as other class of large accretor. However, this is not particularly problematic in our case, as we focus primarily on HMXBs.

Table 1 presents the scores achieved in each experiment for all classes. *Precision* measures the proportion of true positives among all positive predictions for a given class. For our purposes, a low precision for HMXBs would mean the misclassification of X-ray sources into this category, leading to an overestimation of their number when applying the classifier to a galaxy. *Recall* measures the proportion of instances that are correctly identified as belonging to a given class. To clarify this concept, a galaxy with a small number of HMXBs** would require a classifier with high recall for this class, since the cost of missing a HMXB is significantly high. Therefore, the metric criteria for choosing the best classifier may depend on the characteristics of the galaxy in question. As an alternative, one could rely on the *F1* score, which balances precision and recall. Since this work is still preliminary, we have not exclusively settled on one option. According to the F1 score for HMXBs,

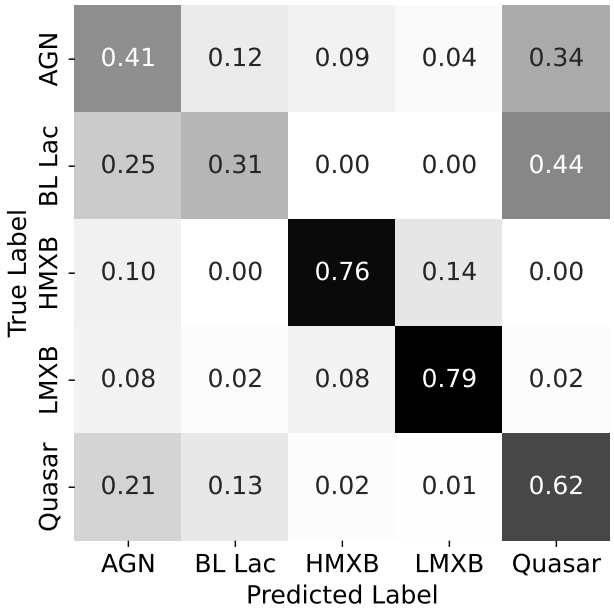


Fig. 3. Experiment 3: oversampling of X-ray binaries and BL Lac sources in combination with random undersampling of large accretors, choosing as an arbitrary threshold twice the amount of LMXB. Class weighting was not applied.

**It is possible to anticipate whether this is the case by studying the specific star formation rate along with the total mass of the host galaxy, for example.

Table 1. Scores for the three experiments. While recall can be recovered from the diagonal elements of the confusion matrices, precision and F1 require the actual amount of elements in each class for their computation.

Class	Exp. 1			Exp. 2			Exp. 3		
	Precision	Recall	F1	Precision	Recall	F1	Precision	Recall	F1
HMXB	0.82	0.54	0.65	0.54	0.62	0.58	0.55	0.76	0.64
LMXB	0.79	0.79	0.79	0.84	0.77	0.80	0.84	0.79	0.82
AGN	0.35	0.44	0.39	0.57	0.45	0.50	0.54	0.41	0.47
BL Lac	0.50	0.15	0.24	0.33	0.06	0.10	0.18	0.31	0.23
Quasar	0.62	0.71	0.67	0.61	0.82	0.70	0.60	0.62	0.61

Experiment 1 appears to yield the best results, closely followed by Experiment 3, while Experiment 2 performs considerably worse. A similar trend is observed for precision for HMXBs, indicating that the class weighting technique is not capable of improving the performance of a classifier. Therefore, more sophisticated undersampling methods, such as cluster centroids or NearMiss, should be explored. The recall obtained for HMXBs in all experiments is higher than that reported by Pérez-Díaz et al. (2024), as can be seen by comparing with their Figure 4. However, their sample is larger, as it was constructed through a crossmatch with SIMBAD (Wenger et al., 2000)***, so the comparison may not be statistically meaningful.

On the other side, *accuracy* is a global metric and is defined as the frequency of correct predictions across all classes. It is particularly useful in balanced datasets where all classes have the same relevance. Since we focus especially on HMXBs, this metric is the least important yet, for completeness, the values we obtained are 0.6, 0.63, and 0.59 for Experiments 1, 2 and 3, respectively.

4. Conclusions and future work

In the present work we aimed to clearly distinguish HMXBs from other X-ray sources in order to characterize their populations in local, low-metallicity galaxies. Although the results obtained seem promising, suggesting that the X-ray features of these sources are sufficient for accurate classification, further considerations on feature selection must be taken into account, especially regarding interstellar absorption since, as mentioned in Sec. 2, the hardness ratios of CSC 2.1.1 are not corrected for absorption. Future work also includes expanding the dataset by incorporating information from other X-ray observatories, while ensuring data homogeneity. Additionaly, further exploration of advanced under- and oversampling techniques will be pursued in order to improve classification performance.

Acknowledgements: The authors acknowledge support from Argentine ANPCyT and CONICET, through grants PICT-2020-0582 and PIP-2022-0214 respectively. We also thank the anonymous referee for their helpful comments and suggestions, which improved the manuscript.

***Therefore they may include, for example, HMXBs from the Magellanic Clouds.

References

Artale M.C., Tissera P.B., Pellizza L.J., 2015, MNRAS, 448, 3071
Breiman L., 2001, Machine Learning, 45, 5
Chaty S., 2013, Advances in Space Research, 52, 2132
Chawla N.V., et al., 2011, arXiv e-prints, arXiv:1106.1813
Evans I.N., et al., 2024, ApJS, 274, 22
Fortin F., et al., 2023, A&A, 671, A149
Fortin F., et al., 2024, A&A, 684, A124
Jeon M., et al., 2014, MNRAS, 440, 3778
Kumaran S., et al., 2023, MNRAS, 520, 5065
Pérez-Díaz V.S., et al., 2024, MNRAS, 528, 4852
Pineau F.X., et al., 2011, A&A, 527, A126
Power C., et al., 2009, MNRAS, 395, 1146
van Paradijs J., 1998, R. Buccheri, J. van Paradijs, A. Alpar (Eds.), *The Many Faces of Neutron Stars.*, *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C*, vol. 515, 279
Véron-Cetty M.P., Véron P., 2010, A&A, 518, A10
Wenger M., et al., 2000, A&AS, 143, 9

Clasificación de modos de oscilación en protoestrellas de neutrones: relajando la aproximación de Cowling relativista

M.C. Rodríguez[1,2] & I.F. Ranea-Sandoval[1,2]

[1] *Grupo de Astrofísica de Remanentes Compactos, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, La Plata (1900), Argentina*
[2] *CONICET, Godoy Cruz 2290, Buenos Aires (1425), Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 16 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los posibles remanentes de una supernova de colapso de núcleo son las protoestrellas de neutrones, cuyos núcleos alcanzan densidades centrales que superan la densidad de saturación nuclear. La ecuación de estado de estos objetos es aún desconocida debido a la dificultad para comprender el diagrama de fases de la cromodinámica cuántica en la región de bajas temperaturas y altos potenciales químicos, cuyas condiciones son compatibles con las del interior de las estrellas de neutrones. Además, la imposibilidad de reproducir estas condiciones extremas en laboratorios terrestres agrega un desafío adicional. Sin embargo, la detección de ondas gravitacionales provenientes de una supernova de colapso de núcleo en la Vía Láctea podría ofrecer una visión complementaria de la física de los objetos compactos, ya que la emisión de estas ondas está estrechamente vinculada a las oscilaciones globales y la dinámica de las protoestrellas de neutrones. Al estudiar las oscilaciones y la dinámica de estos objetos, podemos obtener una visión más profunda y detallada de las propiedades y el comportamiento de la materia bajo condiciones extremas. En este trabajo, aplicamos tres métodos de clasificación para los modos de oscilación no radiales de las protoestrellas de neutrones: la clasificación de Cowling, la nomenclatura generalizada de Cowling y una clasificación basada en propiedades modales. Analizamos la validez de estas clasificaciones cuando la aproximación de Cowling no es considerada.

Abstract / One of the possible remnants of a core-collapse supernova are protoneutron stars, whose cores reach central densities that exceed nuclear saturation density. The equation of state of these objects is still unknown due to the difficulty of understanding the phase diagram of quantum chromodynamics in the region of low temperatures and high chemical potentials, conditions that are compatible with those inside neutron stars. Additionally, the impossibility of reproducing these extreme conditions in terrestrial laboratories adds another challenge. However, the detection of gravitational waves from a core-collapse supernova in the Milky Way could offer complementary insights into the physics of compact objects, as the emission of these waves is closely linked to the oscillations and dynamics of protoneutron stars. By studying the oscillations and dynamics of these objects, we can gain a deeper and more detailed understanding of the properties and behavior of matter under extreme conditions. In this work, we apply three classification methods for the non-radial oscillation modes of protoneutron stars: Cowling classification, generalized Cowling nomenclature, and a classification based on modal properties. We analyze the validity of these classifications when the Cowling approximation is not considered.

Keywords / stars: neutron — stars: oscillations — gravitational waves

1. Introducción

En la última década, la detección de ondas gravitacionales (OG) generadas por la fusión de sistemas binarios de agujeros negros (Abbott et al., 2016) y estrellas de neutrones (EN) (Abbott et al., 2017) ha dado lugar a un nuevo campo de investigación que promete proporcionar información clave sobre la física de estos objetos compactos. Un hito importante fue la detección de la fusión de dos EN, GW170817, de la que no solo se detectaron OG, sino que el evento también fue observado a través de todo el espectro electromagnético, enriqueciendo el panorama de la astronomía multimensajera.

Una visión complementaria de la física de los objetos compactos podría surgir con la detección de OG provenientes de una supernova de colapso de núcleo en la Vía Láctea. Uno de los posibles remanentes de este evento es una protoestrella de neutrones (PEN) (ver, por ejemplo, Burrows & Vartanyan, 2021, y referencias allí mencionadas). Tras su formación, en pocos segundos, las PEN se vuelven más compactas y se enfrían, alcanzando su estado de EN. A medida que la PEN se enfría, su densidad central aumenta rápidamente, superando la densidad de saturación nuclear. A estas densidades, la ecuación de estado sigue siendo en gran medida desconocida. La emisión resultante de OG de una supernova de colapso de núcleo está asociada a las oscilaciones y la dinámica de la PEN (Murphy et al., 2009; Marek et al., 2009; Müller et al., 2013). Por esta razón es que se han realizado estudios de las señales de OG provenientes de simulaciones de supernovas de colapso de núcleo tanto en dos dimensiones con simetría axial, como así también en tres dimensiones, donde el tratamiento es mucho más preciso (ver, por ejemplo, Abdikamalov et al., 2022, y

✉ *Contacto* / mcrodriguez@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

referencias allí mencionadas).

En este trabajo, utilizamos un marco teórico desarrollado para estudiar las perturbaciones estelares y describir la señal de OG de una supernova como la superposición de los modos de oscilación de la PEN (Murphy et al., 2009; Marek et al., 2009; Müller et al., 2013). Normalmente, la clasificación de los modos de oscilación no radiales se basa en el esquema de clasificación propuesto por Cowling (1941), en el que los modos se caracterizan por la naturaleza de la principal fuerza restauradora y el número de nodos en la función propia radial. Sin embargo, en el contexto de PEN, esa clasificación puede no resultar suficiente. Por esta razón, se han explorado métodos alternativos para la clasificación de modos de PEN (Rodriguez et al., 2023), desarrollados en el marco del estudio de las pulsaciones no radiales de estrellas evolucionadas (Unno et al., 1989). Estos métodos ofrecen información complementaria sobre los modos, lo que permite una clasificación más adecuada en este contexto.

Este trabajo continúa la investigación presentada en Rodriguez et al. (2023), donde se identificaron los modos de oscilación de las PEN calculados utilizando la aproximación de Cowling, en la que se desprecian las perturbaciones de fondo del espacio-tiempo y solo se consideran las perturbaciones del fluido. Para la identificación de los modos, empleamos tres métodos de clasificación: la clasificación de Cowling, la Nomenclatura Generalizada de Cowling (NGC) y la Clasificación Basada en Propiedades Modales (CBPM). El objetivo principal en esta ocasión es analizar la validez de las diferentes clasificaciones de modos al relajar la aproximación de Cowling.

Este trabajo está organizado de la siguiente manera. En la sección 2 presentamos las ecuaciones y condiciones de contorno que deben resolverse para calcular los modos de oscilación no radiales de las PEN descritas por los datos de simulaciones de supernovas de colapso de núcleo (Radice et al., 2019). En la sección 3 describimos brevemente los tres métodos de clasificación de modos utilizados. En la sección 4 mostramos los resultados con estos tres enfoques de clasificación. Finalmente, en la sección 5 resumimos nuestro trabajo y presentamos las conclusiones alcanzadas.

2. Oscilaciones de protoestrellas de neutrones

Utilizamos perfiles de PEN obtenidos a partir de simulaciones de supernovas de colapso de núcleo en 3D de Radice et al. (2019), siguiendo el enfoque de Sotani & Takiwaki (2016).

Para describir las perturbaciones del fluido, utilizamos el vector de desplazamiento Lagrangiano

$$\xi^i = (\xi^r, \xi^\theta, \xi^\phi), \tag{1}$$

con

$$\begin{aligned} \xi^r &= \eta_r Y_{lm} e^{-i\sigma t}, \\ \xi^\theta &= \eta_\perp \frac{1}{r^2} \partial_\theta Y_{lm} e^{-i\sigma t}, \\ \xi^\phi &= \eta_\perp \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \partial_\phi Y_{lm} e^{-i\sigma t}, \end{aligned} \tag{2}$$

donde Y_{lm} son los armónicos esféricos y las funciones η_r y $\eta_\perp$ dependen únicamente de la coordenada radial r. Para cada una de las funciones perturbadoras, se asume una dependencia temporal de la forma $e^{i\sigma t}$.

Para encontrar los modos de oscilación, necesitamos resolver un conjunto de cuatro ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden para η_r, $\eta_\perp$ y dos funciones adicionales, f_α y $\delta\hat{\alpha}$, con los valores apropiados en el centro y una condición de contorno. La función escalar $\delta\hat{\alpha}$ es la amplitud de la perturbación de la función de lapso que depende únicamente de la coordenada radial, es decir, $\delta\alpha = \delta\hat{\alpha}(r) Y_{lm} e^{-i\sigma t}$, y f_α se define como $f_\alpha = \partial_r(\delta\hat{\alpha}/\alpha)$. Las ecuaciones para las cuatro funciones desconocidas η_r, $\eta_\perp$, f_α y $\delta\hat{\alpha}$ son

$$\begin{aligned} 0 &= \partial_r \eta_r + \left[\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1}\frac{\partial_r P}{P} + 6\frac{\partial_r \psi}{\psi}\right]\eta_r \\ &\quad + \frac{\psi^4}{\alpha^2 c_s^2}\left(\sigma^2 - \mathcal{L}^2\right)\eta_\perp - \frac{1}{\alpha c_s^2}\delta\hat{\alpha}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} 0 &= \partial_r \eta_\perp - \left(1 - \frac{\mathcal{N}^2}{\sigma^2}\right)\eta_r \\ &\quad + \left[\partial_r \ln q - \tilde{G}\left(1 + \frac{1}{c_s^2}\right)\right]\eta_\perp - \frac{1}{\alpha\tilde{G}}\frac{\mathcal{N}^2}{\sigma^2}\delta\hat{\alpha}, \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned} 0 &= \partial_r f_\alpha + \frac{2}{r} f_\alpha + 4\pi\left[\partial_r \rho - \frac{\rho}{P\Gamma_1}\partial_r P\right]\eta_r \\ &\quad - \frac{4\pi\rho}{P\Gamma_1} q\sigma^2 \eta_\perp + \left[\frac{4\pi\rho^2 h}{P\Gamma_1\alpha} - \frac{1}{\alpha}\frac{l(l+1)}{r^2}\right]\delta\hat{\alpha}, \end{aligned} \tag{5}$$

$$0 = \partial_r \delta\hat{\alpha} - f_\alpha \alpha + \tilde{G}\delta\hat{\alpha}, \tag{6}$$

donde ψ es el factor conforme cuyo valor se establece en 1, Γ_1 es el índice adiabático, P es la presión, ρ es la densidad de masa, h es la entalpía específica, c_s es la velocidad del sonido y $q = \rho h \alpha^{-2}\psi^4$. $\tilde{G} = \frac{1}{\rho h}\partial_r P$ es la componente radial de la aceleración gravitacional. Todas estas cantidades se refieren al interior del PEN. Las frecuencias de Brunt-Väisäla y Lamb permiten definir las zonas de propagación p y g (ver Rodriguez et al. (2023) para más detalles) y sus expresiones vienen dadas por

$$\mathcal{N}^2 = \frac{\alpha\partial_r\alpha}{\psi^4}\left(\frac{1}{\Gamma_1}\frac{\partial_r P}{P} - \frac{\partial_r e}{\rho h}\right), \tag{7}$$

$$\mathcal{L}^2 = \frac{\alpha^2}{\psi^4} c_s^2 \frac{l(l+1)}{r^2}, \tag{8}$$

donde e es la densidad de energía .

Para resolver las Ec. (3)-(6), se debe satisfacer la condición de frontera $\Delta P = 0$ en la perturbación Lagrangiana de la presión en el radio estelar, R. Siguiendo a Morozova et al. (2018), definimos el radio estelar donde $\rho = 10^{10}$g cm^{-3}. La condición de frontera viene dada por

$$q\sigma^2\eta_\perp - \frac{\rho h}{\alpha}\delta\hat{\alpha} + \partial_r P \eta_r = 0. \tag{9}$$

De las Ec. (3)-(6), la regularidad de las soluciones en $r = 0$ requiere

$$\eta_r|_{r=0} = f_\alpha|_{r=0} \sim r^{l-1}, \tag{10}$$

$$\delta\hat{\alpha}|_{r=0} = \alpha(0)\eta_\perp|_{r=0} \sim \frac{\alpha(0)}{l} r^l. \tag{11}$$

Para detalles sobre el método de resolución, ver Rodriguez et al. (2023). Esto se realiza en cada paso temporal de la evolución de la PEN, como se describe en la

sección "Datos" del artículo Rodriguez et al. (2023). Utilizamos modelos con masas de ZAMS de $9M_\odot$, $10M_\odot$, $11M_\odot$, $12M_\odot$, $13M_\odot$, $19M_\odot$, $25M_\odot$ y $60M_\odot$.

3. Clasificación de modos

Para clasificar los modos no radiales de oscilación, aplicamos diferentes esquemas de clasificación que proporcionan información física complementaria sobre las características de los modos y aportan ideas sobre su evolución. Los tres enfoques utilizados se describen brevemente en las siguientes subsecciones (para más detalle, ver Rodriguez et al. (2023) y referencias allí citadas).

3.1. Clasificación de Cowling

Este esquema de clasificación introducido por Cowling (1941) se basa en la fuerza restauradora (presión o flotabilidad) que actúa sobre un elemento de fluido cuando se desplaza de su posición de equilibrio dentro de la estrella. El número de nodos, n, en la función radial propia η_r, que representa las veces que cambia de signo dentro de la estrella, se utiliza para clasificar los modos: el modo fundamental, f, tiene 0 nodos, y los modos p_n y g_n tienen n nodos, con $n \geq 1$. La forma de distinguir un modo p de un modo g con el mismo número de nodos es comparando sus frecuencias: los modos p tienen frecuencias más altas que los modos g, y los modos f se encuentran en el medio.

3.2. Nomenclatura Generalizada de Cowling

Un fenómeno que se observa que afecta el análisis es el de *avoided crossing* (Aizenman et al., 1977), el cual genera inconvenientes en la interpretación de los resultados obtenidos con la clasificación de Cowling. Para abordar esta dificultad, se introduce la NGC (Eckart, 1960; Scuflaire, 1974; Osaki, 1975) que postula que, para estrellas evolucionadas, los modos de oscilación no mantienen necesariamente el mismo número de nodos durante la evolución estelar; en cambio, pueden ganar o perder nodos a lo largo del proceso. Los nodos de las funciones propias se clasifican en nodos g y nodos p, dependiendo de si la curva en el plano $(\eta_r, \eta_\perp)$ se desplaza en el sentido de las agujas del reloj (nodos g) o en sentido contrario (nodos p) al cruzar el eje $\eta_r = 0$, a medida que aumenta la coordenada radial, r (Unno et al., 1989). Denotaremos al número de nodos p y g con N_p y N_g, respectivamente. Su diferencia,

$$\tilde{n} \equiv N_p - N_g, \tag{12}$$

aumenta monótonamente con la frecuencia del modo, y se conserva para cada modo a medida que la estrella evoluciona. Los modos se clasifican dependiendo del signo de $\tilde{n}$, que define si el modo es un modo g ($\tilde{n} < 0$) o un modo p ($\tilde{n} > 0$). Para el modo fundamental, $\tilde{n} = 0$.

3.3. Clasificación basada en propiedades modales

Una segunda clasificación complementaria, la CBPM, fue propuesta por Shibahashi & Osaki (1976). Con este método, los modos de oscilación se clasifican según la región principal donde el modo de oscilación queda atrapado. En este trabajo, utilizamos la CBPM para distinguir los modos según si están atrapados en el núcleo o en la envoltura de la PEN. Para poder describir esta clasificación, se definen los siguientes términos: G_n se refiere al modo atrapado principalmente en la zona del núcleo que tiene n nodos g; p_n al modo atrapado principalmente en la zona de propagación p de la envoltura con n nodos p; y g_n al modo atrapado principalmente en la zona de propagación g de la envoltura con n nodos g.

Una magnitud fundamental para este esquema de clasificación es la relación entre la energía cinética del modo de oscilación dentro del núcleo y la de toda la estrella, definida como

$$\Delta = \frac{\int_0^{r_s} \rho|\xi|^2 4\pi r^2 dr}{\int_0^{R} \rho|\xi|^2 4\pi r^2 dr}, \tag{13}$$

donde r_s es el radio exterior del núcleo y $|\xi|^2$ es el cuadrado del vector de desplazamiento. De acuerdo con esta clasificación, si Δ es cercana a 0, el modo está atrapado en la envoltura. En caso contrario, el modo está atrapado en el núcleo.

4. Resultados

Para clasificar los modos no radiales de PEN consideramos los 10 modelos de evolución de PEN utilizados en el trabajo de Rodriguez et al. (2023). Calculamos las frecuencias de los modos en cada uno de los modelos relajando la aproximación de Cowling, y los clasificamos utilizando los tres métodos de clasificación descritos en la Sección 3, centrándonos en el rango de frecuencias de 100 a 2000 Hz. Todos estos modelos de PEN presentan resultados muy similares. Como ejemplo representativo, mostramos los resultados del modelo correspondiente a una estrella progenitora de $9M_\odot$. En la Fig. 1 mostramos la evolución temporal de las frecuencias de los modos junto con el espectrograma de OG. De arriba hacia abajo, se presentan las clasificaciones aplicadas: primero, la clasificación de Cowling, seguida de la NGC y, finalmente, la CBPM. Cada color representa modos diferentes identificados con una etiqueta en la figura.

En el panel superior de la Fig. 1, se observa que la clasificación de Cowling presenta limitaciones para tiempos anteriores a ~ 0.6 segundos después del rebote. En esa etapa, aparecen dos modos g_1 cercanos a los 400 Hz, y los modos f, p_1, p_2 y p_3 ganan dos nodos, lo que provoca un cambio en su clasificación. Si bien identificamos como modo g_2 al modo anterior al modo f, esta clasificación resulta insuficiente para determinar correctamente dicho modo, ya que en ese instante no se observa un modo f que permita diferenciar entre los modos p y g.

A diferencia de la clasificación de Cowling, en el panel del medio, se observa que con la NGC los modos f y p_1 tradicionales no cambian la clasificación a tiempos tempranos. Sin embargo, aparecen modos f y p_1 adicionales con frecuencias más altas, además de los dos modos g_1 que también se detectaron en la clasificación previa. Por este motivo, esta clasificación presenta limitaciones, ya que $\tilde{n}$ no aumenta de manera monótona con la frecuencia, como se describe en el método.

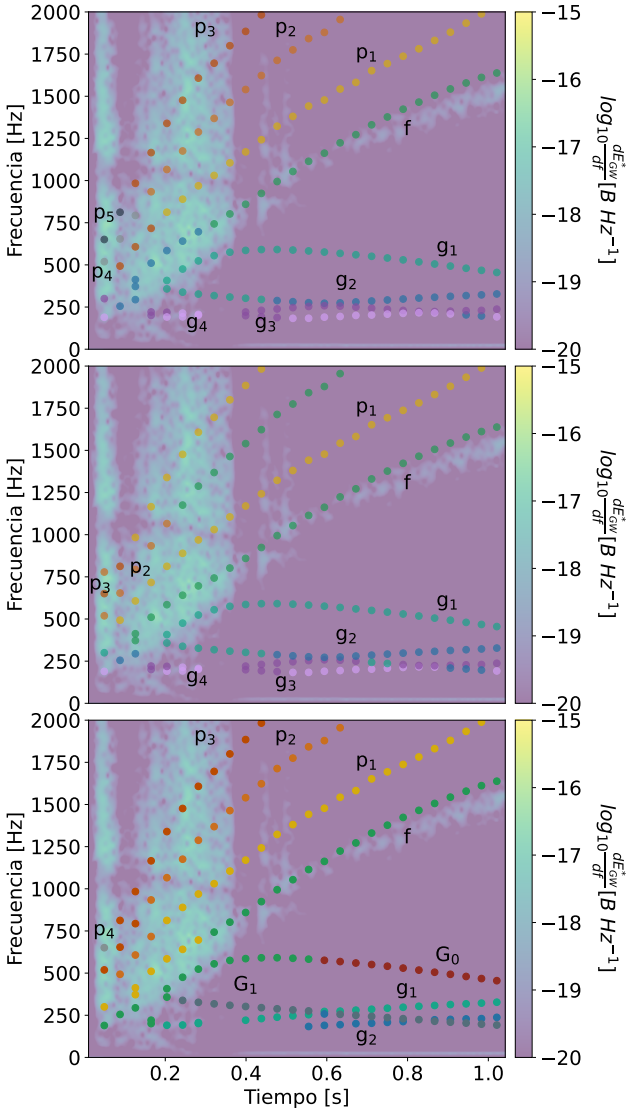


Fig. 1. Evolución temporal de las frecuencias de los modos para el modelo de PEN correspondiente a una estrella progenitora de $9M_\odot$ calculados relajando la aproximación de Cowling. Del panel superior al inferior se utilizan las clasificaciones de Cowling, NGC y CBPM, respectivamente.

En los resultados considerando la CBPM, presentados en el panel inferior de la Fig. 1, los modos en mayúsculas (G_i) corresponden a modos atrapados en el núcleo, mientras que los modos en minúsculas (p_i, f y g_i) se corresponden con modos atrapados en la envoltura. Los subíndices indican la cantidad de nodos en la región atrapada. En esta clasificación, también se observan modos repetidos, como es el caso del modo f y p_1. Cerca de los ~ 0.6 segundos después del rebote aparece un modo G_0, similar a los que se observaban cuando se utiliza la aproximación de Cowling (ver Rodriguez et al., 2023).

En general, no se observan entrecruzamientos evitados como ocurre bajo la aproximación de Cowling (ver Rodriguez et al., 2023), donde este fenómeno era un indicador de un cambio en el modo, ya sea en su cantidad de nodos o en la región donde oscila principalmente.

También se puede observar que para todos los métodos de clasificación, a partir de los ~ 0.3 segundos después del rebote, la mayor emisión está asociada al modo fundamental.

5. Conclusiones

Este artículo analiza tres métodos para clasificar los modos no radiales de oscilación en PEN: la clasificación de Cowling, la NGC y la CBMP. La clasificación estándar de Cowling presenta problemas en los primeros momentos después del rebote, ya que no se puede identificar un modo fundamental sin nodos, lo que dificulta la distinción entre los modos p (altas frecuencias) y g (bajas frecuencias). En la NGC, al relajar la aproximación de Cowling, no solo desaparecen los cruces evitados, sino que además el método no se cumple correctamente, ya que $\tilde{n}$ no crece de manera monótona con la frecuencia. La CBMP sigue la evolución de los modos atrapados en el núcleo o la envoltura, y al relajar la aproximación de Cowling, los modos dejan de cruzarse entre sí, mostrando un comportamiento más cercano a la clasificación de Cowling. Si bien cada uno de estos métodos ofrece una perspectiva única y complementaria para un análisis más completo de las características modales, la CBMP parece ser la más adecuada para la clasificación de los modos. Independientemente de si se incorpora o no la aproximación de Cowling, el modo asociado a la mayor emisión de OG se cataloga en todas las clasificaciones como el fundamental a partir de aproximadamente 0.4 segundos después del rebote.

Agradecimientos: M.C.R. y I.F.R-S. agradecen a CONICET por el apoyo financiero bajo la subvención PIP-0619. I.F.R-S. está parcialmente respaldado por la subvención PICT 2019-0366 de ANPCyT y PIBAA 0724 de CONICET (Argentina). Los autores también agradecen a Cecilia Chirenti y David Radice por sus valiosos comentarios y sugerencias durante el desarrollo de este trabajo.

Referencias

Abbott B.P., et al., 2016, ApJL, 818, L22
Abbott B.P., et al., 2017, ApJL, 848, L12
Abdikamalov E., Pagliaroli G., Radice D., 2022, *Handbook of Gravitational Wave Astronomy. Edited by C. Bambi*, 21
Aizenman M., Smeyers P., Weigert A., 1977, A&A, 58, 41
Burrows A., Vartanyan D., 2021, Nature, 589, 29
Cowling T.G., 1941, MNRAS, 101, 367
Eckart C., 1960, *Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres*, Pergamon Press, New York
Marek A., Janka H.T., Müller E., 2009, A&A, 496, 475
Morozova V., et al., 2018, ApJ, 861, 10
Müller B., Janka H.T., Marek A., 2013, ApJ, 766, 43
Murphy J.W., Ott C.D., Burrows A., 2009, ApJ, 707, 1173
Osaki Y., 1975, PASJ, 27, 237
Radice D., et al., 2019, ApJL, 876, L9
Rodriguez M.C., et al., 2023, MNRAS, 523, 2236
Scuflaire R., 1974, A&A, 36, 107
Shibahashi H., Osaki Y., 1976, PASJ, 28, 199
Sotani H., Takiwaki T., 2016, PhRvD, 94, 044043
Unno W., et al., 1989, *Nonradial Oscillations of Stars*, University of Tokyo Press

Stellar dynamics around hyperaccreting supermassive black holes

L.I. Salinas[1], G.E. Figueroa[2] & D. Pérez[3]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 14 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Los núcleos galácticos activos contienen un agujero negro supermasivo (SMBH) en su centro que acreta materia proveniente de su entorno, formando un disco de acreción. Diversas clases de objetos pueden orbitar el SMBH, incluyendo estrellas masivas y objetos compactos. Bajo ciertas condiciones, el SMBH puede acretar a tasas superiores a la tasa de Eddington. En este régimen de acreción supercrítica, la presión de radiación domina: el disco se vuelve geométricamente grueso y ópticamente grueso, y parte de la materia del disco es expulsada en forma de vientos, los cuales pueden interactuar con los objetos que orbitan el SMBH. En este trabajo investigamos si el efecto del viento del disco sobre las estrellas masivas en el entorno del SMBH puede alterar sus órbitas. En particular, calculamos la variación de los parámetros orbitales debido al efecto de la fuerza hidrodinámica generada por la interacción entre el viento del disco y el viento estelar. Los cálculos semi-analíticos que aquí se presentan permiten inferir que la órbita de la estrella se alterará en forma significativa en un tiempo mucho menor a su tiempo de vida en la secuencia principal.

Abstract / Active galactic nuclei host a supermassive black hole (SMBH) at their center, which accretes matter from its surroundings; in the process an accretion disk is formed. Several classes of objects can orbit the SMBH, including massive stars and compact objects. Under certain conditions, the SMBH can accrete at rates above the Eddington rate. In this supercritical accretion regime, radiation pressure dominates: the disk becomes geometrically and optically thick, and some of the disk matter is ejected as winds that can interact with objects orbiting the SMBH. The goal of this work is to analyze whether the effect of the disk wind on massive stars in the SMBH environment can alter their orbits. In particular, we calculate the variation of the orbital parameters due to the effect of the hydrodynamic force generated by the interaction between the disk wind and the stellar wind. The semi-analytical calculations presented here allow us to infer that the orbit of the star will be significantly altered in a time much shorter than its main sequence lifetime.

Keywords / black hole physics — stars: early-type — stars: kinematics and dynamics — hydrodynamics

1. Introduction

Active galactic nuclei (AGN) are those that have non-stellar emission in the nucleus, making up about 10 percent of all galaxies. They emit in the whole electromagnetic spectrum and have intrinsic luminosities of the order of 10^{44} erg s^{-1} and higher. Their variability on short time scales and the estimated age of some of them seem to indicate that the emission region is compact and composed by a single object of large mass (Romero & Vila, 2014). The current model for AGN is that of a supermassive black hole (SMBH) at their center surrounded by a corona and an accretion disk that radiate from the optical through the soft X-rays. A pair of collimated jets is launched that propagate up to distances of even Mpc. These extreme environments can contain various types of objects orbiting near the SMBH, including massive stars (Bahcall & Wolf, 1976), neutron stars (Kim & Davies, 2018), clouds from broad-line and narrow-line regions (Müller & Romero, 2020; Sotomayor & Romero, 2022) and X-ray binaries (Hailey et al., 2018; Mori et al., 2021), which could interact in complex ways with the surrounding medium.

Under certain conditions, SMBHs can accrete at rates exceeding the Eddington limit, entering a regime known as super-Eddington (Abramowicz et al., 1980; Fukue, 2004). In this regime, radiation pressure dominates in the inner part of the accretion disk which becomes geometrically and optically thick. Additionally, a significant fraction of the disk material is expelled as powerful winds. These winds are a distinctive feature of supercritical disks which could interact in complex ways with the objects in the surroundings of the SMBH (Abaroa & Romero, 2024).

In this work we focus on the interaction between the disk wind and massive stars orbiting near the SMBH. In particular, we analyze the how hydrodynamic force generated affects the orbital parameters of the stars, such as their eccentricity and semi-major axis. The goal of this work is to determine whether this interaction could lead to orbital decay of the star and, ultimately, whether the SMBH could disrupt the star by tidal forces.

✉ *Contact* / salinas.lautaro.ima@gmail.com

Research article

2. Accretion disk

Accretion disks are sources of energy in various phenomena in the universe. The accretion of matter onto black holes can occur in three basic regimes: subcritical, critical, and supercritical, depending on the critical accretion rate given by:

$$\dot{M}_{\rm crit} = \frac{L_{\rm Edd}}{c^2} = \eta \dot{M}_{\rm Edd} = 1.39 \times 10^{17} \frac{M}{M_\odot} \, {\rm g\,s^{-1}}, \quad (1)$$

where $L_{\rm Edd}$ denotes the Eddington luminosity, $\eta \approx 0.1$ the accretion efficiency and $\dot{M}_{\rm Edd}$ the Eddington accretion rate, M the black hole mass and $M_\odot$ is the solar mass (Fukue, 2004). When the accretion regime becomes supercritical, meaning when the accretion rate exceeds the critical accretion rate, the capture of photons in the disk becomes significant, causing it to inflate and become geometrically and optically thick. On the other hand, radiation pressure dominates the innermost region, and most of the accreting matter that exceeds the Eddington rate is expelled via a wind.

In case the accretion regime becomes supercritical there is a critical radius $r_{\rm crit}$ that divides the disk in two regions: an outer zone where the disk is geometrically thin and optically thick (Shakura & Sunyaev, 1973) and a radiation-dominated inner zone where there is ejection of winds by the radiation force (Fukue, 2004). This radius is given by:

$$r_{\rm crit} = \frac{16\pi m_{\rm p} c}{9\sqrt{3}\sigma_{\rm T}} \dot{M} \approx 4\dot{m} r_{\rm g}, \quad (2)$$

where $m_{\rm p}$ is the mass of the proton, $\dot{M}$ is the accretion rate, $\sigma_{\rm T}$ is the Thompson cross section, c the speed of light, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{crit}$ the normalized accretion rate and $r_{\rm g}$ the gravitational radius of the black hole.

The wind is emitted in the inner region of the disk, when $r < r_{\rm crit}$. This wind is optically thick, spherically symmetric, and mildly relativistic (Fukue, 2009). We consider a supermassive black hole of $M = 4 \times 10^7 \, M_\odot$. If the mass accretion rate at $r_{\rm crit}$ is $\dot{M} = Z\dot{M}_{\rm Edd}$, and only 1 $\dot{M}_{\rm Edd}$ is accreted onto the black hole (Fukue, 2004), the wind emission rate of the disk $\dot{M}_{\rm dw}$ will be a fraction $X = Z - 1$ of the Eddington accretion rate:

$$\dot{M}_{\rm dw} = X \, \dot{M}_{\rm Edd}. \quad (3)$$

We consider a steady state of the system so that we can assume that the wind velocity of the disk v_{dw} and the accretion rate of the disk $\dot{M}$ are constant. In such a case the wind velocity of the disk is (King, 2010):

$$v_{\rm dw} = \frac{c}{\sqrt{40}\, X}. \quad (4)$$

Objects immersed in the disk wind that orbit around the SMBH will experience a hydrodynamic force that will eventually affect their trajectory. In this work, it is assumed that the supercritical region of the disk is small compared to the semi-major axis of the orbiting stars. Thus, it is considered that the wind expelled by the disk in the region close to the stars has spherical symmetry.

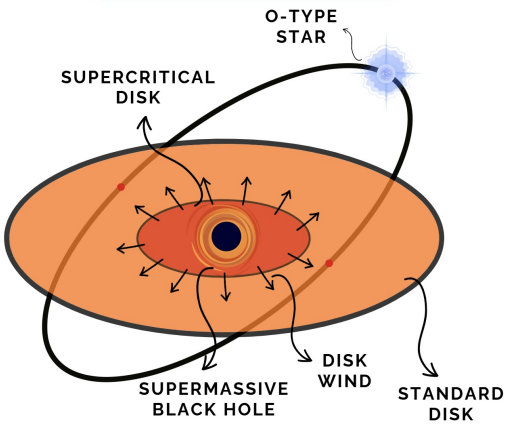


Fig. 1. Schematic representation of the model setup.

TE	$M_{\rm star}$ [$M_\odot$]	$R_{\rm star}$ [$R_\odot$]	$\dot{M}_{\rm star}$ [$M_\odot\,{\rm yr^{-1}}$]	$v_{\rm sw}$ [$\rm km\,s^{-1}$]
O5V	37	11	1.2e-5	2900

Table 1. Star parameters

3. Collision of winds

We consider stars of spectral type O, known for their large mass, high luminosity, and short lifespan compared to less massive stars. Their typical lifespan is on the order of 6×10^6 years. These stars have a high nuclear fusion rate, resulting in the emission of powerful stellar winds. The properties of the star here considered are presented in Table 1. We see that the speed of the stars are not relativistic, in fact, they are of the order of 0.9 $10^{-4}c$, so any special relativity corrections are completely negligible.

A key aspect of this work is the calculation of the stagnation point, which is the point in space where the dynamic pressures of two opposing flows balance, causing the relative velocity of the gas in that region to be zero. In the present scenario, the stagnation point arises from the interaction between the stellar wind of an O5V-type star and the wind of the supercritical accretion disk around the SMBH. This hydrodynamic equilibrium point defines a surface around the star on which the hydrodynamic force generated by the disk wind will act.

The equilibrium at the stagnation point occurs when the ram pressures of the two winds are equal:

$$P_{\rm ram}(r_{\rm star}) = \rho_{\rm sw} v_{\rm sw}^2 = \rho_{\rm dw} v_{\rm dw}^2 = P_{\rm ram}(r_{\rm BH}), \quad (5)$$

where $v_{\rm sw}$ is the velocity of the stellar wind, $\rho_{\rm sw}$ is the density of the stellar wind, and $\rho_{\rm dw}$ is the density of the disk wind. These densities are given by:

$$\rho_{\rm sw} = \frac{\dot{M}_{\rm star}}{4\pi r_{\rm star}^2 v_{\rm sw}}, \quad (6)$$

and

$$\rho_{\rm dw} = \frac{\dot{M}_{\rm dw}}{4\pi r_{\rm d}^2 v_{\rm dw}}, \quad (7)$$

where $\dot{M}_{\rm star}$ is the mass-loss rate of the star, $r_{\rm star}$ is the distance from the star, and $r_{\rm d}$ is the distance from the disk.

After some algebra, the formula for the distance to the stagnation point measured from the star is:

$$r_{\rm star}^{\rm SP} = r\frac{1-\sqrt{\beta}}{1-\beta}, \quad (8)$$

where r is the distance between the black hole and the star, and β is defined as:

$$\beta = \frac{\dot{M}_{\rm dw} v_{\rm dw}}{\dot{M}_{\rm star} v_{\rm sw}}. \quad (9)$$

To explore the behavior of the stagnation point under different conditions, we performed calculations for various fractions of the emission parameter X, adopting values of 10, 100, and 1000. These calculations allowed us to analyze how the location of the stagnation point shifts depending on the intensity of the disk wind relative to the stellar wind. We show a plot of the radius of the stagnation point as a function of the true anomaly f for different values of the eccentricity and $X = 10$ (see Fig. 2). As expected, we see that at the periastron ($f = 0$) the location of the stagnation point is closer to the star.

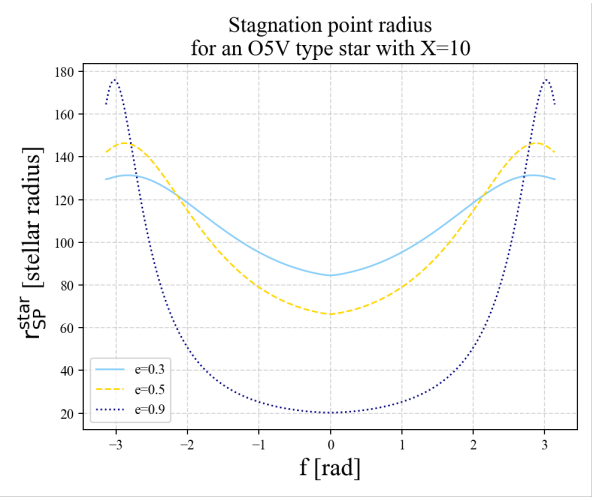


Fig. 2. Stangnation point's radius as a function of the true anomaly f for a O5V star and a factor X=10.

4. Hydrodynamic drag on the star

Since the massive star is immersed in the wind of the accretion disk, the friction of the gas changes the orbit from the Keplerian trajectory, transferring energy and angular momentum to the gas. This force includes two main components:

- Hydrodynamic drag force: caused by the relative motion between the star and the gas flow.
- Gas dynamical friction force: due to the gravitational interaction between the moving object and the surrounding gas particles.

In the scenario under analysis, only the hydrodynamic force will have a significant effect on the orbit. The expression for the hydrodynamic force is (Szölgyén et al., 2022; Villaver & Livio, 2009):

$$\vec{F}_{\rm hyd} = C_{\rm d} R^2 \pi \frac{1}{2} \rho v^2 \hat{v}, \quad (10)$$

where $C_{\rm d}$ is the drag coefficient, which depends on the flow regime. In our case, R is the radius of the stagnation point and ρ is the gas density in the disk at the star's position⋆. We denote by v the relative velocity between the star and disk wind. We adopt a value of $C_{\rm d} = 0.75$ which is the typical value for the geometry here considered.

5. Results

We calculate the hydrodynamic and gravitational forces experienced by the star for various eccentricities and different disk emission fractions (X). We show the results in Fig. 3 where we plot the hydrodynamic force as a function of the true anomaly f. As expected, the gravitational force is orders of magnitude larger than the hydrodynamical force. We also see that the magnitude of the hydrodynamic force is larger at the periastron ($f = 0$) and increases for greater values of X.

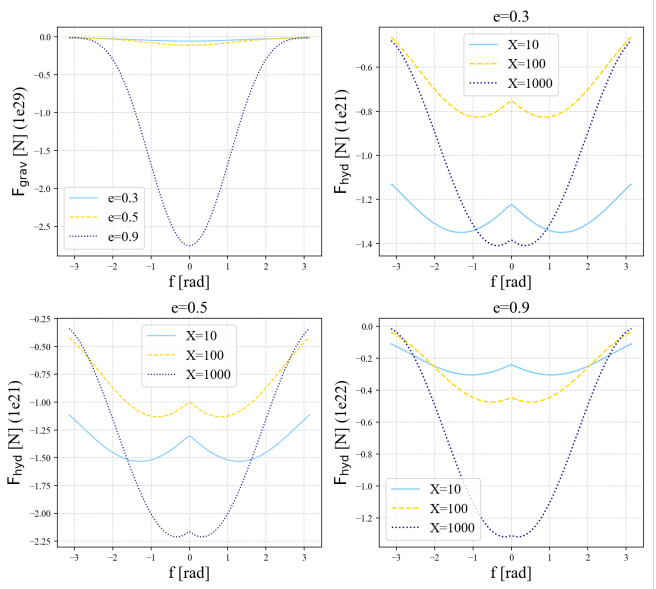


Fig. 3. Plot of the magnitude of the hydrodynamic and gravitational force as a function of the true anomaly for different values of eccentricity and X.

Next, we employ a semi-analytical model to calculate the variation of the eccentricity over half an orbital period. In this model, we calculate the eccentricity evolution as (Szölgyén et al., 2022):

$$e \approx e_0 + \Delta e = \sqrt{1 + \frac{2(\epsilon_0 + \Delta, \epsilon)(h_0 + \Delta h)^2}{(GM)^2}}, \quad (11)$$

where ϵ and h represent the energy and angular momentum of the star, respectively. In the case of pure hydro-

⋆As shown by two-dimensional radiation-magnetohydrodynamic simulations (Ohsuga & Mineshige, 2011), the wind ejected from the disk comes from the regions closer to the black hole, less than 10 $r_{\rm g}$. Since the average distance of the stars from the black hole is about 2.4×10^3 $r_{\rm g}$, we assume that the wind of the disk is spherically symmetric around the black hole.

dynamic drag, the energy dissipation and the change in angular momentum over a time lapse Δt are (Szölgyén et al., 2022):

$$\Delta\epsilon = -\frac{C_d}{2m}\rho R^2 v^3 \Delta t, \tag{12}$$

and

$$\Delta h = -\frac{C_d}{2m}\pi\rho R^2 \|\vec{r}\times\vec{v}\|^2 \Delta t, \tag{13}$$

where R is the distance to the stagnation point measured from the star and ρ the density of the disk wind.

To apply Equation 11 to our model, we need to choose a time interval such that $|\Delta\epsilon/\epsilon_0| \ll 1$ and $\Delta h/h_0 \ll 1$. In general, an orbital period satisfies these criteria. In our work, we use half the orbital period to fulfill these conditions and ensure that the star does not cross the disk, which could lead to an interaction that we are not considering. We consider three different values for the eccentricity of the star's orbit: $0.3, 0.5$ and 0.9, respectively. The average distance from the star to the black hole for each of these values is: $3049.35\ r_g$, $2771.15\ r_g$ and $1404.91\ r_g$. Since the average distance of the star from the black hole is about $2.4\times10^3\ r_g$, we are far away from the strong curvature regime, where general relativity corrections are important. Variations in the average eccentricity of $3.30(1)\times10^{-5}$ (where the number in parentheses indicates the uncertainty in the last digit) were found over half an orbital period. Considering that the star has an orbital period of 20 years, this corresponds to a rate of change of eccentricity of approximately 3.3×10^{-6} per year. Assuming a constant rate, a total variation of $\Delta e = 0.1$ would accumulate over a timescale of $6.05(1)\times10^4$ years. This timescale is much shorter than the star's main sequence lifetime (approximately 6×10^6 years). These preliminary approximate calculations allow us to infer that the star's orbit could be significantly affected by the disk wind.

Note that in the above calculation we do not take into account how the star's orbit is affected as it crosses the accretion disk. We will address this issue in a future work, following the treatment given in (Karas & Šubr, 2001).

6. Conclusions and future work

In this work, we have preliminarily explored the impact of the surrounding disk wind on the orbital evolution of an O5V-type star immersed in the environment of a supermassive black hole (SMBH). Initial calculations show that the star's orbit may be affected by its interaction with the disk wind, causing measurable changes in its eccentricity over timescales much shorter than the star's main-sequence lifetime.

We have determined the magnitudes of the hydrodynamic and gravitational forces experienced by the star for different eccentricities and disk wind emission fractions (X). We have also calculated the changes in eccentricity using a semi-analytical model over half an orbital period, showing that these interactions can lead to significant evolution of the stellar orbit.

In the future, we plan to undertake a full numerical resolution of the star's equation of motion. This will address not only the gravitational effects of the SMBH and the interaction with the disk wind but also the additional dynamic impact caused by the disk crossings, as the star traverses the disk plane twice per orbit.

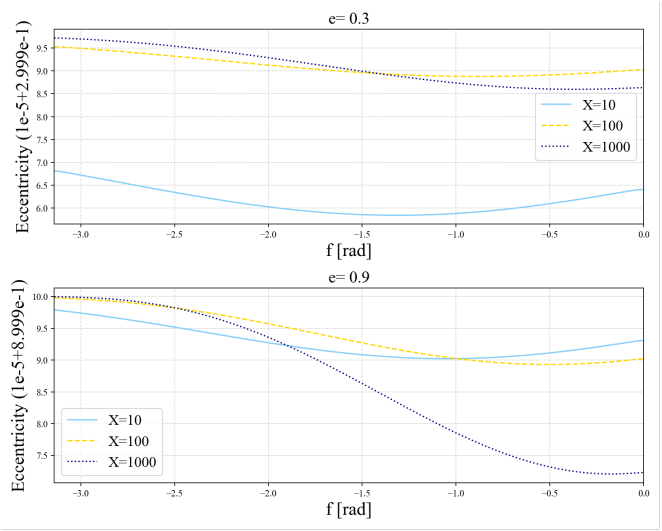


Fig. 4. Changes in eccentricity (e) over half an orbital period for an O5V spectral-type star, considering initial eccentricities $e_0 = (0.3 - 0.9)$.

Acknowledgements: The authors are grateful to Gustavo E. Romero for illuminating discussion on this work. D. P. acknowledges the support from CONICET under Grant No. PIP 0554 and AGENCIA I+D+i under Grant PICT-2021-I-INVI- 00387.

References

Abaroa L., Romero G.E., 2024, A&A, 691, A73
Abramowicz M.A., Calvani M., Nobili L., 1980, ApJ, 242, 772
Bahcall J.N., Wolf R.A., 1976, ApJ, 209, 214
Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
Fukue J., 2009, PASJ, 61, 1305
Hailey C.J., et al., 2018, Nature, 556, 70
Karas V., Šubr L., 2001, A&A, 376, 686
Kim C., Davies M.B., 2018, Journal of Korean Astronomical Society, 51, 165
King A.R., 2010, MNRAS, 402, 1516
Mori K., et al., 2021, ApJ, 921, 148
Müller A.L., Romero G.E., 2020, A&A, 636, A92
Ohsuga K., Mineshige S., 2011, ApJ, 736, 2
Romero G.E., Vila G.S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, vol. 876
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
Sotomayor P., Romero G.E., 2022, A&A, 664, A178
Szölgyén Á., MacLeod M., Loeb A., 2022, MNRAS, 513, 5465
Villaver E., Livio M., 2009, ApJL, 705, L81

Explorando el núcleo de quarks de estrellas híbridas a la luz de HESS J1731-347

M. Mariani[1,2], I.F. Ranea-Sandoval[1,2], G. Lugones[3] & M.G. Orsaria[1,2]

[1] *Grupo de Astrofísica de Remanentes Compactos, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Universidade Federal do ABC, Centro de Ciencias Naturais e Humanas, Brasil*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Exploramos una descripción alternativa para la estrella ultracompacta de baja masa en el remanente de supernova HESS J1731-347 utilizando un enfoque modelo independiente para construir ecuaciones de estado híbridas bajo la hipótesis de conversión hadrón-quark lenta. La parte hadrónica de la ecuación de estado se construye utilizando un esquema generalizado de múltiples polítropas, mientras que la fase de quark se describe mediante el modelo paramétrico de velocidad del sonido constante. Suponemos una transición de fase hadrón-quark de primer orden abrupta y una velocidad de conversión lenta entre fases. Utilizando este marco teórico, construimos un muestreo amplio de ecuaciones de estado híbridas capaces de explicar el objeto compacto liviano HESS J1731-347. Analizamos, para estos objetos, la estructura interna de su núcleo de materia de quarks. Nuestros resultados apoyan la hipótesis de que el objeto compacto HESS J1731-347 sería una estrella híbrida estable lenta y de que su núcleo de quarks puede representar una proporción mayoritaria respecto al objeto total, tanto en masa como en radio.

Abstract / We explore an alternative description for the low-mass ultracompact star in the supernova remnant HESS J1731-347 by using a model-independent approach to construct hybrid equations of state within the hadron-quark slow conversion hypothesis. The hadronic part of the equation of state is constructed using a generalized multi-polytrope scheme, while the quark phase is described by the parametric constant speed of sound model. We assume an abrupt first-order hadron-quark phase transition and a slow conversion speed between phases. Within this theoretical framework, we construct a broad sample of hybrid equations of state capable of explaining the light compact object HESS J1731-347. We analyze, for these objects, the internal structure of their quark matter core. Our results support the hypothesis that the compact object HESS J1731-347 would be a slow stable hybrid star and that its quark core may represent a majority proportion of the total object, both in mass and radius.

Keywords / stars: neutron — equation of state — gravitational waves

1. Introducción

Entre las observaciones recientes de estrellas de neutrones (ENs), que restringen masas y radios, destaca la obtenida para el objeto compacto HESS J1731-347 (Doroshenko et al., 2022). A partir de las estimaciones de distancia proveídas por Gaia y del análisis del espectro de rayos-X de este objeto, se obtuvo, con un intervalo de confianza de 1σ, $M = 0.77^{+0.20}_{-0.17}\, M_\odot$ y $R = 10.4^{+0.86}_{-0.78}$ km. Si bien estos resultados tienen una alta dependencia con las hipótesis y modelos implementados (tal como se señala en dicho trabajo y en Alford & Halpern, 2023), de confirmarse estaríamos en presencia de uno de los objetos compactos menos masivos y más pequeños conocidos.

A su vez, dicha observación, se enmarca en el contexto de todas las observaciones astrofísicas modernas, como la detección de eventos de ondas gravitacionales provenientes de la fusión de ENs, GW170817 (Abbott et al., 2017, 2018) y GW190425 (Abbott et al., 2020); la observación mediante el telescopio de rayos-X NICER, J0030+0451 (Miller et al., 2019; Riley & et al., 2019) y J0740+6620 (Riley et al., 2021; Miller et al., 2021); la detección de sistemas binarios con púlsares masivos, J0740+6620 (Cromartie et al., 2020; Fonseca et al., 2021), J0348+0432 (Antoniadis et al., 2013) y J1614-2230 Demorest et al. (2010); Arzoumanian et al. (2018). La explicación conjunta de las masas y radios de estos objetos representa un desafío significativo para los modelos teóricos actuales, especialmente debido a la falta de conocimiento sobre la ecuación de estado (EdE) de la materia densa que los compone.

Resultados previos, presentados en Lugones et al. (2023) y Mariani et al. (2024) permiten abordar la descripción de la física en el interior de las ENs de una manera alternativa; se busca modelar a las ENs como estrellas híbridas (EHs), con una transición hadrón-quark en sus núcleos, y considerando la hipótesis de conversión hadrón-quark lenta. Dicha hipótesis asume que, en los casos donde tenemos transiciones de fase abrupta, la velocidad de conversión hadrón-quark del fluido en las inmediaciones de la interfaz es más lenta que las escalas

✉ *Contacto* / mmariani@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

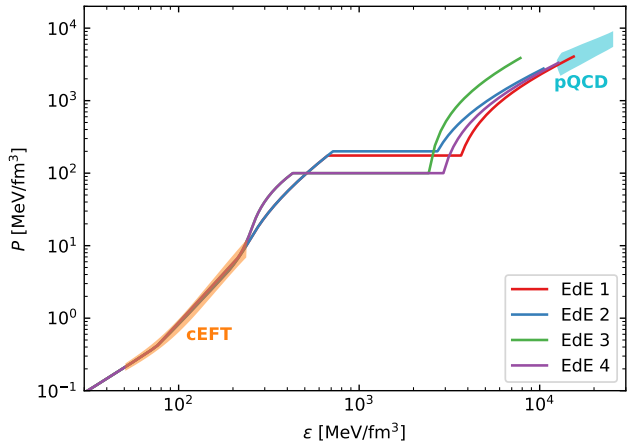


Fig. 1. EdEs híbridas seleccionadas (ver detalles en Tabla 2); las regiones coloreadas muestran las restricciones modernas provenientes de cEFT para bajas densidades $n < 1.5\,n_0$ (Drischler et al., 2021) y pQCD para altas densidades, $n \gtrsim 40 n_0$ (Annala et al., 2020).

características de las oscilaciones radiales del fluido⋆. De esta manera la interfaz hadrón-quark oscila en sincronía con las oscilaciones radiales de toda la estrella, sin que los elementos del volumen en la vecindad de la interfaz se conviertan (ver detalles en Lugones & Grunfeld, 2021). Se ha demostrado que este escenario puede generar una rama extendida de estabilidad pos-máximo en la curva del diagrama masa-radio (M-R) de las EHs, dando lugar a las EHs estables lentas (EHELs). Bajo este enfoque se busca ofrecer una explicación alternativa para las restricciones y observaciones modernas, al mismo tiempo que proporcionar una mejor comprensión de la EdE de la materia densa que compone a estos objetos.

En este trabajo buscamos indagar preliminarmente en ciertas propiedades particulares que emergen al adoptar dicho enfoque y para lograr una mejor caracterización de este tipo de objetos teóricos. En particular, pretendemos investigar la estructura del núcleo interno de quarks de EHELs en los casos de ramas extendidas extensas compatibles con todas las restricciones de ENs modernas.

2. Ecuación de estado híbrida y estructura estelar

Para modelar EHs necesitamos construir la EdE híbrida, compuesta por una fase de hadrones y otra de quarks, separadas por una interfaz donde ocurre una transición de fase de primer orden abrupta. Para el sector de hadrones utilizaremos el ajuste de múltiples polítropas generalizadas presentado en O'Boyle et al. (2020); con este modelo paramétrico construimos dos EdEs hadrónicas: $H1$ y $H2$. Los parámetros específicos de estas EdE hadrónicas se detallan en la Tabla 1. Ambas EdE hadrónicas tienen incorporada la corteza BPS-BBP (Baym et al., 1971; Baym et al., 1971) para bajas densidades hasta 0.5 n_0, con $n_0 = 0.16$ fm^{-3} la densidad de saturación nuclear. De esta manera, $H1$ y $H2$ funcionan como casos límite envolventes de numerosas EdE hadrónicas microfísicas que pueden encontrarse en la literatura. Además, por construcción, cumplen las siguientes dos condiciones. Ambas EdEs satisfacen las restricciones impuestas desde la física nuclear por los modelos cEFT para bajas densidades $n < 1.5\,n_0$ (Drischler et al., 2021) (ver detalle en la Fig. 1). A su vez, ni $H1$ ni $H2$ satisfacen por sí mismas la restricción impuesta por el objeto compacto HESS J1731-347; esto se debe a que ambas EdEs son lo suficientemente rígidas como para que los radios estelares que generan resulten demasiado grandes en relación a esta cota (ver detalle en la Fig. 2). De esta manera, $H1$ y $H2$ funcionan como representantes cualitativas de EdEs hadrónicas microfísicas y los resultados que se obtengan pueden interpretarse como resultados generales, independientes del modelo particular utilizado para describir la fase hadrónica.

	$\log_{10}\rho_1$	$\log_{10}\rho_2$	Γ_1	Γ_2	Γ_3
$H1$	14.50	14.65	2.763	5.1	2.35
$H2$	14.55	14.65	2.766	9.5	1.05

Tabla 1. Parámetros de las funciones politrópicas descriptas en el modelo de O'Boyle et al. (2020) para las dos EdE hadrónicas seleccionadas. En ambos casos adoptamos $\log_{10}(\rho_0) = 14.127$ and $\log_{10}(K_1) = -27.22$.

Para la fase de quarks utilizamos el modelo de velocidad de sonido constante (CSS, por sus siglas en inglés), el cual también es un modelo paramétrico que nos permite obtener resultados de manera modelo-independiente. El CSS cuenta con tres parámetros libres: la presión de transición hadron-quark P_t, el salto en la densidad de energía en dicha transición $\Delta\epsilon$ y el cuadrado de la velocidad del sonido de la fase de quarks c_s^2, que caracteriza la pendiente de la relación entre la presión y la densidad de energía (P-ϵ).

Considerando las EdEs hadrónicas $H1$ y $H2$ y explorando rangos extensos para los parámetros del CSS,

$$\begin{aligned} 10\ \text{MeV/fm}^3 \leq\ & P_t\ \leq 300\ \text{MeV/fm}^3\,, \\ 100\ \text{MeV/fm}^3 \leq\ & \Delta\epsilon\ \leq 3000\ \text{MeV/fm}^3\,, \\ & (c_s/c)^2\ =\ 0.33, 0.50, 0.70\,, \end{aligned}$$

construimos más de 1000 EdEs híbridas.

Luego, para estas EdEs híbridas, integramos las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativista de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV). En este punto, consideramos la hipótesis de estabilidad extendida por conversiones lentas. Esta hipótesis introduce sobre las ecuaciones TOV y de oscilación una modificación a la condición de pegado en el radio de la interfaz, r_t, sobre el desplazamiento radial relativo, $\xi = \Delta r/r$, y la perturbación lagrangiana de la presión, Δp, (ver detalles en Pereira et al., 2018):

$$\xi|_{r_t^+} - \xi|_{r_t^-} = 0\,, \quad \Delta p|_{r_t^+} - \Delta p|_{r_t^-} = 0\,.$$

⋆Tal como se discute en Haensel et al. (2007), si se ignoran efectos disipativos, los tiempos característicos propios de las oscilaciones no radiales resultan siempre mayores que el correspondiente al modo fundamental radial. De esta manera, a primer orden, el estudio de la estabilidad frente a perturbaciones radiales implica estabilidad frente a cualquier tipo de perturbación.

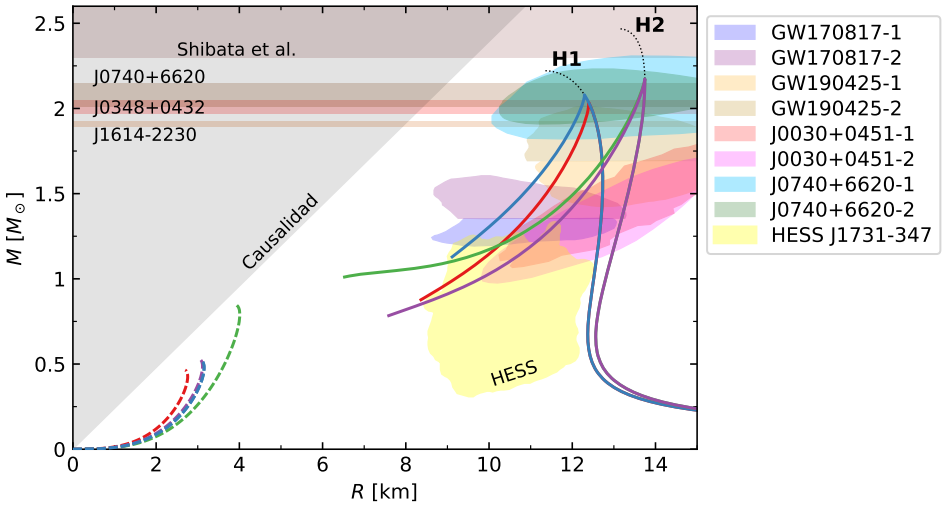


Fig. 2. Relación M-R para las cuatro EdEs seleccionadas (líneas continuas) y sus respectiva relación M-R para el núcleo de quarks (líneas discontinuas). Se respeta para las curvas el mismo esquema de colores que en la Fig. 1. Todas las configuraciones presentadas resultan estables, incluyendo la rama de estabilidad extendida luego de la masa máxima hacia radios menores. Las regiones coloreadas señalan las restricciones astrofísicas modernas para ENs enumeradas en la Sección 1. La región horizontal coloreada en la parte superior corresponde a la cota $M_{\rm max} \leq 2.3\ M_\odot$, establecida por Shibata et al. (2019); la región sombreada triangular representa la zona excluida por causalidad.

Esta condición permite obtener la estructura y composición de las configuraciones estelares de equilibrio bajo conversiones lentas, incluyendo las EHELs.

3. Resultados

Sobre el muestreo total de EdEs híbridas construidas (con sus respectivos resultados astrofísicos emergentes de la integración TOV) realizamos un doble análisis. Por un lado, realizamos un filtrado en los resultados para que la materia en el núcleo de todas las configuraciones estables obtenidas satisfaga las restricciones impuestas por la Cromodinámica Cuántica perturbativa (pQCD, por sus siglas en inglés) a altas densidades, $n \gtrsim 40 n_0$ (ver detalle de esta restricción en la Fig. 1). Por otro lado, investigamos el efecto de la estabilidad extendida en las relaciones M-R en relación a las restricciones astrofísicas. En particular, analizamos la posibilidad de satisfacer la cota impuesta por HESS J1731-347 mediante las EHELs. Tras este doble proceso de filtrado aplicado a nuestro extenso muestreo inicial, presentamos finalmente cuatro EdEs híbridas como representativas. Estas cuatro EdEs permiten mostrar el comportamiento cualitativo del conjunto de EdEs híbridas que se obtienen luego del filtrado; los detalles de las cuatro EdEs seleccionadas se presentan en la Tabla 2.

En las Fig. 1 y 2 mostramos los resultados de las EdEs de la Tabla 2 para la relación P-ϵ y M-R (línea continua), respectivamente, junto con las cotas nucleares y astrofísicas modernas. Como se puede observar en ambas figuras, las cuatro EdE híbridas seleccionadas satisfacen simultáneamente todas las restricciones físicas y astrofísicas existentes, y, en particular, a través de la rama extendida de estabilidad, proveen una explicación satisfactoria para la medición del objeto compacto central de HESS J1731-347.

EdE	EdE Had	$P_{\rm t}$ [MeV/fm^3]	$\Delta\epsilon$ [MeV/fm^3]	$(c_{\rm s}/c)^2$
1	$H1$	175	3000	0.33
2	$H1$	200	2000	0.33
3	$H2$	100	2000	0.7
4	$H2$	100	2500	0.33

Tabla 2. Detalle de la parametrización de las EdE híbridas seleccionadas; ver detalles de $H1$ y $H2$ en Tabla 1.

Una vez presentados estos resultados, podemos adentrarnos en el análisis del núcleo de materia de quarks para estos objetos compactos. En la Fig. 2 presentamos en línea discontinua la relación M-R de los núcleos de quarks de las respectivas EHs para las cuatro EdEs seleccionadas. Además, en la Fig. 3 mostramos la masa (panel superior) y el radio (panel inferior) del núcleo de quarks en relación a la masa y el radio total de cada EH, respectivamente. En primer lugar, en la Fig. 2, destaca el hecho de que el núcleo de quarks presenta una relación M-R morfológicamente idéntica a la de las estrellas de quarks puras, mostrando la forma espiralada característica y partiendo del origen de dicho plano. La Fig. 3 permite mostrar cómo la rama de estabilidad tradicional posee una composición exclusivamente hadrónica (curva negra) y el núcleo de quarks se vuelve relevante solo si habilitamos la existencia de las EHELs. Además, se observa como, para las configuraciones de menor radio sobre el final de la rama extendida, dicho núcleo resulta extremadamente masivo y ocupa gran parte del radio de la respectiva EHEL anfitriona. En particular, la EdE 3 resulta el caso más extremo, alcanzando en la última EHEL de la rama extendida una masa del núcleo de quarks que representa casi el 80 % de la masa total y un radio de este núcleo que alcanza

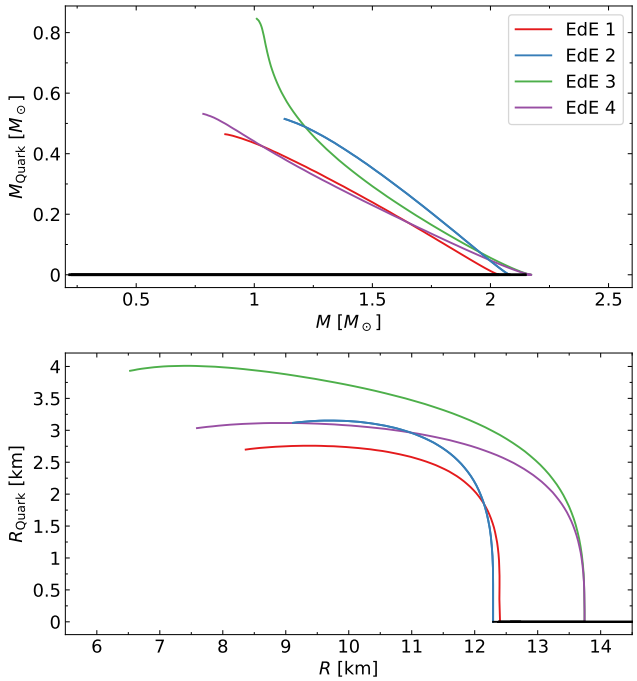


Fig. 3. Radio y masa del núcleo de quarks en función del radio y masa total de la respectiva EHEL para las EdEs seleccionadas. La curva negra representa la rama hadrónica, la cual comparte para las cuatro EdEs, $M_{\rm Quark} = R_{\rm Quark} = 0$. Para las cuatro EdEs se observa como tanto la masa como el radio del núcleo de quarks aumentan a medida que se desarrolla la rama extendida y la masa y el radio total de las EHELs decrece. Para las configuraciones sobre el final de la rama extendida de estabilidad, los radios y masas de los núcleos de quarks resultan una porción importante del total de la respectiva EHEL. En particular, destaca la EdE 3: a causa de su mayor velocidad del sonido en la EdE de quarks, $(c_{\rm s}/c)^2 = 0.7$, esta permite sostener de manera estable núcleos de mayor masa y radio.

aproximadamente el 60 % del radio total de la estrella. Resulta interesante notar que la EdE 3 es la única de las seleccionadas que presenta una velocidad del sonido en la fase de quarks superior a las demás EdEs de la Tabla 2, siendo $(c_{\rm s}/c)^2 = 0.7$. Esta mayor dureza en la fase de quarks es la que le permite a la EdE 3 alcanzar masas y radios para el núcleo de quarks sustancialmente mayores en comparación a las otras EdEs; incluso, en el panel superior de la Fig. 3 se observa como la curva de la EdE 3 se despega, rompiendo el comportamiento aproximadamente lineal que presentan las demás.

4. Discusión y conclusiones

Tal como se presenta en Mariani et al. (2024), resulta efectivamente posible reconciliar EdEs hadrónicas suficientemente rígidas con la medición de HESS J1731-347 a través de la hipótesis de las EHELs. En este trabajo nos propusimos obtener y analizar las propiedades de la estructura interna de estas EHELs. En particular, resulta novedoso cómo las EHELs permiten obtener núcleos de quarks muy masivos y ampliamente extendidos, alcanzando casi el total de la masa de la EHEL para los casos cercanos al final de la rama extendida. Bajo nuestro marco teórico, el objeto compacto de de HESS J1731-347 sería una EHEL, con un núcleo de quarks de $R_{\rm Quark} \sim 2.5$-3.5 km y $M_{\rm Quark} \sim 0.5\ M_\odot$.

Finalmente, resultan relevante remarcar que dichas configuraciones límite de las EHELs son particularmente extremas, al punto que se ubican en las inmediaciones del rango de validez de la QCD perturbativa. La posible detectabilidad de este tipo de objetos dependerá de que las próximas generaciones de observatorios de ondas gravitacionales puedan detectar la emisión de ENs aisladas y así poder explorar su interior con técnicas astrosismológicas, o de que la medición cada vez más precisa de radios y masas en simultaneo impongan restricciones concluyentes sobre nuestros modelos. En cualquier caso, de confirmarse la presencia de materia de quarks deconfinada en el núcleo de las ENs y la hipótesis de las conversiones lentas, con la consiguiente existencia de la rama extendida de estabilidad, estos objetos permitirían estudiar regímenes de la materia nunca antes observados en el universo. Profundizar en la caracterización y el análisis de las magnitudes físicas presentes en los núcleos internos de estas ENs podría contribuir a dilucidar el interrogante de la EdE de la materia densa.

Referencias

Abbott B., et al., 2018, PhRvL, 121, 161101
Abbott B.P., et al., 2017, PhRvL, 119, 161101
Abbott B.P., et al., 2020, ApJL, 892, L3
Alford J.A.J., Halpern J.P., 2023, ApJ, 944, 36
Annala E., et al., 2020, Nature Physics, 16, 907
Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448
Arzoumanian Z., et al., 2018, ApJ Supplement Series, 235, 37
Baym G., Bethe H.A., Pethick C.J., 1971, Nuclear Physics A, 175, 225
Baym G., Pethick C., Sutherland P., 1971, ApJ, 170, 299
Cromartie H.T., et al., 2020, Nature Astronomy, 4, 72
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
Doroshenko V., et al., 2022, Nature Astronomy, 6, 1444
Drischler C., et al., 2021, PhRvC, 103, 045808
Fonseca E., et al., 2021, ApJL, 915, L12
Haensel P., Potekhin A.Y., Yakovlev D.G., 2007, *Neutron stars 1: Equation of state and structure*, vol. 326, Springer, New York, USA
Lugones G., Grunfeld A.G., 2021, Universe, 7, 493
Lugones G., Mariani M., Ranea-Sandoval I.F., 2023, JCAP, 2023, 028
Mariani M., et al., 2024, PhRvD, 110, 043026
Miller M., et al., 2019, ApJL, 887, L24
Miller M.C., et al., 2021, ApJL, 918, L28
O'Boyle M.F., et al., 2020, PhRvD, 102, 083027
Pereira J.P., Flores C.V., Lugones G., 2018, ApJ, 860, 12
Riley T.E., et al., 2019, ApJL, 887, L21
Riley T.E., et al., 2021, ApJL, 918, L27
Shibata M., et al., 2019, PhRvD, 100, 023015

Bethe-Heitler mechanism in ultraluminous X-ray sources

L. Pasquevich[1], L. Abaroa[1,2], & G.E. Romero[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 29 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Las fuentes ultraluminosas de rayos X (ULXs) son sistemas binarios en los cuales la luminosidad observada en rayos X supera el límite de Eddington para un objeto compacto de masa estelar. En estos sistemas, la estrella compañera desborda su lóbulo de Roche, transfiriendo materia al objeto compacto a tasas superiores a la de Eddington. La presión de radiación infla el disco de acreción en la región interna dentro del radio crítico, donde se expulsan poderosos vientos impulsados por radiación. Las paredes del viento forman un embudo cónico de baja densidad a lo largo del eje z, en el cual la radiación de la región más interna del disco se colima geométricamente y llega al observador. A una cierta altura dentro de este embudo el campo de fotones de rayos X del disco interactúa con protones relativistas acelerados en *shocks*, produciendo pares electrón-positrón mediante el mecanismo de Bethe-Heitler, $p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+$. En este artículo, presentamos un modelo de los efectos de este mecanismo dentro de los embudos de las ULXs y la posterior emisión no térmica en el rango energético del MeV producida por los pares secundarios al interactuar con los campos ambientales. Nuestros resultados proporcionan nuevas perspectivas sobre los procesos de altas energías que ocurren en estos sistemas.

Abstract / Ultraluminous X-ray sources (ULXs) are binary systems in which the observed X-ray luminosity exceeds the Eddington limit. In these systems, the companion star overflows its Roche lobe, feeding matter to the compact object at super-Eddington rates. The radiation pressure inflates the accretion disk in the inner region within the critical radius, where powerful radiation-driven winds are ejected. The wind walls form a low-density conical funnel along the axial direction, where the radiation from the innermost region of the disk is geometrically beamed and reaches the observer. Inside the funnel, the X-ray photon field from the disk interacts with relativistic protons accelerated in shocks producing electron-positron pairs via the Bethe-Heitler mechanism, $p+\gamma \rightarrow p+e^-+e^+$. In this paper, we present a model of the effects of this mechanism within the funnels of ULXs and the subsequent nonthermal MeV emission produced by the secondary pairs as they interact with ambient fields. Our results provide new insights into the high-energy processes occurring in these systems.

Keywords / radiation mechanisms: non-thermal — astroparticle physics — X-rays: binaries

1. Introduction

X-ray binaries are composed of a black hole (BH) or neutron star as the accreting object and a companion star as the matter donor. The compact object has an accretion disk of matter donated by the star, which produces thermal radiation, with the innermost part emitting X-rays.

A special case is that of ultraluminous X-ray sources (ULXs; Fabrika et al., 2021; King et al., 2023). ULXs are characterized by X-ray fluxes which, if considered isotropic, lead to luminosities $L_{\rm X} > 10^{39}$ erg s^{-1} for a black hole mass $M_{\rm BH} \leq 10 {\rm M}_\odot$, that is, ULXs have luminosities above the Eddington limit

$$L_{\rm Edd} = 1.26 \times 10^{38} (M_{\rm BH}/{\rm M}_\odot) \ {\rm erg\,s^{-1}}. \quad (1)$$

In this context, the accretion rate $\dot{M}_{\rm input}$ must be higher than the Eddington rate, $\dot{M}_{\rm Edd} = L_{\rm Edd}/\eta_{\rm acc} c^2$ ($\eta_{\rm acc} \sim 0.1$ is the accretion efficiency and c the speed of light). The disk luminosity is estimated as (Fabrika et al., 2021),

$$L_{\rm disk} \approx L_{\rm Edd} \left(1 + \frac{5}{3} \ln \dot{m}\right), \quad (2)$$

where $\dot{m} = \dot{M}_{\rm input}/\dot{M}_{\rm Edd}$ is the normalized accretion rate. When $\dot{m} > 1$ the surface layers of the inner disk are ejected as powerful radiation-driven winds. The walls of the wind form a low-density conical funnel along the axial direction (Abaroa et al., 2023), where the radiation from the innermost region of the disk is geometrically beamed and reaches the observer. Only the innermost rings of the disk are exposed, the rest of the disk radiation is absorbed by the optically thick wind. Inside the funnel, relativistic particles accelerate in internal shocks and interact with the matter, magnetic, and radiation fields. In particular, the interaction of protons with the disk radiation fields produces high-energy electron-positron pairs via the Bethe-Heitler mechanism. Secondary leptons produced by hadronic interactions can be more energetic than primary electrons, and we expect that their interaction with ambient fields can produce gamma emission on the order of MeV energies. In this paper, we aim to provide insight into the Bethe-Heitler mechanism in the funnel of ULXs and to predict the soft gamma-ray emission in these sources.

The structure of the paper is as follows. In Sect. 2 we describe the basic concepts of the model and present

✉ *Contact* / lmpasquevich@fcaglp.unlp.edu.ar

Parameter	Value	Units
Black hole mass[2] ($M_{\rm BH}$)	10	$M_\odot$
Innermost disk radius[2] ($R_{\rm in}$)	6	$r_{\rm g}$
Accretion efficiency[2] ($\eta_{\rm acc}$)	0.1	
Eddington Luminosity[1] ($L_{\rm Edd}$)	$1.3{\times}10^{39}$	erg s^{-1}
Eddington accretion rate[1] ($\dot{M}_{\rm Edd}$)	$1.4{\times}10^{19}$	g s^{-1}
Normalized accretion rate[1] ($\dot{m}$)	10	
Inner disk temperature[2] ($T_{\rm disk}$)	$1.01{\times}10^{7}$	K
Funnel semi-opening angle[2] (θ)	15	degrees

Table 1. Parameters of the BH and accretion disk. The derived parameters have supra-index 1 and the assumed ones 2.

Parameter	Value	Units
Acceleration region height[2] ($z_{\rm acc}$)	1000	$r_{\rm g}$
Acceleration region size[2] ($h_{\rm a}$)	100	$r_{\rm g}$
Gas density in the funnel[1] ($\rho_{\rm max}$)	1.7×10^{-11}	g cm^{-3}
Magnetic field[1] (B)	2.3×10^{6}	G
Particle velocity[2] (V_0)	$6{\times}10^{9}$	cm s^{-1}
Power to relativistic particles[2] ($\chi_{\rm rel}$)	0.1	
Hadron-to-lepton ratio[2] ($K_{\rm ep}$)	10^{-3}	
Energy density partition[2] (q)	1	
Acceleration efficiency[2] (η)	10^{-2}	

Table 2. Acceleration region parameters. The derived parameters have supra-index 1 and the assumed ones 2.

the relevant radiative processes, including the absorption effects due to photon-photon annihilation. In Sect. 3 we present the results and show the spectral energy distribution (SED) together with the sensitivity of some high-energy detectors. We close with our conclusions in Sect. 4.

2. Model

2.1. Disk, wind, and funnel

We assume a Schwarzschild BH of $M_{\rm BH} = 10 M_\odot$, so the innermost stable circular orbit of the disk is $6\,r_{\rm g}$, where $r_{\rm g} = 2GM_{\rm BH}/c^2$ is the gravitational radius (with G the gravitational constant). We assume an accretion rate of $\dot{M}_{\rm input} = 10\dot{M}_{\rm Edd}$, so the temperature of the innermost part of the supercritical disk is $\sim 10^7$ K (Fukue, 2004). The properties of the inflated disk and those of the radiation-driven wind are described in detail in, e.g., Abaroa et al. (2023), Abaroa & Romero (2024), and Abaroa et al. (2024).

The density of matter in the funnel, given by

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}_0}{\Omega z^2 V_0} = \frac{\dot{M}_0}{2\pi(1-\cos\theta) z^2 V_0}, \tag{3}$$

must be small enough so that the duct remains transparent to an observer at infinity. Here, $\Omega = 2\pi(1-\cos\theta)$ is the solid angle of the funnel with $\theta = 15^\circ$ its semi-opening angle, $V_0 = 0.2c$ the outflow velocity (Abaroa et al., 2023), $\dot{M}_0$ the rate at which matter enters the funnel, and z the height in the z-axis, which is perpendicular to the disk mid-plane. The optical depth τ must then satisfy

$$\tau = \int_0^\infty \frac{\sigma_{\rm T}}{m_{\rm p}} \frac{1}{2\pi(1-\cos\theta)} \frac{\dot{M}_0}{V_0} \frac{1}{z^2} {\rm d}z < 1, \tag{4}$$

where $m_{\rm p}$ is the proton mass and $\sigma_{\rm T}$ the Thomson cross-section, and $\gamma \approx 1$ is the Lorentz factor of the outflow. According to the above equation, the maximum gas density in the funnel should be $\rho_{\rm max} < 1.7\times10^{-11}$ g cm^{-3}.

2.2. Particle acceleration

Shocks can accelerate the particles injected into the funnel to relativistic energies. Internal shocks occur when the flow is dominated by matter, that is, when the matter energy density exceeds the magnetic energy density: $U_{\rm p}(z) = \dot{M}_0 V_0/2\pi z^2 > B^2(z)/8\pi = U_{\rm m}(z)$. The magnetic field strength B_0 near the BH is calculated assuming an equipartition between the magnetic and radiative energy densities. The latter is given by $U_{\rm r} = L/\Omega r^2 c$, where L is the luminosity of the disk radiation field. We obtain $B_0 = 3.3\times10^7$ G. The magnetic field in the funnel decreases with distance z from the BH, following the relation $B(z) = B_0(z'/z)$, with $z' \approx 100\,r_{\rm g}$ (see Abaroa et al. 2024). We get that $U_{\rm p}(z) > U_{\rm m}(z)$ for $z_{\rm acc} > 10^9$ cm, where we now assume that the acceleration region is located. We assume a one-zone model for the acceleration region; the parameters of this region are presented in Table 2.

The kinetic luminosity of the gas in the funnel is $L_{\rm k} = \dot{M}_0 V_0^2/2$. Since in Eq. 4 we imposed the condition for the gas density, the input of matter into the funnel is $\dot{M}_0 = 4.8\times10^{16}$ g s^{-1}, so $L_{\rm k} = 8.6\times10^{35}$ erg s^{-1}. We assume that a fraction $\chi_{\rm e,p} = 0.1$ of this power goes to relativistic protons and electrons, with 1000 to 1 predominance in favor of the protons.

We assume that the particles gain energy by a diffusive acceleration mechanism, with a power law for the injection function and an exponential cutoff

$$Q_{\rm e,p}(E_{\rm e,p}) = K_{\rm e,p} E_{\rm e,p}^{-p} \exp(-E/E_{\rm e,p}^{\rm max}), \tag{5}$$

where $p = 2$ is the spectral index. The maximum particle energy depends on the acceleration mechanism and the energy loss processes. The acceleration rate for a particle of energy E in a magnetic field B is $t_{\rm acc}^{-1} = \eta ecB/E$, where $\eta = 10^{-2}$ is the acceleration efficiency (Protheroe, 1999). On the other hand, the particle escape rate from the acceleration region by the bulk motion of the fluid is $t_{\rm esc}^{-1} = V_0/h_a$, where $h_{\rm a}$ is the size of acceleration region and V_0 the gas velocity.

2.3. Cooling processes

Since we are interested in studying the Bethe-Heitler mechanism, we focus only on the hadronic interactions. The proton cooling processes in the acceleration region are the interactions with matter (pp), magnetic field (synchrotron), and photon fields ($p\gamma$).

The relativistic inelastic collision pp has a proton threshold energy of 280 MeV, resulting in meson production. The cooling rate is

$$t_{\rm pp}^{-1} = n_i\, \sigma_{\rm pp}(E_{\rm p})\, c\, K_{\rm pp}\, \Theta(E_{\rm p} - E_{\rm p}^{\rm th}), \tag{6}$$

where $K_{\rm pp} \approx 0.5$ is the inelasticity of the process, $\sigma_{\rm pp}$ the cross-section (Kelner et al., 2006), and n_i the cold

matter density.

The proton-photon ($p\gamma$) interaction has two main channels: photopair production via the Bethe-Heitler mechanism $p+\gamma \rightarrow p+e^-+e^+$, (with a threshold energy of $\sim$1 MeV for the photon in the proton rest frame), and photomeson production, which yields $p+\gamma \rightarrow p+a\pi^0+b(\pi^+ + \pi^-)$ with a threshold energy of $\sim$145 MeV. The $p\gamma$ cooling rate for a proton with Lorentz factor γ_p in a photon field of density $n(\epsilon)$ is

$$t^{-1}_{\mathrm{p}\gamma,\mathrm{i}}(E_\mathrm{p}) = \frac{m_\mathrm{p}^2 c^5}{2E_\mathrm{p}^2} \int_{\epsilon_\mathrm{th}/2\gamma_\mathrm{p}}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \frac{n_\mathrm{ph}(\epsilon)}{\epsilon^2} \times \int_{\epsilon_\mathrm{th}}^{2\epsilon\gamma_\mathrm{p}} \mathrm{d}\tilde{\epsilon}\sigma_{\mathrm{p}\gamma,\mathrm{i}}(\tilde{\epsilon})K_{\mathrm{p}\gamma,\mathrm{i}}(\tilde{\epsilon})\tilde{\epsilon}, \quad (7)$$

where $i = e^\pm, \pi$ denotes the interaction channel, and $K_{p\gamma}$ and $\sigma_{p\gamma}$ are the inelasticity and cross-section of each process, respectively. A parameterization for the cross-section and inelasticity of photo-meson production can be found in Atoyan & Dermer (2003); for pair production, see Begelman et al. (1990).

2.4. Bethe-Heitler mechanism

The Bethe-Heitler mechanism is an electromagnetic interaction in which a photon with energy above the threshold $E_\gamma = 2m_\mathrm{e}c^2$ interacts with the electrostatic field of the proton, producing an electron-positron pair (Mastichiadis et al., 2005). To estimate the pair cooling, we use the classical time loss rate of Romero & Paredes (2011). The $e^\pm$ emissivity is calculated as (Romero & Vila, 2008)

$$Q_{\mathrm{p}\gamma\rightarrow\mathrm{e}^\pm}(E_{\mathrm{e}^\pm}) = 2\frac{m_\mathrm{p}}{m_\mathrm{e}} n_\mathrm{p}\left(\frac{m_\mathrm{p}}{m_\mathrm{e}}E_\pm\right) \times \omega_{\mathrm{B-H}}\left(\frac{m_\mathrm{p}}{m_\mathrm{e}}E_{\mathrm{e}^\pm}\right), \quad (8)$$

where n_p is the proton distribution and $\omega_{\mathrm{B-H}}$ is the collision rate, given by

$$\omega_{\mathrm{B-H}}(E_\mathrm{p}) = \frac{m_\mathrm{p}^2 c^5}{2E_\mathrm{p}^2} \int_{\epsilon_\mathrm{th} m_\mathrm{p}c^2/2E_\mathrm{p}}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \; \frac{n_\mathrm{ph}(\epsilon)}{\epsilon^2} \times \int_{\epsilon_\mathrm{th}}^{2\epsilon E_\mathrm{p}/m_\mathrm{p}c^2} \mathrm{d}\tilde{\epsilon} \; \sigma_{\mathrm{e}^\pm}(\tilde{\epsilon})\tilde{\epsilon}. \quad (9)$$

2.5. Particle distribution

We solve the transport equation in a steady state and in a homogeneous region to find the particle distribution $n(E)$,

$$\frac{\partial(bn)}{\partial E} + \frac{n}{T} = Q(E, \vec{r}, t), \quad (10)$$

where b represents the cooling processes of the particles due to ambient fields, T denotes the escape rate, and $Q(E, \vec{r}, t)$ is the particle injection function in the acceleration region.

The analytical solution for the distribution of protons and pairs is (Khangulyan et al., 2007)

$$n_{\mathrm{p,e}^\pm}(E_{\mathrm{p,e}^\pm}) = \frac{1}{|b(E_{\mathrm{p,e}^\pm})|} \int_{E_{\mathrm{p,e}^\pm}}^{E^{\mathrm{max}}_{\mathrm{p,e}^\pm}} Q_{\mathrm{p,e}^\pm}(E^{'}) \times \exp\left(\frac{-\tau(E_{\mathrm{p,e}^\pm}, E^{'})}{t_\mathrm{esc}}\right) \mathrm{d}E^{'}, \quad (11)$$

where

$$\tau(E_{\mathrm{p,e}^\pm}, E^{'}) = \int_{E_{\mathrm{p,e}^\pm}}^{E^{'}_{\mathrm{p,e}^\pm}} \frac{1}{|b(E^{''})|}\, dE^{''}. \quad (12)$$

In the case of pairs, the injection function is the emissivity calculated in Eq. 8 (Zheng et al., 2016).

Once we find the pair distribution $n_{\mathrm{e}^\pm}$, we calculate the synchrotron and IC SEDs. The reader is referred to Romero & Paredes (2011) for the classical expressions for these processes.

2.6. Internal photon absorption

We calculate the absorption of the emission in the source by photon-photon annihilation, $\gamma + \gamma \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+$. Assuming isotropy in the interaction, the opacity is given by

$$\tau_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_\mathrm{th}(E_\gamma)}^{\infty} \int_0^{\infty} n_\mathrm{ph}(E_\mathrm{ph}, r) \times \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, E_\mathrm{ph})\, \mathrm{d}E_\mathrm{ph}\, \mathrm{d}r, \quad (13)$$

where $E_\mathrm{th} = (m_e c^2)^2/E_\gamma$. The expression for the cross-section can be found in Romero & Paredes (2011).

3. Results

Figure 1 shows the acceleration, escape, and cooling timescales for protons (left) and secondary pairs (right). The maximum energy reached by protons and pairs is $E_\mathrm{p}^\mathrm{max} = 8.8 \times 10^{14}$ eV and $E_{\mathrm{e}^\pm}^\mathrm{max} = 4.11 \times 10^9$ eV, respectively. The main cooling process for electrons is synchrotron radiation. For protons, escape dominates at low energies, while photomeson production becomes the main process near the maximum particle energy. Since ULXs do not exhibit jet structures, we assume that the low-density gas escapes through the funnel and propagates into the interstellar medium.

Figure 2 shows the nonthermal synchrotron and IC SEDs produced by the pairs. We also show the multicolor spectrum of the absorbed disk and the sensitivity curves for a source at 15 kpc, from gamma-ray telescopes such as *Fermi*, the Cherenkov Telescope Array (CTA), and the Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope (MAGIC), and from the X-ray telescopes *Chandra*, *XMM-Newton*, and *NuSTAR*. The IC emission peaks at 100 MeV with a luminosity of 10^{33} erg s^{-1}; only the radiation at this energy could be detected by *Fermi*. The synchrotron emission is overshadowed by the thermal emission from the disk up to 10 keV energies. However, it could be detected with

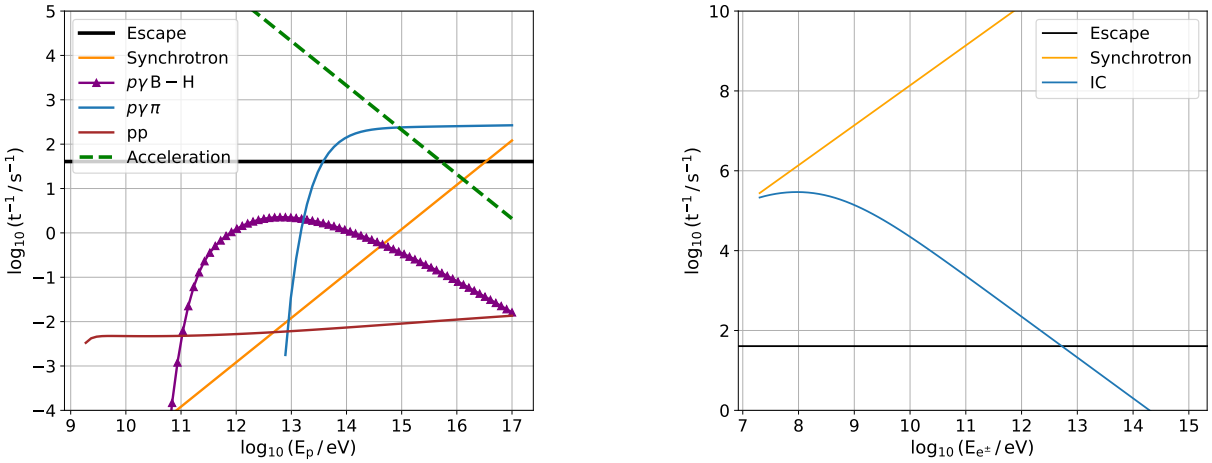


Fig. 1. Acceleration, escape, and cooling time rates for protons (left) and electron-positron pairs (right) in the acceleration region. The acceleration efficiency is $\eta = 10^{-2}$.

NuSTAR in the 10-100 keV energy range, where the luminosity is 10^{34} erg s^{-1}. Since we are mainly interested in the Bethe-Heitler mechanism, other non-thermal processes from secondary leptons (such as the production of muons and neutrinos from the decay of high-energy charged pions) are left for a future work.

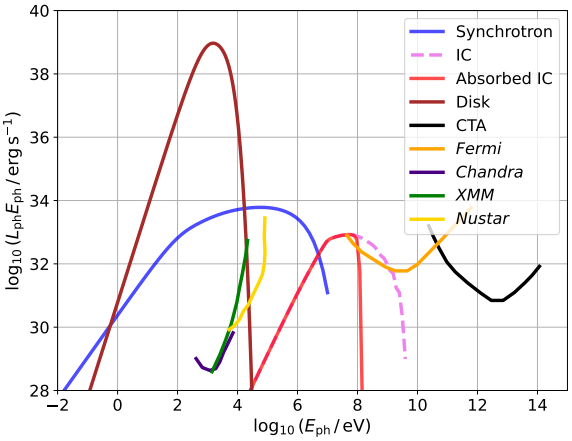


Fig. 2. Thermal and nonthermal SEDs of the ULX. We plot the multicolor emission from the inner disk and the radiation produced by the $e^{\pm}$ through IC and synchrotron. In addition, we plot sensitivities of several X-ray and gamma-ray instruments.

4. Conclusions

We calculate proton interactions with photon, matter, and magnetic fields in the funnel of a standard ULX. We estimate the electron-positron pair emissivity via the Bethe-Heitler mechanism when protons interact with the photon distribution from the inner accretion disk. The luminosity of the subsequent IC and synchrotron interactions of the pairs with the ambient fields reaches 10^{33} - 10^{34} erg s^{-1} at MeV energies, although it would be difficult to detect because of the lack of instruments at that energy range. Pair emission in the 10-100 keV energy range, instead, could be detected by the *NuSTAR* X-ray telescope. We plan to continue this investigation in a forthcoming paper.

Acknowledgements: The authors thank the referee for useful comments. Supported by grant PIP 0554 (CONICET).

References

Abaroa L., Romero G.E., 2024, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 56, 39–44
Abaroa L., Romero G.E., Sotomayor P., 2023, A&A, 671, A9
Abaroa L., et al., 2024, A&A, 691, A93
Atoyan A.M., Dermer C.D., 2003, ApJ, 586, 79
Begelman M.C., Rudak B., Sikora M., 1990, ApJ, 362, 38
Fabrika S.N., et al., 2021, Astrophysical Bulletin, 76, 6
Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
Kelner S.R., Aharonian F.A., Bugayov V.V., 2006, PhRvD, 74, 034018
Khangulyan D., et al., 2007, MNRAS, 380, 320
King A., Lasota J.P., Middleton M., 2023, NewAR, 96, 101672
Mastichiadis A., Protheroe R.J., Kirk J.G., 2005, A&A, 433, 765
Protheroe R.J., 1999, M.A. Duvernois (Ed.), *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, vol. 230, 247
Romero G.E., Paredes J.M., 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista. Barcelona: Universitat de Barcelona.*, Universitat de Barcelona.
Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
Zheng Y.G., Yang C.Y., Kang S.J., 2016, A&A, 585, A8

Astrometría y Geodesia con VLBI en banda K

M.E. Gomez[1,2]

[1] *Laboratorio MAGGIA*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 07 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / La interfererometría de muy larga línea de base (o VLBI, por sus siglas en inglés) es una técnica espacial muy poderosa en el ámbito de la Astrometría y la Geodesia porque no solo contribuye a la realización del Sistema de Referencia Terrestre (ITRS), sino que es la única técnica que materializa el Sistema de Referencia Celeste (ICRS) como así también los parámetros de orientación terrestre, que vinculan a ambos marcos. Por mucho tiempo, en estas dos áreas se han utilizado observaciones en bandas S/X para materializar ambos sistemas. No obstante, la última realización del ICRS (el ICRF3) contempla observaciones en frecuencias S/X, X/Ka y K, y a futuro se espera mantener la multifrecuencia. En el último tiempo han surgido distintos proyectos como JUMPING JIVE o The K-band Astro2Geo VLBI Project, con el objetivo de obtener no sólo coordenadas de radiofuentes en banda K, sino posiciones de radiotelescopios en esta frecuencia. Como parte de estos proyectos, también se han realizado sesiones especiales para analizar la viabilidad y fiabilidad de determinaciones de parámetros de orientación. El objetivo del trabjo es ampliar sobre estos proyectos que cada vez toman más envergadura y de los cuales formamos parte.

Abstract / Very Long Baseline Interferometry (VLBI) is a very powerful space technique in the field of Astrometry and Geodesy because it not only contributes to the realization of the Terrestrial Reference System (ITRS), but it is the only technique that materializes the Celestial Reference System (ICRS) as well as the determination of the Earth orientation parameters, that link both frames. For a long time, in these two areas, S/X bands observations have been used to materialize both systems. However, the latest ICRS realization (ICRF3) includes observations in S/X, X/Ka and K frequencies, and in the future, it is expected to maintain multi-frequency. Recently, different projects have emerged such as JUMPING JIVE or The K-band Astro2Geo VLBI Project, to obtain not only coordinates of radio sources in K band, but also positions of radio telescopes in this frequency. As part of these, special sessions have also been held to analyze the viability and reliability of determining orientation parameters. This work aims to expand on these projects that are becoming more important and we are part of them.

Keywords / astrometry: reference systems — techniques: interferometric

1. Introducción

La interferometría de muy larga línea de base (VLBI) es una técnica geométrica utilizada tanto en astrometría como en geodesia y se vale de radiotelescopios separados por cientos de kilómetros. A veces sólo conforman una línea de base y otras veces son redes de radiotelescopios distribuidos por el globo. El propósito en estas disciplinas es la determinación de posiciones, tanto de las radiofuentes como de los mismos radiotelescopios. Parte de esta determinación, implica el conocimiento de la estructura de las radiofuentes junto con otros efectos.

El principal observable de interés, si de posiciones se trata, es el retardo de grupo. Es decir, la primera derivada del retardo de fase con respecto a la frecuencia (Whitney, 2000). Este retardo se obtiene gracias a un proceso de correlación y post-procesamiento que permite estimar un retardo para cada observación, o línea de base. La Figura 1 muestra un esquema del frente de onda que arriba de modo plano a ambos radiotelescopios, pero a distinto tiempo, obteniéndose un retardo que a priori, se puede determinar geométricamente tal como lo muestra la ecuación 1:

$$\tau = -\frac{b}{c}.\hat{\mathbf{b}}.\hat{\mathbf{s}}, \tag{1}$$

donde τ es el retardo, $\mathbf{b}$ es la línea de base que une los radiotelescopios y $\hat{\mathbf{s}}$ la dirección a la radiofuente. Sin embargo, la figura solo muestra una instantánea de lo que sucede realmente. Pues al no ser elementos conectados, es necesario llevar el tiempo de los relojes a un tiempo común, tener en cuenta el medio por el que viajó la onda, que la Tierra está en completo movimiento en el espacio, como también considerar todos los procesos internos que afectan a las determinaciones (mareas, tectónica de placas, efectos atmosféricos, entre otros; Nothnagel 2021).

Desde el año 1998, el Sistema Internacional de Referencia Celeste (ICRS), está completamente materializado por las posiciones de radiofuentes extragalácticas. La primera realización, es decir el marco de referencia celeste, el ICRF1 (Ma et al., 1998), contenía la posición de 608 radiofuentes, siendo 212 de ellas las de definición, es decir aquellas que materializan la orientación del sistema. Luego le siguieron ICRF-ext1 e ICRF-ext2 (Fey et al., 2004) aumentando el total de objetos, alcanzando un total de 3414 con el ICRF2 (Fey et al., 2015). En todos estos casos, los objetos fueron observados por

✉ *Contacto* / megomez@fcaglp.unlp.edu.ar

Invited review

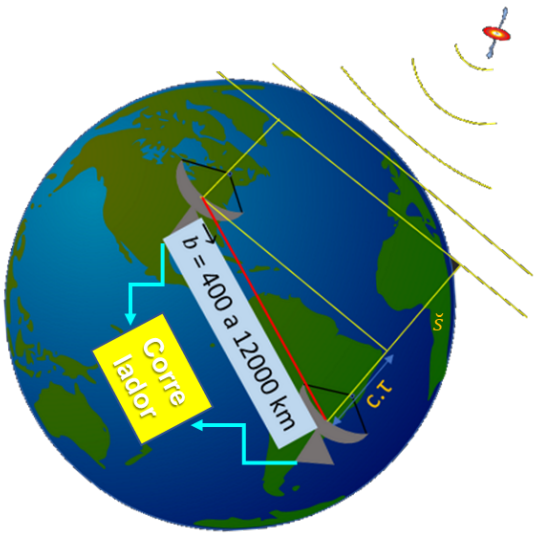


Fig. 1. Principio de observación con VLBI.

radiotelescopios en bandas S/X (2 y 8.1 GHz). En 2020, Charlot et al. (2020) publicó el ICRF3. A diferencia de los anteriores, éste cuenta con las posiciones de 4536 objetos repartidos en las bandas S/X, K, y X/K, lo que lo constituye en el primer ICRF multibanda.

Gracias a la distribución global de radiotelescopios, con VLBI no sólo es posible determinar las posiciones de las radiofuentes sino que se puede determinar la posición de los radiotelescopios. La distribución de estaciones y la calidad de las determinaciones ha hecho que esta técnica participe de la solución del Marco de Referencia Internacional (ITRF), incluyendo el último ITRF2020. Y en consecuencia, si se tienen ambos marcos de referencia (celeste y terrestre) es posible estimar los parámetros de orientación terrestre (EOP, por sus siglas en inglés). En este sentido cabe mencionar que VLBI es la única técnica astro geodésica, que permite estimar la totalidad de los EOP.

A diferencia de la astrofísica en la que normalmente un conjunto de radiotelescopios observa un único objeto, en este caso, al tratarse de distribuciones globales y de observaciones de muchos objetos en una sesión (ejemplo 24 horas), se utiliza el concepto de *subnetting* (o subarreglos), en las que distintos grupos de radiotelescopios observan más de un objeto al mismo tiempo.

Debido a la complejidad de observación con múltiples radiotelescopios de diferentes monturas, diferentes velocidades de giro, etc., las actividades en el marco de la astrometría y la geodesia son coordinadas por el servicio internacional de VLBI para astrometría y geodesia (IVS, por sus siglas en inglés). En la Figura 2 se muestra un esquema de su funcionamiento, el cual incluye la coordinación entre diferentes centros tanto de operación, de correlación, de análisis como de desarrollo. Un sistema aceitado que permite a los usuarios contar con los datos en formato vgosDB, listos para su análisis y producción científica.

Los radiotelescopios que conforman las estaciones IVS, son sólo aquellos con receptores S/X y los recientes VGOS, tambien en banda X, lo que excluye actividades que involucren frecuencias más altas. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, marcos como el ICRF3 son hoy en día multifrecuencia, lo cual plantea la necesidad de incorporar observaciones más allá de los 8 GHz.

En este trabajo, nos ocupan las posibilidades que brinda la banda K, por esto a continuación se listan aquellos aspectos que visibilizan la necesidad de observaciones en frecuencias mas altas como los 22 o 25 GHz (de Witt et al., 2023):

- las observaciones en S/X se ven degradadas por radiointerferencias (RFI),
- las observaciones en banda K permiten mapear zonas cercanas al sol y el plano galáctico,
- la resolución de las radiofuentes es 3 veces mayor en banda K,
- es posible encontrar calibradores para hacer astrometría diferencial en frecuencias más altas.

La resolución de las radiofuentes y el hecho de que en banda K se logren ver mas puntuales, es importante en el caso de la geodesia ya que la posición de las mismas se puede determinar con mayor precisión. Es por ello, que existe lo que se conoce como índice de estructura que permite clasificar a las radiofuentes según sean más puntuales o extendidas.

Una de las debilidades, pero no por ello un inconveniente, es la resolución del efecto ionosférico. En el caso de las observaciones del IVS, la ionósfera es un problema bastante resuelto porque las observaciones son bi banda. Para otras frecuencias existen los mapas ionosféricos generados con GNSS (Global Navigation Satellite System). Surge entonces la necesidad de un estudio continuo de los diferentes modelos ionosféricos si el objetivo es observar con VLBI en bandas diferentes a S/X.

2. Proyectos en banda K

Desde ya hace varios años, incluyendo al ICRF3, existen varios proyectos de observaciones en banda K. Algunos de ellos con fines sólo astrométricos y otros de tipo astrogeodésico. El ICRF3 es la última realización del ICRS y como se comentó en la sección anterior, es un marco con observaciones en multiples frecuencias y con una cantidad de objetos que supera a sus predecesores. Esto es posible gracias a la amplia red de radiotelescopios que no sólo operan en bandas S/X sino también en otras frecuencias.

Al observar la distribución de objetos del ICRF3, se aprecia indirectamnete la desigualdad de estaciones en sentido N-S, con mayor predominancia en el Norte, lo que hace que en S/X exista un vacío por debajo de los -45 grados de declinación y las que existen, presenten mayor error error en posición. En banda K aun se nota la disparidad y en X/Ka, se observa un mejor balance, aunque el número de objetos observados es menor. Cabe mencionar, que la estación DSA3 ubicada en Malargüe aportó el 10 % de las observaciones del Hemisferio Sur en esta última frecuencia. El ICRF3 podría decirse que ha sido hasta ahora el mayor logro de una cooperación

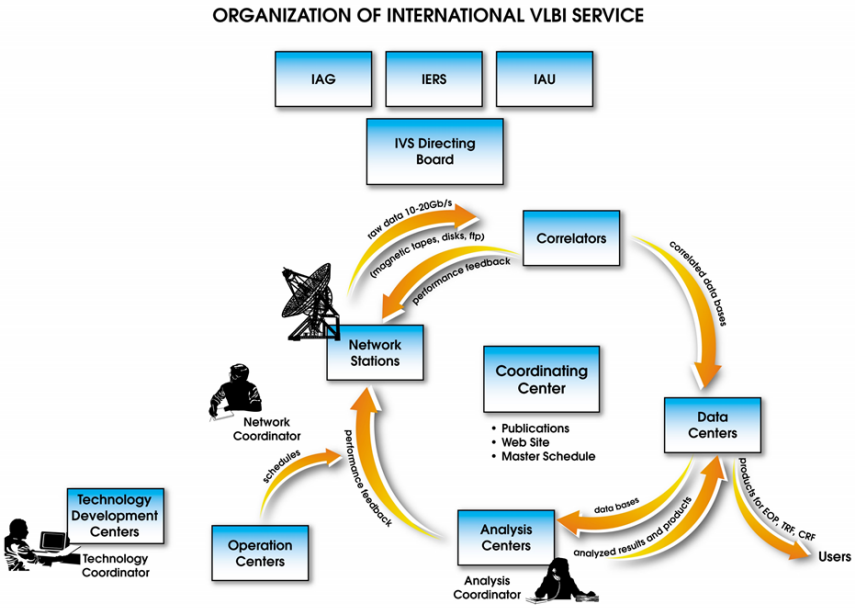


Fig. 2. Diagrama de organización del IVS. Fuente: `https://ivscc.gsfc.nasa.gov/`.

internacional con fines astrogeodésicos en bandas de frecuencia más alta que la X.

Mas recientemente, el JUMPING JIVE, un proyecto Horizon2020 de la Unión Europea, tenía como principal objetivo mejorar las capacidades del correlador de la red europea de VLBI (EVN) ubicado en el JIVE (Joint Institute for VLBI ERIC). El mismo contaba con 10 paquetes de trabajo, uno de los cuales, estaba enfocado en las capacidades geodésicas, cuyo fin era poder manejar y analizar hasta su último nivel, datos observados en modo geodésico. La primera parte estuvo centrada en las modificaciones necesarias y en su verificación. Para esto se utilizó una sesión estándar del IVS, cedida por el centro de análisis de Bonn y se la post-procesó y analizó de principio a fin con software geodésico. La Figura 3 muestra un ejemplo del post-procesamiento a partir del cual se realizó el análisis y se obtuvo el archivo de datos en el formato publicado por el IVS. Los resultados del post-procesamiento fueron comparados con la salida del correlador de Bonn, arrojando valores comparables teniendo en cuenta las diferencias esperables entre correladores (Gomez et al., 2019).

A continuación, entre 2018 y 2022 se llevaron a cabo dos sesiones de tipo geodésico en banda K, cuyo objetivo fue la determinación de coordenadas para radiotelescopios no geodésicos de la red EVN. La segunda de estas dos sesiones también estuvo enfocada en la determinación de estructura de las radiofuentes. En particular, el esfuerzo estuvo centrado en la obtención de coordenadas precisas para JODRELL2 (Jb), SARDINIA (Sr), TORUN (Tr) y las antenas de la red coreana de VLBI (KVN). Con el fin de mejorar la calidad de las soluciones se incorporaron sesiones de archivo, correladas en Bonn, resultando en un total de cuatro sesiones entre 2005 y 2018. La Figura 4 muestra un resumen de cada sesión junto a la distribución de los radiotelescopios y el número de sesiones en los que participó cada uno. Si bien varios participaron más de dos veces, JODRELL2 (Jb) es el único de los no-geodésicos que contaba con tres o más observaciones por lo que fue posible no sólo estimar su coordenada sino también su velocidad y su error (Charlot et al., 2024).

Si bien las estaciones involucradas en estas cuatro sesiones no conforman la totalidad de la EVN, la extensión de la red sí se ve reflejada, con lo que se aprecia la falta de estaciones en el hemisferio Sur que operen en banda K. En la actualidad se cuenta con HOBART26M, pero la observación en conjunto con ésta no ha sido fácil.

3. Objetivos a mediano plazo

Así como se ha descripto el funcionamiento y los productos derivados por el IVS en S/X, es posible gracias a cooperaciones ampliar los productos a banda K, u otras frecuencias, a medida que se avance con la distribución de los radiotelescopios a nivel global y con el equipamiento de los mismos si permiten trabajar en múltiples frecuencias. Este tipo de colaboraciones fue la que permitió que desde 2020 contemos con un ICRF multibanda.

Es por ello que actualmente se han planteado como objetivos ampliar el número de objetos participantes del ICRF3-K en vistas del próximo ICRF4 y se ha comenzado con el análisis de EOPs derivados en banda K (Krasna et al., 2022) gracias a la colaboración del VLBA (Very Long Baseline Array). En relación a este último ya se tienen acordadas sesiones intensivas con este fin. Si bien los primeros resultados en torno a EOP muestran

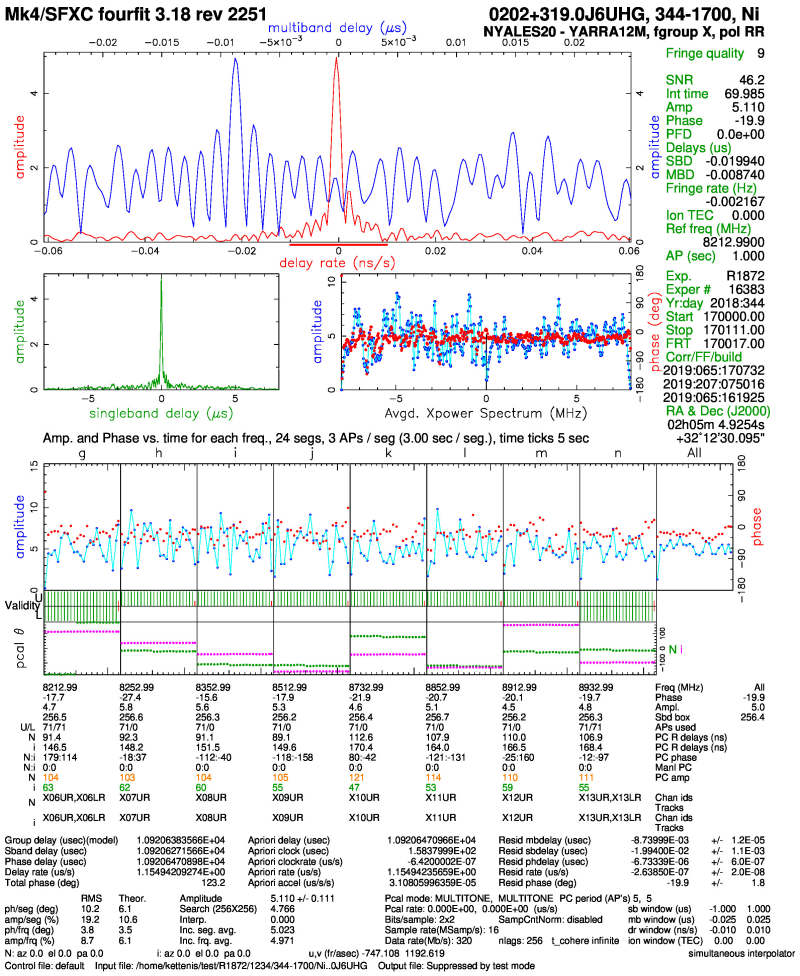


Fig. 3. Ejemplo de la salida del post-procesamiento de la sesión de prueba. El *fringe quality* de 9 es el mejor que se puede obtener y la alineación de la fase es la que anuncia la calidad del retardo obtenido

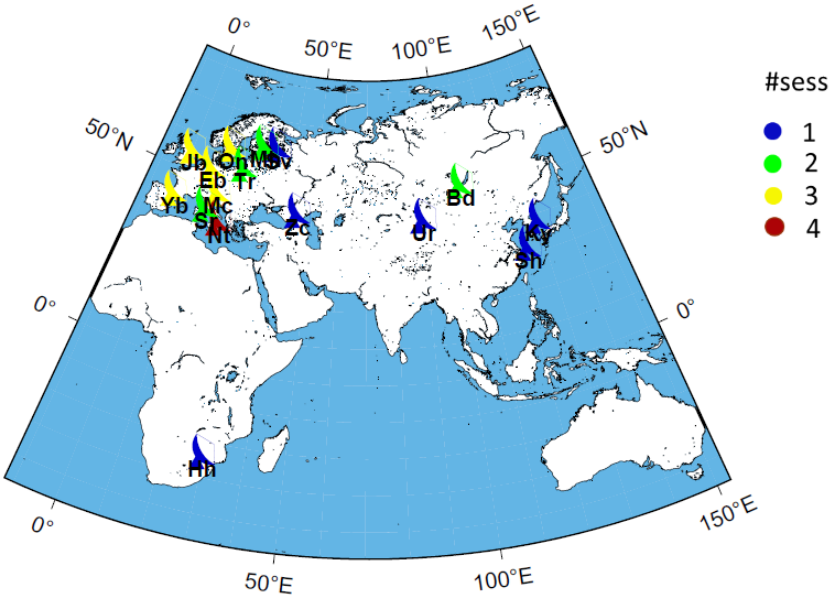


Fig. 4. Sesiones analizadas en banda K. Los colores indican el número de sesiones en las que participó cada radiotelescopio. El nombre de los radiotelescopios ha sido reemplazado por el código de 2 letras característico en VLBI geodésico.

Tabla 1. Coordenadas obtenidas en banda K para los radiotelescopios no-geodésicos de la EVN, en época 2018.45 (Charlot et al., 2024).

Radiotelescopio	X (m) σ_x (m)	Y (m) σ_y (m)	Z (m) σ_z (m)	V_x σ_{v_x} (m)	V_y σ_{v_y} (m)	V_z σ_{v_z} (m)
JODRELL2 (Jb)	3822846.494 ± 0.008	-153801.917 ± 0.002	5086286.157 ± 0.011	-0.0153 ± 0.0015	0.0164 ± 0.0004	0.0084 ± 0.0019
SARDINIA (Sr)	4865183.222 ± 0.011	791922.56 ± 0.004	4035136.165 ± 0.010			
TORUN (Tr)	3638558.157 ± 0.004	1221970.075 ± 0.002	5077036.948 ± 0.004			
KVN YONSEI (Ky)	-3042281.090 ± 0.009	4045902.606 ± 0.012	3867374.276 ± 0.013			

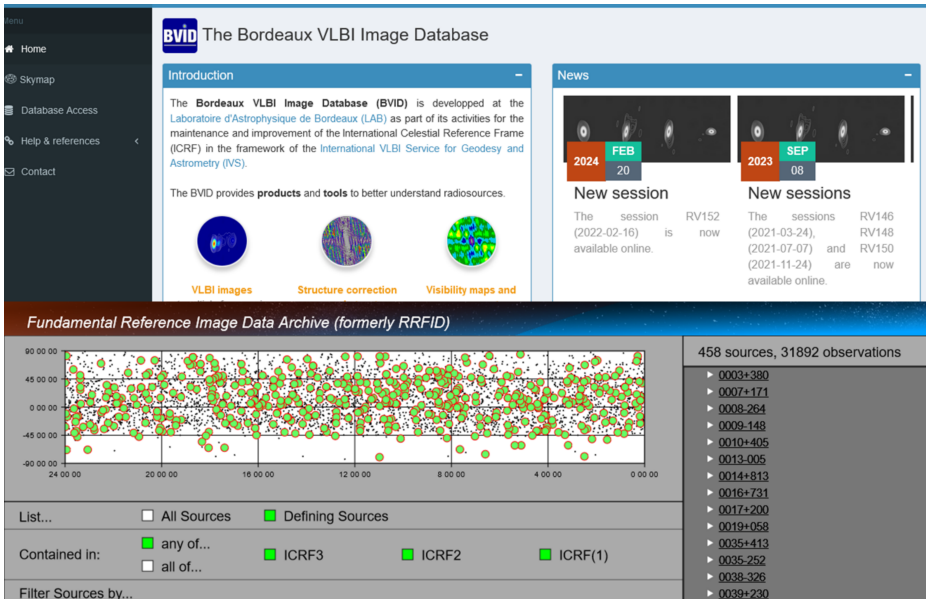


Fig. 5. Bases de datos de imágenes de radiofuentes para uso en VLBI. Arriba BVID y debajo, FRIDA.

que su error es aún menor comparado con los que se obtienen observando en bandas S/X, se tiene la desventaja de no contar con observaciones diarias, lo que reduce la posibilidad de realizar estudios de alta frecuencia y por tanto su utilización tal y como conocemos hoy en día a las series de EOPs. Mientras tanto, teniendo en cuenta que también es necesario realizar un estudio de estructura, es conveniente contar con servicios como el BVID (The Bordeaux VLBI Image Data Base, Universidad de Bordeaux, Figura 5 superior) o FRIDA (Fundamental Reference Image Data Archive, del Observatorio Naval de Estados Unidos, Figura 5 inferior). Ambas brindan información de coordenadas, índice de estructura en las bandas observadas y la evolución temporal de la estructura, lo que aporta información sobre la estabilidad de la misma.

A futuro el ideal sería trabajar bajo el paraguas del IVS brindando un servicio en banda K. Para ello, con este objetivo en vista, a principios de 2022 se conformó luego de varios años de cooperaciones aisladas, el *K-band Astro2geo VLBI Project* (del cual participa quien suscribe este trabajo) con el fin de aunar esfuerzos y poner en marcha todas las actividades mencionadas en banda K y eventualmente, frecuencias superiores.

En este marco, ya se tienen aprobadas 10 sesiones globales a lo largo de los próximos tres años que incluyen observaciones con la red EVN y el VLBA, las cuales iniciaron en noviembre de 2024 con la sesión GC040A que involucró un total de 27 estaciones.

Gran parte de las actividades pasadas, presentes y futuras con VLBI en banda K, pueden encontrarse en la web del proyecto Astro2Geo: `https://sites.google.com/sarao.ac.za/k-bandastrogeovlbi/home`.

Referencias

Charlot P., et al., 2020, Astronomy & Astrophysics, 644, A159

Charlot P., et al., 2024, *Proceedings of the IVS General Meeting 2024, Tsukuba, Japan*, in press

de Witt A., et al., 2023, The k-band (24 ghz) celestial reference frame: Current status and roadmap

Fey A.L., et al., 2004, The Astronomical Journal, 127, 3587

Fey A.L., et al., 2015, The Astronomical Journal, 150, 58

Gomez M.E., et al., 2019, *Proceedings of the 24th European VLBI Group for Geodesy and Astrometry Working Meeting*

Krasna H., et al., 2022, *REFAG 2022, Abstract Book*, 78–78, International Association of Geodesy

Ma C., et al., 1998, The Astronomical Journal, 116, 516

Nothnagel A., 2021 *and Astrometry 2000 General Meeting Proceedings*, 187–205
Whitney A.R., 2000, *International VLBI Service for Geodesy*

Modelo IAU de nutación terrestre: 25 años de evolución y perspectivas

L.I. Fernández[1,3] & M. Folgueira-López[2]

[1] *Laboratorio MAGGIA. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP-CIC PBA, Argentina*
[2] *Universidad Complutense de Madrid, España*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 20 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / El estudio de las variabilidades en la rotación terrestre a partir de las variaciones observadas en los parámetros de la orientación terrestre (EOP), constituye un problema fundamental de la astrometría y de la geodesia. Los EOP son los cinco parámetros necesarios para vincular los sistemas de referencia celeste (ICRS) y terrestre (ITRS): las coordenadas del polo instantáneo de rotación en el sistema terrestre (x_p,y_p), los cambios en la velocidad de rotación terrestre (ΔLOD) y las diferencias modelo-observación para la nutación terrestre (dX, dY). Convencionalmente, en el año 2000, la Unión Astronómica Internacional (IAU) adoptó un nuevo modelo para la nutación terrestre (MHB2000, refiriendo a sus autores Matthews, Herring & Buffet, 2002). El MHB2000 a su vez se basa en las series de nutación de la Tierra rígida (REN2000) previamente publicadas y constituye un estudio multidisciplinar de la dinámica de rotación terrestre que logró reducir las diferencias entre el modelo teórico y las observaciones de interferometría de línea de base muy larga (VLBI, Very Long Baseline Interferometry) al orden de magnitud de las milésimas de segundo de arco. Exploramos los avances en la modelización del movimiento de rotación terrestre durante los últimos años desde la perspectiva de las diversas disciplinas. Finalmente, se presentan propuestas para aumentar la precisión y reducir las diferencias entre teoría y observación por debajo de una milésima de segundo de arco para cumplir los requerimientos actuales del Sistema Global de Observaciones Geodésicas (GGOS).

Abstract / Studying the variabilities in the Earth's rotation from the observed variations in the Earth's Orientation Parameters (EOP) is a fundamental problem of astrometry and geodesy. The EOPs are the five parameters needed to link the International Celestial Reference System (ICRS) and the International Terrestrial Reference System (ITRS): the coordinates of the instantaneous rotation pole in the terrestrial system (x_p, y_p), the changes in the Earth rotation speed (ΔLOD), and the model-observation differences for Earth nutation (dX, dY). Conventionally, in 2000 the International Astronomical Union (IAU) adopted a new model for terrestrial nutation (MHB2000, referring to its authors Matthews, Herring & Buffet, 2002). This new model, in turn, is based on the previously published rigid Earth nutation series (REN2000). MHB2000 is a multidisciplinary study of the rotational dynamics of the Earth. Its application reduced the differences between the theoretical model and Very Long Baseline Interferometry (VLBI) observations to the order of a milliarcsecond. We will explore the advances in the modeling of the Earth's rotational motion during the last few years from the perspective of various disciplines. Finally, proposals are presented to increase the accuracy and reduce the differences between theory and observation below a milliarcsecond to meet the current requirements of the Global Geodetic Observing System (GGOS).

Keywords / astrometry — reference systems — Earth — celestial mechanics

1. Modelo de nutación MHB (IAU2000)

El modelo de nutación terrestre MHB2000 (Mathews et al., 2002), fue adoptado por la Unión Astronómica Internacional (IAU) en su asamblea general del año 2000 y se implementó oficialmente desde el 1 de enero de 2003 (Resolución 1.6, `https://www.iau.org/static/resolutions/IAU2000_French.pdf`), recibiendo el nombre de IAU2000. Casi simultáneamente la Asociación Internacional de Geodesia (IAG) lo incorpora entre sus convenciones a través de la publicación de la nota técnica 32 del Servicio Internacional de la Rotación de la Tierra y los sistemas de referencia (IERS) (McCarthy & Petit, 2004). Las series del modelo MHB2000 se construyeron principalmente en dos pasos relacionados entre sí. Primero se calcularon los coeficientes de la nutación para un modelo rígido de la Tierra. Luego se calculó la nutación de una Tierra no rígida teniendo en cuenta las diferentes propiedades geodésicas y geofísicas de nuestro planeta, donde la amplitud de cada coeficiente de nutación para un modelo de Tierra no rígido se obtiene a partir de la amplitud correspondiente al modelo de Tierra rígida, a través de la llamada función de transferencia. Por lo tanto, la precisión del modelo matemático de la nutación depende principalmente de dos factores: i) la construcción de un modelo de la Tierra y ii) la precisión del modelo de nutación para una Tierra rígida.

✉ *Contacto* / lauraf@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

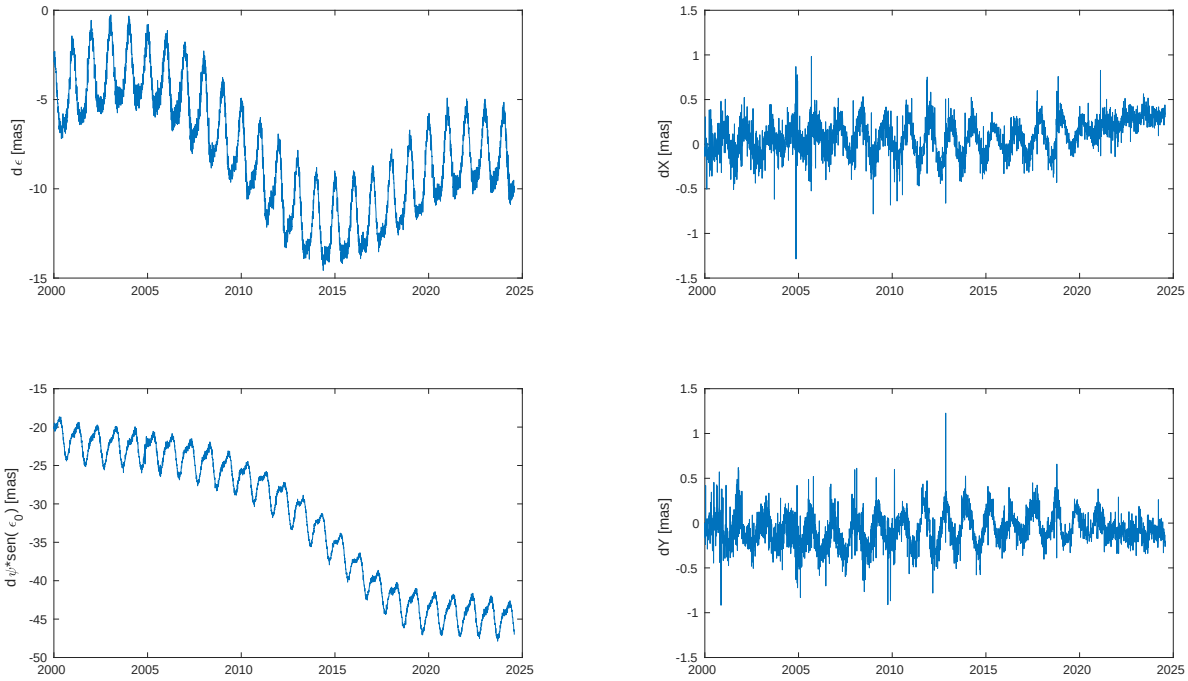


Fig. 1. Comparación de los Celestial Pole Offsets (CPO) para ambos modelos.
Izquierda arriba: Nutación en oblicuidad, modelo IAU 1980. *Izquierda abajo:* Nutación en longitud, modelo IAU 1980. *Derecha:* dX *(arriba)* y dY *(abajo)* según el modelo IAU 2000 (MHB2000).

El modelo de Tierra rígida (Souchay et al., 1999), describe el fenómeno de nutación terrestre y usa la teoría de Hamilton-Kinoshita para calcular los movimientos de rotación del eje terrestre. En particular, se considera la influencia lunisolar, incluyendo los armónicos desde J_2 hasta C_{44} y S_{44} del potencial gravitatorio terrestre y la la influencia planetaria directa e indirecta. Este modelo fue diseñado para mejorar la precisión en la predicción de las variaciones en la orientación de la Tierra rígida pasando del nivel de las milésimas de segundo de arco (mas, milliarcsecond) al nivel del microsegundo de arco (μas, microarcsecond) en cada término de nutación.

Por otro lado, el modelo MHB2000 (Mathews et al., 2002) se apoya en los términos de nutación obtenidos con un modelo de Tierra rígida e incorpora varios efectos como los debidos a la inelasticidad del manto terrestre, el achatamiento del núcleo en la frontera núcleo-manto, la existencia de un núcleo interno sólido además del núcleo externo fluido de la Tierra, el acoplamiento electromagnético en esa frontera y los acoplamientos viscosos en el límite entre el núcleo interno y el externo. Finalmente MHB2000, también incluye la influencia de la atmósfera y los océanos en su formulación.

Como consecuencia, el modelo MHB2000 con un desarrollo de 1365 coeficientes frente a 106 coeficientes de su predecesor, incorpora observaciones de la geodesia espacial junto a una descripción más detallada de la física del interior terrestre mientras que el modelo de Tierra rígida sufre las limitaciones de los datos observacionales disponibles en su época.

Ambos modelos pueden alcanzar una precisión en las predicciones de la nutación al nivel de microsegundos de arco (0.1 μas). Pero MHB2000 ofrece un ajuste significativamente mejor cuando utilizamos los datos observados actuales, reduciendo las discrepancias y proporcionando parámetros más confiables. La Fig. 1 ilustra esta situación mostrando a la izquierda las componentes del modelo IAU 1980 versus las componentes del modelo IAU 2000, ambos expresados en milésimas de segundo de arco.

2. Avances observacionales

Simultáneo al desarrollo teórico, se produjeron avances a partir de las observaciones producidas por las técnicas de la astrometría y geodesia espacial. Aunque en general nos referimos a las cuatro técnicas que materializan el marco de referencia terrestre internacional (ITRF, International Terrestrial Reference Frame), pondremos el foco en la interferometría de línea de base muy larga (VLBI, Very Large Baseline Interferometry) dado que esta es la única capaz de monitorear el movimiento del eje de rotación de la Tierra en el sistema de referencia celeste internacional (ICRS) y durante muchos años fue la única que permitía la materialización de este mismo sistema de referencia.

Ordenados cronológicamente, la primera contribución relevante al nuevo modelo IAU fue Vondrák et al. (2005) quienes analizaron los residuos entre la teoría IAU2000 y las observaciones VLBI y del sistema de posicionamiento global usando satélites (GNSS, Global Navigation Satellite System). Dado que IAU2000 no contiene movimientos libres que puedan predecirse de forma fiable, ya que dependen de constantes de integración y excitaciones desconocidas, este trabajo identifica cuatro modos normales mal predichos por el modelo:

- *Oscilación de Chandler (Chandler Wobble, CW).* Con un período en el sistema terrestre de 435 días.
- *Nutación libre del núcleo terrestre (FCN, Free Core Nutation)*, también conocida como Retrograde Free Core Nutation, RFCN.
- *Nutación libre del núcleo interno (Free Inner Core Nutation, FICN).*
- *Oscilación del núcleo interno (ICW, Inner Core Wobble).*

La causa del FCN son las diferentes características materiales del núcleo y el manto de la Tierra. En consecuencia el núcleo terrestre externo gira a una velocidad diferente comportándose como un trompo respecto del manto terrestre. Dado que los ejes del núcleo externo y del manto terrestre no coinciden, se produce un bamboleo del núcleo con un período de 430 días sidéreos visto desde el ICRF, en sentido retrógrado. Su amplitud es dominante, siendo la única señal que supera el nivel de ruido de los datos luego de extraer el modelo. El origen de esta excitación aun no esta claramente establecido y es material de estudio. Nótese que este mismo efecto se observará en el ITRF con período próximo a 1 día y amplitud 430 veces menor (Nearly Diurnal Free Wobble, NDFW).

A diferencia del núcleo externo de la Tierra, que es líquido, el núcleo terrestre interno es sólido. Esta diferencia afecta las propiedades dinámicas. Así, el FICN es una oscilación del núcleo interno con respecto al manto y al núcleo externo, con un período estimado en el ICRF de 840-1310 días sidéreos. Dada su amplitud, esta señal es muy difícil de detectar.

El ICW es también un movimiento oscilatorio del núcleo interno sólido de la Tierra con respecto al manto terrestre y al núcleo externo líquido. Aunque son similares, tiene un origen diferente al FICN. El ICW no tiene un período definido, y algunos autores no lo consideran un fenómeno periódico. Su variación en amplitud se estima en décadas e incluso siglos, siendo extremadamente difícil separar la señal del ruido desde los datos medidos.

Luego de la contribución de Vondrák et al. (2005), varios investigadores revisitaron la FCN. Lambert (2006) concluye que las variaciones diurnas de la presión atmosférica explican aproximadamente la mitad de la amplitud de la FCN, pero no logran explicar la variabilidad de amplitud observada en el tiempo. Sugiere que las variaciones oceánicas podrían estar involucradas. Krásná et al. (2013) presentan modelo empírico del FCN con amplitud y fase variable a partir de un ajuste global de 27 años de datos VLBI. Estiman un período de ≈ -431,18 días sidéreos, muy próximo al valor convencional de -431,39 días sidéreos (Petit & Luzum, 2010). Belda et al. (2016) ajustan un nuevo modelo empírico mejorando la precisión de los modelos de precesión/nutación al ajustar datos VLBI, con una desviación estándar de aproximadamente 70 μas. Gattano et al. (2017) muestran que las variaciones en los métodos de análisis de datos VLBI generan incertidumbres en la estimación de los parámetros de nutación, afectando significativamente la detección y caracterización de la FCN.

En 2013, Malkin (2013) descubre que las sacudidas del campo geomagnético (GMJ, Geomagnetic Jerks) preceden a los mínimos de amplitud FCN, y que además, la amplitud FCN comienza a crecer inmediatamente después de cada GMJ. Vondrak & Ron (2014) analizan la influencia de las excitaciones atmosféricas, oceánicas y los GMJ sobre la FCN. Ron et al. (2015) confirmaron la hipótesis de Malkin (2013): los cambios en amplitud y fase de FCN coinciden con los GMJ. Estos autores proponen una función de excitación continua que mejora significativamente la concordancia entre los modelos y las observaciones VLBI. Más tarde, Modiri et al. (2021) demostraron una conexión significativa entre las variaciones del campo magnético y la FCN, reafirmando esta hipótesis. Zhu et al. (2021) cuantificaron correcciones al modelo IAU2006/IAU2000A al analizar varias series de datos de EOP combinadas. Estas correcciones, junto con la inclusión de la FCN, mejoran significativamente el ajuste a los datos observacionales VLBI reduciendo el error de los residuos en 36 %. Los autores diagnostican la magnitud y cambios de fase de la FCN comparándolos con los GMJ transitorios, aunque persisten las dudas con respecto a la influencia de la atmósfera y el océano, así como con la naturaleza del amortiguamiento observado de la FCN. Más recientemente, Malkin et al. (2022) encuentran un segundo gran salto de fase en la FCN, similar al de 1999. Este evento se desarrolló en 2021-2022 y coincide con una GMJ, reforzando la hipótesis de una conexión entre ambos fenómenos.

Sólo dos contribuciones recientes, (Ziegler et al. (2020); Nurul Huda et al. (2020)), analizaron en conjunto los fenómenos de la FCN y la IFCN. Ziegler et al. (2020) estimaron un período de ≈ -430 días para la FCN y entre +600 a +1300 días para la FICN. Nurul Huda et al. (2020) proponen un nuevo método directo para estimar los términos de nutación a partir de datos VLBI y proporcionan estimaciones más precisas de los parámetros de resonancia de la FCN y la FICN, especialmente al considerar las correcciones atmosféricas y oceánicas que no son de marea.

Durante 2024, dos nuevas contribuciones analizan el fenómeno de la FCN. Cui et al. (2024) subraya la importancia de considerar la influencia de las mareas diurnas al determinar los parámetros de la FCN, demostrando que el método de resonancia es muy robusto ante estas perturbaciones. Por otro lado, Shahvandi et al. (2024) estudian casi 30 años de datos de momento angular atmosférico y oceánico (AAM, Atmospheric Angular Momentum y OAM, Oceanic Angular Momentum) y los comparan con la serie de corrimientos del Polo Celeste (CPO, Celestial Pole Offsets). Este estudio afirma que la redistribución de la masa atmosférica, especialmente en el hemisferio norte, es la causa más significativa de la excitación continua del FCN. Como puede verse el tema está aún abierto a controversia y nuevos análisis.

3. Avances recientes en la teoría de rotación para una Tierra rígida

A continuación presentaremos algunos resultados que han alcanzado una precisión del nanosegundo de arco (0.1 nas) en el análisis del problema.

- *Efectos debidos a la contribución del armónico zonal*

J_5: este armónico marca el umbral al nivel de truncamiento de 0.1 nas de las series de nutación de Tierra rígida. La Tabla 1 muestra los principales términos en longitud y en oblicuidad.

Tabla 1. Períodos principales en el análisis de la influencia del término J_5.

Nutación en	**Longitud**	**Nutación en**	**Oblicuidad**
Período [dias]	Coeficiente [nas]	Período [dias]	Coeficiente [nas]
27.2122	0.3	27.4318	0.3
27.3216	0.3	27.3216	2.8
9.1072	0.6	9.1072	2.1

- *Efectos planetarios de* 2° *orden y efectos debidos al alejamiento de la Luna*: términos al nivel del 0.1 nas (Folgueira, 2024)

4. Avances recientes en la teoría de rotación para una Tierra no rígida

El proyecto GRACEFUL (GRavimetry, mAgnetism, rotation and CorE Flow) es un proyecto ERC (European Rover Challenge) de la Unión Europea que tiene como objetivo comprender mejor la dinámica interna de nuestro planeta, en particular el núcleo de la Tierra. En el marco de este proyecto, uno de los estudios que se están llevando a cabo son los efectos de la topografía en la frontera entre el manto y el núcleo (CMB, Core-Mantle Boundary). Este trabajo desarrolla en armónicos esféricos la topografía en la CMB y considera las ecuaciones de Sasao et al. (1980) y las de Navier-Stokes obteniendo las soluciones analíticas del par topográfico, contribuciones a la longitud del día (LOD) y a la nutación. Los principales resultados son los siguientes:

- *Influencia en las variaciones de la longitud del día (LOD)*: La amplificación máxima es para la marea de 13.6333 días cerca de M_f (M_f = 13.66079 días solares), proporcionando una variación del LOD de 0.15 ms a 0.22 ms. La correspondiente a la componente de la marea de 27.6668 días cerca de M_m (M_m = 2755455 días solares) proporciona una amplificación de 0.05 ms (Puica et al., 2023).
- *Influencia en la nutación*: El término de período de 13.659 días proporciona la máxima contribución a la nutación de 27.4318 μas (Dehant et al., 2024).

5. Conclusiones y trabajos futuros

- El estudio interdisciplinar es indispensable para una mejora en la comprensión de la dinámica de la rotación terrestre.
- La validación de los modelos utilizando observaciones VLBI está limitada por la precisión en el procesamiento de los observables y por el efecto de otras componentes geofísicas no contempladas. Se sugiere analizar el impacto de las nuevas tecnologías VLBI (VGOS, VLBI Global Observing System) y de nuevas misiones satelitales que podrían ofrecer datos más refinados para el análisis y la validación. En este punto, nos referimos tanto a las misiones gravimétricas GRACE-FO (Gravity Recovery and Climate Experiment Follow-on), y GOCE (Gravity Field and Steady-State Ocean Circulation Explore), como a las altimétricas (misiones Sentinel, SWOT) para analizar las redistribuciones de masa de nuestro planeta.
- La inclusión de nuevos efectos geofísicos en el modelo de nutación de la Tierra no rígida como el efecto topográfico en la frontera entre el manto y el núcleo (ver por ejemplo, proyecto GRACEFUL; `https://graceful.oma.be/`) hace necesario considerar efectos de segundo orden, como los planetarios y los debidos al alejamiento entre la Luna y la Tierra, en el modelo matemático de rotación de Tierra rígida, al nivel de los nanosegundos de arco (nas) (Folgueira y Fernández, trabajo en preparación).
- Variaciones no despreciables en amplitud y fase de la FCN estarían vinculadas a variaciones de corto período no incluidas en modelos atmosféricos, oceánicos y de carga hidrológica.
- Estudio integral de nuevos fenómenos climáticos. Es plausible analizar el efecto de la redistribución de masa debido a variaciones en el nivel del mar o cambios atmosféricos y de la capa de hielo.

Referencias

Belda S., et al., 2016, J.Geodyn., 94, 59
Cui X., et al., 2024, J. Geod., 98, 26
Dehant V., et al., 2024, Geophys. J. Int. (enviado)
Folgueira M., 2024, En preparación
Gattano C., Lambert S.B., Bizouard C., 2017, J. Geod., 91, 849
Krásná H., Bohm J., Schuh H., 2013, A&A, 555, A29
Lambert S.B., 2006, A&A, 457, 717
Malkin Z., 2013, J.Geodyn., 72, 53–58
Malkin Z., Belda S., Modiri S., 2022, Sensors, 22, 5960
Mathews P.M., Herring T.A., Buffett B.A., 2002, JGR (Solid Earth), 107
McCarthy D.D., Petit G., 2004, *IERS Conventions (2003)*, *IERS Tech. Note*, vol. 32, IERS. Paperback
Modiri S., et al., 2021, Sensors, 21, 7555
Nurul Huda I., et al., 2020, Geophys. J. Int., 220, 759–767
Petit G., Luzum B., 2010, IERS Conventions (2010)
Puica M., et al., 2023, Geophys. J. Int., 234, 585–596
Ron C., Vondrak J., Chapanov Y., 2015, *Proceedings of the IX Bulgarian-Serbian Astronomical Conference: Astroinformatics (IX BSACA)*, 127–135
Sasao T., Okubo S., Saito M., 1980, *Proceedings of Nutation and the Earth's Rotation, IAU Symposium No. 78*, 165–184
Shahvandi K., et al., 2024, JGR (Solid Earth), 129, e2024JB029583
Souchay J., et al., 1999, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 135, 111
Vondrak J., Ron C., 2014, Acta Geodyn. Geomater, 11, 193
Vondrák J., Weber R., Ron C., 2005, A&A, 444, 297–303
Zhu P., et al., 2021, J. Geod., 95, 57
Ziegler Y., et al., 2020, Geophys. J. Int., 222, 845–860

Overview of the joint-CART project between China and Argentina

J. Li[1]

[1] *National Astronomical Observatories of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / El Radiotelescopio China-Argentina (CART) tiene un diámetro de 40 m, y 8 bandas de trabajo incluyendo L, S/X, C, Ku, K, Ka y Q. Los receptores criogénicos de doble banda S/X y de doble haz de banda Q se encuentran entre los primeros a ser equipados en CART a partir de la fase de pruebas. CART es un proyecto conjunto hito entre China y Argentina, está ubicado en el Observatorio CESCO de la Universidad Nacional de San Juan de Argentina, y será la mayor unidad de plato único y VLBI de América Latina. Se espera que tenga sinergias con LLAMA y AGGO, y que participe y contribuya a las principales campañas internacionales de VLBI como IVS, SKA VLBI y quizás también ALMA en el futuro.

Abstract / The China-Argentina Radio Telescope (CART) has a diameter of 40 m, and 8 working bands including L, S/X, C, Ku, K, Ka and Q. The S/X dual band cryogenic receivers and the dual beam Q band cryogenic receivers are among the first to be equipped with CART starting from the testing phase. CART is a milestone joint-project between China and Argentina, it is located at the CESCO Observatory of the National University of San Juan of Argentina, and will be the largest single dish and VLBI unit in Latin America. It is expected to have synergies with LLAMA and AGGO, and will get involved in and contribute to major international VLBI campaigns such as IVS, SKA VLBI and maybe also ALMA in the future.

Keywords / astronomical instrumentation — radio telescopes — interferometers — VLBI

1. Historical review of the China-Argentina astronomical cooperation

The China-Argentina astronomical cooperation was initiated in 1989, when the Beijing Astronomical Observatory of the Chinese Academy of Sciences agreed with the National University of San Juan (UNSJ) and decided to set up an automated Photoastrolabe (PA II) at the Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFA). A new era thus started and there had been continuous scientific output in fields of astrometry till when the Hipparcos satellite was launched, which led to expectations for further cooperation. In 2006, a Satellite Laser Ranging (SLR) system was installed at the OAFA Observatory, started to contribute to the International Laser Ranging Service (ILRS). Major achievements were made in 2009 in the observations of the M1 satellite of the BD II navigation system. In late 2010, the China-Argentina Radio Telescope (CART) was funded by the Ministry of Science and Technology of China due to the lack of Very Long Baseline Interferometry (VLBI) unit telescopes in the southern hemisphere, and a Global Positional Service (GPS) station was set up at OAFA in 2011 aimed at the co-location of VLBI, SLR and GPS at the OAFA Observatory of UNSJ, which is located at the suburbs of the city of San Juan.

2. Main objectives

Observational sites suitable for astronomical investigations are rare and precious sources. The large majority of observational stations are located on the northern part of the globe, although there are nice observational stations available also in the southern hemisphere such as those in Chile, Australia and South Africa. It is clear however there are a lack of large scale single dish and VLBI units for observing the southern part of the sky, where the Galactic center, the Magellanic Clouds and many famous star forming regions are located.

The primary objective of CART is to set up a VLBI facility for the establishment of a co-location station composed of VLBI, SLR and GPS in the southern hemisphere, which is critically important for observations and continuous monitoring of the Earth Orientation Parameters (EOP), and for the establishment and maintenance of the International Terrestrial Reference (ITRF) and the International Celestial Reference Frame (ICRF), in cooperation with other similar VLBI antennas observing in the same working bands globally. Furthermore, potential synergies with LLAMA, AGGO, SKA VLBI and even ALMA are planned or expected in the future. In the meanwhile, CART will be equipped with up to 8 working bands and can function as a single dish radio telescope (Fig. 1). It may have major contributions to investigations of Astronomy, Geodesy and also Deep Space Explorations.

✉ *Contact* / ljz@nao.cas.cn

Invited review

Fig. 1. The 3D simulation of CART.

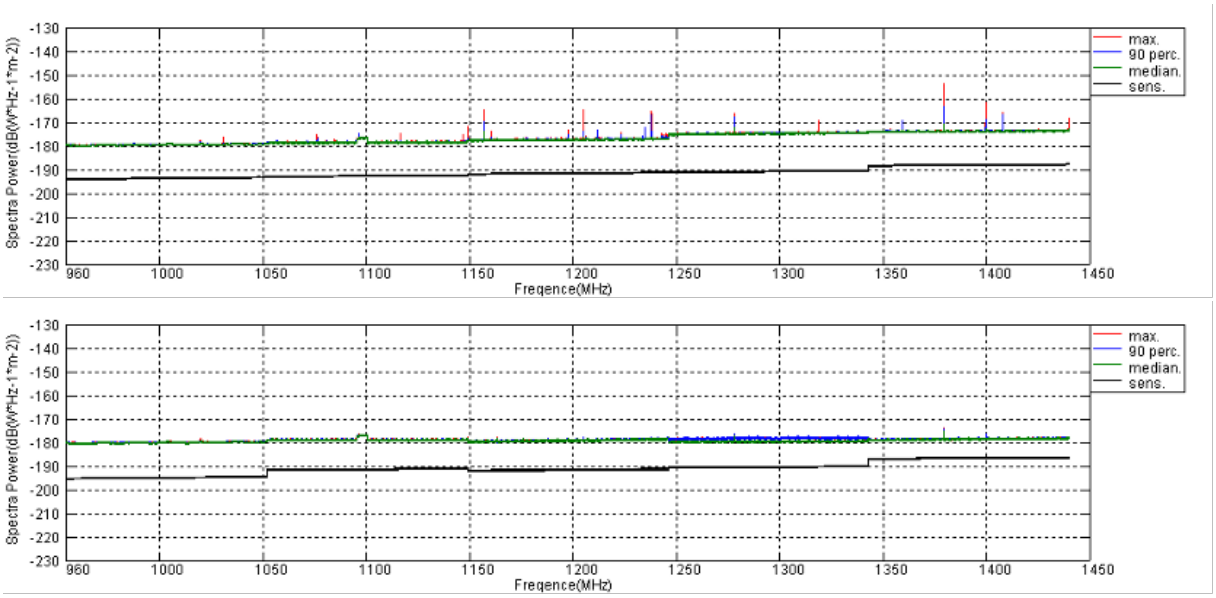


Fig. 2. Results of the RFI testing campaign at Talacasto (above) and the former candidate SKA site (below) at frequencies between 960 MHz and 1440 MHz.

3. Hosting site

As stated above, the initial plan is to build a VLBI antenna at the OAFA Observatory for the realization of the co-location of VLBI, SLR and GPS. OAFA, however, is located in the immediate suburbs of San Juan city –capital of homonymous province–, Argentina, and is adjacent to the living habitat of the local residents where the radio interference at various radio frequencies is very strong. Up to 8 working bands including L, S/X, C, Ku, K, Ka and Q are planned for CART and the functionality will be severely limited if it is built at

Fig. 3. The original view of the final hosting site for CART.

OAFA headquarters.

During the implementation of the project, the joint-CART team has encountered clear objections to build CART at OAFA from the astronomical community of Argentina, and strong request for site search and Radio Frequency Interference (RFI) testing for hosting an advanced radio telescope. An extensive site search campaign was thus carried out throughout the San Juan province. Up to 16 candidate hosting sites were investigated and detailed RFI testing were carried out at three of the best possible sites including Talacasto, which is close to San Juan city, and the former candidate SKA site in Argentina, which is close to the final hosting site for building CART at the CESCO Observatory (see Fig. 2). As a result of the RFI testing campaign, both Talacasto and the former SKA site are among the best possible candidate sites for hosting CART.

Great efforts have been made for building CART at Talacasto in the first years, which is optimistic both in isolation and reachability. However, the candidate hosting site is purely a wild field deep in the valley and there is no existing power, road and internet connection. Due to limited budget for the construction of the infrastructures, we finally have to move to the current site at the CESCO Observatory, which is anyway a mature observatory, although we have to face in the meanwhile huge amount of field work for the flattening of the hills and the field for hosting CART (see Fig. 3). The best opportunity of the final hosting site was that the concrete foundation could be built directly on the bedrock. The CESCO Observatory is located within the El Leoncito National Park, where the radio interference is clear and it is much easier for the realization and protection of the radio quiet zone centered on the CART radio telescope.

4. Key progress made and time line for the implementation

A memorandum of understanding on the joint-CART project was signed among the Chinese Academy of Sciences, CONICET, UNSJ and the San Juan Government in August 2011. The Ministry of Science, Technology and Innovation of Argentina approved the CART project in July 2014 and conditionally offered a grant of 1.5 mUSDs for the construction of the infrastructures. A four parties agreement on CART was signed in June 2015 among NAOC, CONICET, UNSJ and the San Juan Government, when the dissembled parts of the radio telescope were already manufactured in China and were ready for delivery for the on-site assembly. The implementation of the joint-project experienced some turbulence and was finally included in the joint-declaration between China and Argentina in May 2017.

Great appreciations to the San Juan provincial government for the financial support for carrying out the field flattening and the preparation of roads, power and water supply, and fiber internet connection to the CART hosting site in order that the joint-project can move on.

Fig. 4. The field work for the preparation of the platform for hosting CART.

Fig. 5. CART foundation sitting on the bedrock.

Table 1. Technical specifications of CART.

Panel accuracy	< 0.08 mm
Main reflector accuracy	< 0.35 mm; best, r.m.s.
	< 0.40 mm; worst, r.m.s.
Pointing accuracy	< 3.5 arcsec; wind $< 5.45\ \mathrm{m\,s^{-1}}$
Subreflector	Stewart platform + Z axis rotation
Band changing	VLA-like rotating asymmetric subreflector
Working bands	L, S/X, C, Ku, K, Ka and Q (dual beam)
Track inflatnesss	< 0.5 mm; 25-m diameter
Track form	Seamless welded rail track
Azimuth range	from -275 deg to $+275$ deg
Altitude range	from 4.0 deg to 90.5 deg

Detailed geophysical investigations of the hosting site were carried out in December 2017, and the field flattening started in September 2018 (see Fig. 4). A kick-off ceremony for the construction of the concrete foundation (see Fig. 5) was arranged in October 2019, soon after which the COVID-19 burst out and the CART foundation was managed to complete in November 2020.

In April 2023, the first batch of the CART dissembled parts start to be delivered to the construction site in Argentina and the seamless welding of the rail tracks was completed in November, after which, the on-site assembly started accordingly. It took some 10 months for the assembly of the primary reflector, the steel supporting structure and the pitch axis combination, see Fig. 6.

5. Scientific objectives

As the largest single dish in Latin America, CART can contribute to pulsar timing, regional line surveys of the major star forming regions, the Magellanic Clouds, the Galactic center and supernova remnants in the southern sky, investigations of planets and comets, and also follow up observations of gamma ray bursts, gravitational waves and other transient phenomenon such as fast radio bursts.

As a VLBI unit antenna, which is rare in the

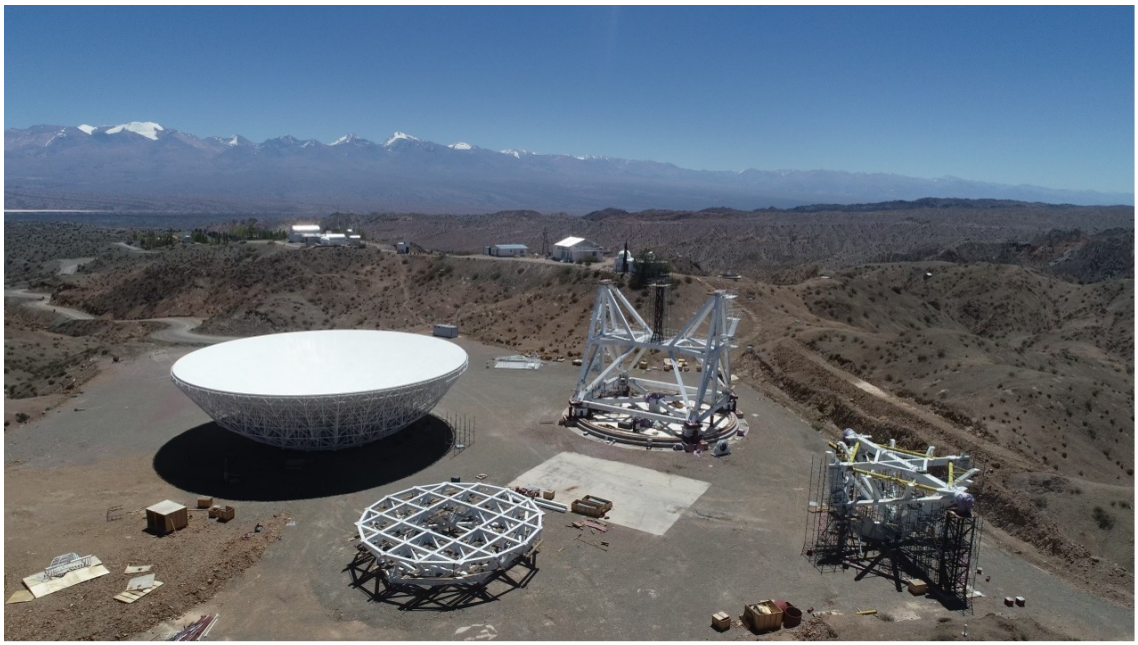


Fig. 6. Approaching the final stages of the CART assembly on-site.

southern hemisphere, CART can contribute much to global VLBI investigations of astrophysics, astrometry, geodesy and potentially also future deep space explorations. CART is expected to have important synergies with LLAMA and AGGO of Argentina and may have major contributions to IVS, SKA VLBI and maybe also ALMA. Note that dual beam Q band cryogenic receivers are among the first to be equipped with CART starting from the testing phase, which may be dedicated to the search and investigations of organic molecules.

6. Working bands and plan for the equipment of receivers

Eight working bands including L, S/X, C, Ku, K, Ka and Q are planned for CART. The dual band S/X and dual beam Q band cryogenic receivers are under development and will be mounted starting from the test phase observations. The rest of the planned receivers will be developed and equipped later depending on the availability of funds and the request of scientific objectives.

7. Future perspectives

It has been a long journey for the implementation of the joint-CART project, which will anyway be successfully built in the immediate future. As stated above, it will be the largest single dish and VLBI unit antenna in the southern hemisphere, and can be expected to contribute much to the astronomical and geodetic community of both China and Argentina, and may well play a major role and lay impacts on global cooperative investigations in related fields.

Acknowledgements: The joint-CART project was supported by the Key Program of International Cooperation of the Ministry of Science and Technology of China through grant 2010DFA02710, the Ministry of Science, Technology and Innovation of Argentina, the headquarter of the Chinese Academy of Sciences, CONICET, the San Juan Province of Argentina, NAOC and UNSJ. This work is partially supported by the National Natural Science Foundation of China through grants 11503035, 11573036, 11373009, 11433008, 11403040, 11403041 and various other programs. Great appreciations to all the joint-CART team members and national authorities of all levels of both countries for their continuous, enthusiastic and generous contributions to this milestone project between China and Argentina.

Adaptación de la cámara CCD SOPHIA 2048B al espectrógrafo REOSC del CASLEO

P.F. Pereyra[1], J.L. Aballay[1], M.A. Giménez[1], W.E. Alvarez[1], O.A. Collado[1] & G.A. Roldán[1]

[1] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 23 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / El espectrógrafo Echelle REOSC es el instrumento más utilizado por los usuarios del telescopio Jorge Sahade. Durante años, su detector principal fue la cámara criogénica Tek1024, desarrollada por la empresa Photometrics. Actualmente, el CASLEO ha incorporado una nueva cámara CCD, la SOPHIA 2048-152-VS-X, fabricada por Teledyne Princeton Instruments. Este dispositivo, refrigerado por efecto Peltier, representa un avance significativo en la tecnología de detección. En este trabajo se detallan las tareas realizadas para adaptar óptica y mecánicamente la cámara SOPHIA al espectrógrafo REOSC. Además, se describe la implementación de un circulador de líquido refrigerante, para mejorar la eficiencia del enfriamiento del CCD, y el desarrollo de un software a medida para automatizar la adquisición de imágenes. Dicho software permite adquirir espectros de objetos astronómicos y lámparas de comparación, y otras calibraciones necesarias para la observación.

Abstract / The REOSC Echelle spectrograph is the most widely used instrument by users of the Jorge Sahade telescope. For years, its main detector was the Tek1024 cryogenic camera, developed by Photometrics. CASLEO has now incorporated a new CCD camera, the SOPHIA 2048-152-VS-X, manufactured by Teledyne Princeton Instruments. This device, cooled by the Peltier effect, represents a significant advance in detection technology. This work details the tasks carried out to optically and mechanically adapt the SOPHIA camera to the REOSC spectrograph. In addition, the implementation of a coolant circulator is described, to improve the cooling efficiency of the CCD, and the development of custom software to automate image acquisition. This software allows the acquisition of spectra of astronomical objects and comparison lamps, and other calibrations necessary for observation.

Keywords / instrumentation: detectors — instrumentation: spectrographs

1. Introducción

El espectrógrafo Echelle REOSC es el instrumento más utilizado por los usuarios del telescopio Jorge Sahade (JS) * del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Desde 1994, este espectrógrafo ha operado con la cámara criogénica Tek 1024 de Photometrics. Sin embargo, la lectura de las imágenes generadas por esta cámara CCD depende de una PC (Personal Computer) equipada con una tarjeta controladora denominada AT200, diseñada para el bus ISA (Industry Standard Architecture), una tecnología que hoy en día se considera obsoleta. Además, la cámara utiliza el software PMIS (Photometrics Image Software), desarrollado para la adquisición y análisis de imágenes, el cual está optimizado únicamente para sistemas operativos antiguos, como Windows XP o Windows 98.

El CASLEO ha incorporado un nuevo detector para el REOSC: la cámara SOPHIA 2048B eXcelon de Teledyne Princeton Instruments (Fig. 1). Este avanzado instrumento fue adquirido gracias a la colaboración entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y las Universidades Nacionales de La Plata (UNLP), Córdoba (UNC) y San Juan (UNSJ).

La cámara SOPHIA está equipada con un sensor CCD eXcelon de tipo back-illuminated, con una resolución de 2048 × 2048 píxeles, un tamaño de píxel de 15 μm × 15 μm, y posee una excelente eficiencia cuántica. El sistema de enfriamiento termoeléctrico, basado en una tecnología Peltier de cinco etapas, permite alcanzar temperaturas menores a -90 °C (temperatura de funcionamiento predeterminada: -80 °C), reduciendo la corriente de oscuridad (Dark current) a tan solo 0.00025 e-/píxel/segundo. La interfaz de comunicación de la cámara utiliza USB 3.0, lo que garantiza una transferencia

Fig. 1. Cámara SOPHIA 2048-152-VS-X de Teledyne Princeton Instruments, junto a su fuente de alimentación y cables de alimentación y señal.

*https://casleo.conicet.gov.ar/js/

✉ *Contacto* / ppereyra@casleo.gov.ar

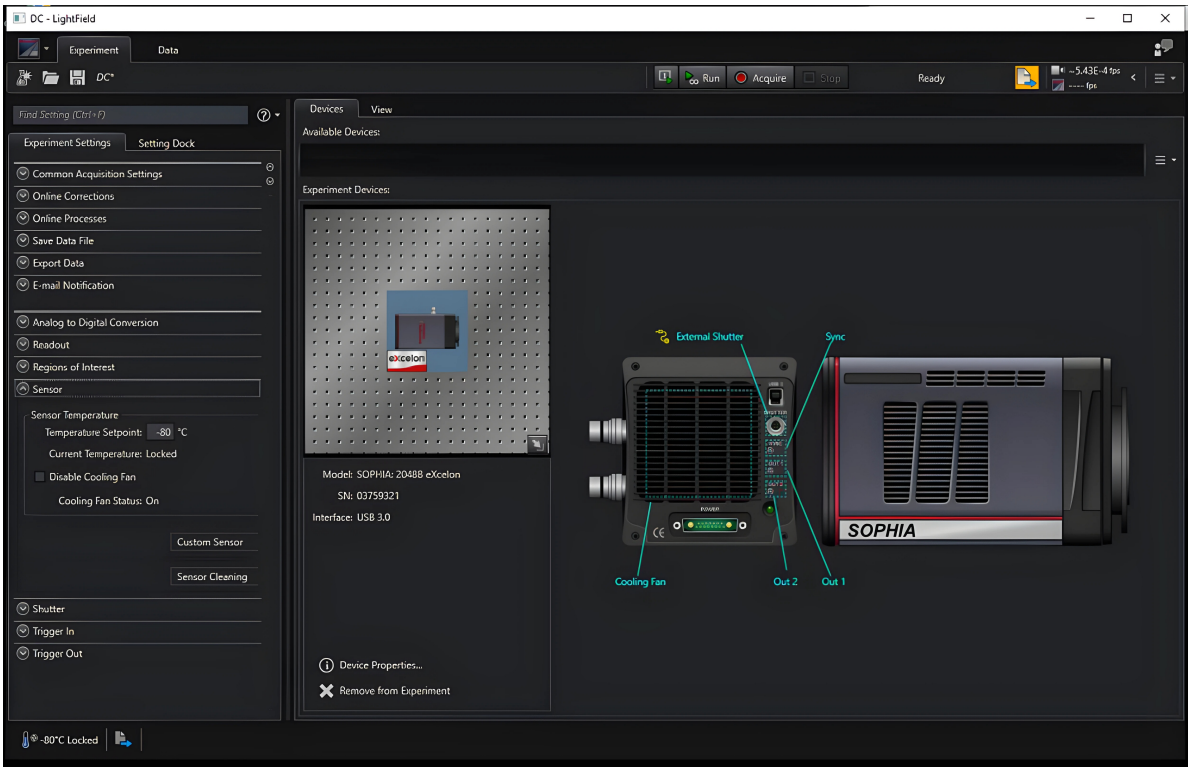


Fig. 2. Interfaz gráfica del software LightField v6.14. Detección de la cámara SOPHIA 2048B eXcelon.

de datos rápida y confiable (SOPHIA 2048B Datasheet, 2018) (SOPHIA System Manual, 2019).

Adicionalmente, se adquirió la licencia del software LightField v6.14, diseñado para controlar todas las funcionalidades que posee la cámara. (LightField User Manual, 2020) En la Fig. 2 se muestra la interfaz gráfica del software LightField, que ilustra en la solapa *Devices* el reconocimiento exitoso de la cámara SOPHIA 2048B eXcelon por el sistema.

2. Tareas realizadas

Para la adaptación óptico-mecánica de la cámara SOPHIA al espectrógrafo REOSC, fue necesario desmontar su nariz y el *shutter* interno. Además, se diseñó y construyó una base de aluminio 7075, material seleccionado por su alta ductilidad y resistencia, que actúa como bastidor para la cámara. En la Fig 3 se muestra la cámara SOPHIA con su ventana de cuarzo ensamblada a la nueva base de aluminio. En la imagen se indican en color blanco las dimensiones del bastidor maquinado en torno y fresa.

Este conjunto se acopló a la platina reguladora del espectrógrafo, que incluye tres tornillos micrométricos y un palpador centesimal, utilizados para ajustar el enfoque de la cámara CCD.

Para optimizar el enfriamiento del CCD, se instaló un circulador de líquido refrigerante utilizando una mezcla de 50 % de agua destilada de laboratorio y 50 % de etilenglicol. Sus principales ventajas son mantener una temperatura estable en el detector, mejorando la calidad de las imágenes, y disipar el calor del sistema Peltier, aumentando su eficiencia y vida útil. Para conectar el circulador con la cámara, se adquirieron mangueras transparentes atóxicas reforzadas con malla, diseñadas para prevenir quiebres, estrangulamientos y la contaminación del líquido refrigerante. Además, se importaron acoples de acero inoxidable antiderrame, garantizando una conexión segura y sin fugas.

El circulador se ubicó en la parte inferior del espectrógrafo, debajo de la cámara SOPHIA, con el propósito de protegerla en caso de una fuga accidental del líquido refrigerante. Permanece encendido siempre que la cámara esté en funcionamiento.

Se adquirió a través de la empresa Vincent Associates (EE.UU.) el obturador óptico *Uniblitz CS45S1T0* de 45 mm, el cual fue integrado dentro del cuerpo del espectrógrafo. Este obturador externo, equipado con cuchillas de teflón, ofrece una velocidad de apertura de 17.5 ms y de cierre de 23.0 ms, garantizando exposiciones precisas y repetitivas. Durante su instalación, se implementaron medidas específicas para eliminar cualquier posible entrada de luz parásita, asegurando así una calidad óptima en los espectros obtenidos.

En la Fig 4 se observa la cámara SOPHIA instalada en el REOSC, junto a su fuente de alimentación (parte superior) y circulador de agua destilada con etilenglicol (parte inferior).

Para automatizar la adquisición de imágenes espectrales, se desarrolló un conjunto de scripts en Python que integran bibliotecas y líneas de código provistas por LightField. Estos scripts permiten ajustar los parámetros de la cámara y del experimento, así como controlar la adquisición de imágenes (Introduction to Automating

Fig. 3. Cámara SOPHIA eXcelon con su nueva base de aluminio.

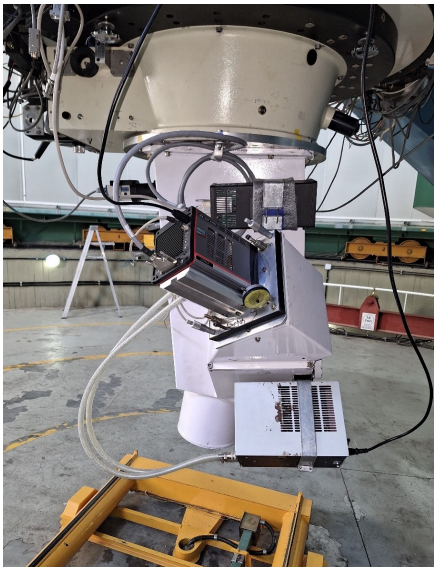


Fig. 4. Cámara SOPHIA montada en el espectrógrafo REOSC.

LightField 6 with Python, 2020) (LightField Add-ins and Automation Programming Manual, 2019).

Además, se incorporaron a las cabeceras de los archivos FITS (*headers*) parámetros relevantes, como ganancia, ruido de lectura, datos del observador, nombre del objeto observado y coordenadas del telescopio, entre otros. Para escribir parámetros en las cabeceras se emplea la biblioteca ASTROPY.

Desde una terminal, es posible ejecutar comandos para obtener espectros de objetos celestes o imágenes de calibración (comparación, *flats*, *darks* y *bias*). Los datos adquiridos se visualizan directamente en la solapa *View* del software LIGHTFIELD.

En la Fig. 5, se observa a la derecha una terminal IPYTHON con el comando utilizado para capturar un espectro de comparación Torio-Argón (REOSC en dispersión cruzada). A la izquierda, se muestra en la solapa *View* del LIGHTFIELD el espectro obtenido con el nuevo detector. En la parte inferior derecha, se visualiza en un navegador la imagen de la estrella observada en la ranura del espectrógrafo, capturada con la cámara de guiado StellaCam.

La comunicación entre la PC de adquisición y la cámara SOPHIA se realiza a través de un puerto USB 3.0, lo que inicialmente requirió que la PC estuviera ubicada junto al telescopio, cerca de la cámara. La conexión remota con dicha PC desde la Sala de Control se establece mediante VIRTUAL NETWORK COMPUTING (VNC). Recientemente, se adquirió un extender Icron para USB 3.0, lo que va a permitir trasladar la PC de adquisición de la cámara SOPHIA a la Sala de Control sin afectar la comunicación con el CCD.

3. Tareas a realizar

Aunque la ejecución de comandos de adquisición de imágenes en un terminal es un procedimiento ágil, se planea desarrollar una interfaz gráfica de usuario para optimizar el proceso de observación. Esta interfaz integrará todos los comandos de adquisición junto con la carga de información para las cabeceras.

Se determinaron algunos parámetros característicos de la cámara SOPHIA, como la corriente de oscuridad, la ganancia y el ruido de lectura. Próximamente, se evaluará el grado de linealidad que posee el nuevo detector. Una vez verificada, esta información se pondrá a disposición de los usuarios de este instrumento.

4. Resultados

Durante un turno de ingeniería, realizado a principios de septiembre de 2022, se obtuvieron los primeros espectros utilizando el nuevo detector instalado en el REOSC. Estas observaciones incluyeron espectros de lámparas de comparación, flats y objetos estelares. Las pruebas se llevaron a cabo con el espectrógrafo configurado tanto en dispersión simple como en dispersión cruzada, empleando diferentes dispersores cruzados.

En turnos de *Staff* posteriores, se llevaron a cabo observaciones comparativas utilizando la cámara Tek 1024 y la nueva cámara SOPHIA, como detectores del espectrógrafo.

El análisis del procedimiento de observación, los tiempos necesarios para desplegar las imágenes adquiridas y la calidad de los datos obtenidos evidenciaron mejoras significativas en el desempeño del instrumento y en los resultados alcanzados con la nueva cámara CCD. Con la cámara SOPHIA, que cuenta con un CCD eXcelon back-illuminated con una eficiencia cuántica (QE) máxima superior a 95 %, se logró una mejora de aproximadamente un 40 % en la relación señal/ruido (S/N) con respecto al Tek1024. Esto permite una reducción de los tiempos de exposición en un porcentaje similar.

5. Conclusiones

La cámara CCD SOPHIA 2048B eXcelon representa un avance tecnológico significativo en la instrumentación

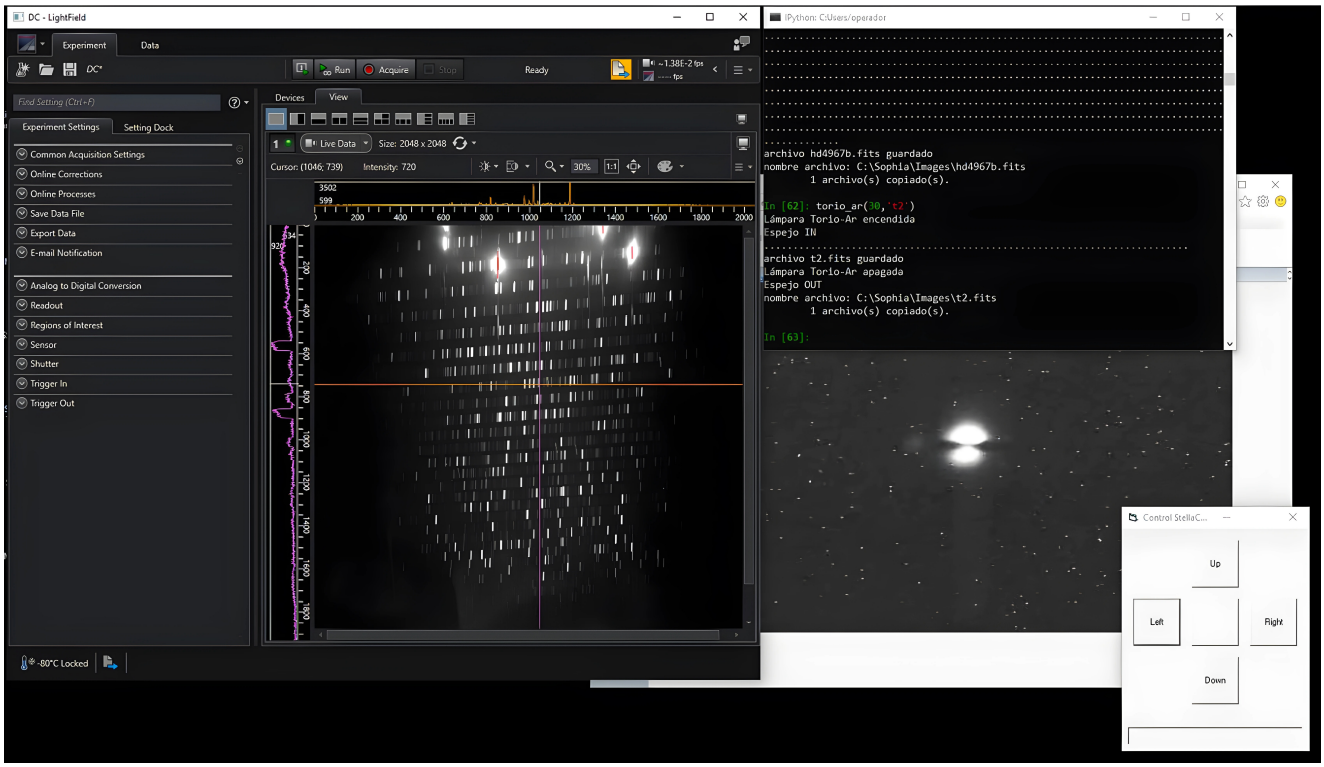


Fig. 5. Escritorio de la PC SOPHIA. LightField, Ipython y cámara de reconocimiento de campo (TV guider).

del telescopio Jorge Sahade (JS). Su sistema de enfriamiento basado en tecnología Peltier ofrece ventajas tanto económicas como operativas en comparación con los sistemas criogénicos tradicionales, al eliminar la necesidad de adquirir y manipular nitrógeno líquido.

En comparación con el CCD Tek 1024, el mayor tamaño del chip de la cámara SOPHIA permite ampliar la cobertura espectral, mientras que el menor tamaño de los píxeles permite alcanzar una mayor resolución en los espectros obtenidos.

Con la CCD SOPHIA, la resolución espectral aumentaría por la diferencia de tamaño de píxel en un factor 1.6 respecto al Tek 1024. (González Federico. Comunicación personal. diciembre de 2022).

El mayor poder resolvente que se puede lograr con el REOSC DC con SOPHIA es $R \approx 19000$, aunque no sobre todo el espectro, bajando hasta $R \approx 13000$ en los extremos del espectro, donde el foco no es óptimo. Dado que eso es ocasionado por la óptica de la cámara, no mejora usando ranuras más angostas que 200 μm. Obviamente, R disminuirá si se usan ranuras progresivamente más anchas. Con ranura de 250 μm el efecto se nota sólo en las regiones de mejor foco. La resolución promedio estaría en $R \approx 16000$. (González Federico. Comunicación personal. agosto de 2023). Esta es una mejora sustancial lograda con el empleo de la cámara SOPHIA, frente al poder resolvente promedio de $R \approx 12500$ alcanzado con la cámara Tek 1024.

Por otro lado, los tiempos de lectura (readout) más rápidos optimizan el uso del conjunto telescopio JS - espectrógrafo REOSC, incrementando el tiempo efectivo disponible para la observación. Esto permite observar un mayor número de objetos en un sola noche, superando las limitaciones del detector anterior.

Los *darks* de más de una hora de exposición y los *bias*, poseen prácticamente las mismas cuentas, lo que significa que la corriente de oscuridad es despreciable, por lo que no se recomienda la corrección por *darks*. (Mammana Luis. Informe interno del CASLEO. diciembre de 2023).

A partir del semestre 2023A (febrero de 2023), y respaldado por los resultados obtenidos, el espectrógrafo REOSC se utiliza exclusivamente con la cámara SOPHIA 2048B eXcelon, logrando una mejora significativa en la calidad de las observaciones realizadas con este instrumento.

Agradecimientos: Agradecemos al Dr. Federico González y al Lic. Antonio Alejo por su colaboración en la adquisición de espectros con ambas cámaras y en el análisis posterior, que permitió evaluar y confirmar la mejora instrumental alcanzada.

Referencias

Introduction to Automating LightField 6 with Python, 2020, Teledyne Princeton Instruments, 1–34

LightField Add-ins and Automation Programming Manual, 2019, Teledyne Princeton Instruments, 1–98

LightField User Manual, 2020, Teledyne Princeton Instruments, 1–34

SOPHIA 2048B Datasheet, 2018, Teledyne Princeton Instruments, 1–13

SOPHIA System Manual, 2019, Teledyne Princeton Instruments, 1–140

Medidor de seeing del Cerro Burek (CASLEO)

P.F. Pereyra[1], J.L. Aballay[1], G.L. Fernández[1], M.A. Giménez[1], L.A. Mammana[1,2], J.D. Pinto[1], B.G. Giuliani[1], O.A. Collado[1] & W.E. Alvarez[1]

[1] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 08 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Para caracterizar un sitio astronómico, es fundamental medir el seeing (visibilidad astronómica). Este parámetro influye directamente en la calidad de las imágenes astronómicas obtenidas y está determinado por la turbulencia atmosférica. El personal técnico del CASLEO desarrolló un instrumento para medir el seeing, basado en un DIMM (Differential Image Motion Monitor). Para operar de forma remota y semi-autónoma, este dispositivo está equipado con un sistema de protección contra las inclemencias del tiempo. Fue instalado en el sitio del CASLEO conocido como Cerro Burek, y desde noviembre de 2018 se dispone de datos sobre el seeing de ese lugar. En este trabajo se presentan resultados estadísticos preliminares.

Abstract / In order to characterize an astronomical site, it is essential to measure the seeing (astronomical visibility). This parameter directly influences the quality of the astronomical images obtained and is determined by atmospheric turbulence. CASLEO's technical staff developed an instrument to measure seeing, based on a DIMM (Differential Image Motion Monitor). This device is equipped with a weather protection system that allows it to operate both remotely and in semi-autonomous mode. It was installed at the CASLEO site known as Cerro Burek, and seeing data have been available since November 2018. This paper presents preliminary statistical results.

Keywords / site testing — atmospheric effects — instrumentation: miscellaneous

1. Introducción

En julio de 1960, partió desde La Plata una expedición con el propósito de identificar uno o dos sitios óptimos para la instalación de un nuevo telescopio reflector Muñoz & Cabrera (1962) Muñoz & Cabrera (1963). En aquella época, la evaluación de la turbulencia atmosférica se realizaba mediante técnicas de estimación como los *anillos de difracción en la escala de Danjon* y las *sombras volantes*, por lo que los valores reportados no son directamente comparables con los que resultan de mediciones modernas.

El Cerro Burek fue originalmente seleccionado como el sitio para instalar el telescopio Jorge Sahade (JS) ⋆. Sin embargo, se decidió ubicarlo en su emplazamiento actual, ya que en ese momento la construcción de infraestructura, como edificios y caminos, y la instalación de servicios esenciales como agua, electricidad y comunicaciones, resultaba más viable tanto técnica como económicamente. Aunque en esa época el acceso al Cerro Burek representaba un desafío significativo, con el tiempo se lograron superar dichas dificultades.

Para poder determinar la calidad astronómica del cielo del Cerro Burek el personal del área técnica del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) desarrolló un instrumento basado en un DIMM, uno de los métodos más empleados para medir seeing. Este desarrollo contó con la participación de integrantes de los grupos Electromecánica Instrumental (GEMI), Electrónica (GEL), Computación (GC), Apoyo al Observador (GAO) y Conservación (GCON).

A continuación se detallan los trabajos realizados para la puesta en funcionamiento del instrumento, desde su desarrollo inicial hasta su instalación en el Cerro Burek.

El instrumento ha acumulado dos años de observación en su ubicación inicial cerca del telescopio JS, y más de cuatro años en su actual emplazamiento en el Cerro Burek. En una sección posterior, se presentan resultados estadísticos preliminares obtenidos del análisis de los datos obtenidos.

2. Instrumento de medición

2.1. Differential Image Motion Monitor (DIMM)

La base científica de un DIMM Sarazin & Roddier (1990) radica en la división de la pupila de un telescopio en dos partes mediante una máscara con dos orificios. La luz que atraviesa uno de ellos es desviada ligeramente por una cuña óptica (prisma de pequeña desviación), generando dos imágenes de la misma estrella en el plano focal del telescopio. Las variaciones diferenciales en las posiciones de estas imágenes, provocadas por la turbulencia atmosférica, permiten estimar el seeing del sitio con gran precisión.

El medidor de seeing del CASLEO se compone de los siguientes elementos:

⋆ `https://casleo.conicet.gov.ar/js/`

✉ *Contacto* / ppereyra@casleo.gov.ar

Research article

Fig. 1. Telescopio Celestron CPC 1100 GPS de 11" y Cámara DMK 21AU618.

- Telescopio Celestron CPC 1100 GPS: Reflector Schmidt Cassegrain con apertura de 11"(27.94 cm). (Fig. 1)
- Cámara monocromática DMK 21AU618: Resolución de 640x480 pixels. (Fig. 1)
- Máscara con doble orificio: Los agujeros tienen un diámetro de 52.4 mm y están separados 195.6 mm. (Fig. 2)
- Software *Seeing monitor analyser v2.40* Seeing Monitor Software (2015): Herramienta de software especializada adquirida a la empresa ALCOR SYSTEM (Cyril Cavadore), utilizada para tomar imágenes estelares, mover el telescopio, determinar su posición, calcular el seeing, etc. (Fig. 3)

El software *Seeing monitor analyser* está configurado para utilizar un tiempo de integración de 4 ms por imagen (FRAME) y, tras capturar una secuencia de 800 imágenes (800 FRAMES), calcula los centroides de las dos imágenes generadas por la máscara. A partir de las variaciones diferenciales en las posiciones de los centroides, estima el seeing del lugar, normalizado al cenit. El proceso completo, que incluye la adquisición y lectura de cada imagen de la secuencia, los cálculos para la estimación del seeing y el almacenamiento de los datos de cada nueva medida, se realiza en un tiempo aproximado de 16 s.

2.2. Torre de medición

El telescopio se encuentra instalado en una torre de medición que posee una estructura metálica central de 6.2 metros de altura (Fig. 4), diseñada para minimizar las vibraciones que puedan afectar la medición. Alrededor de la estructura central se construyó una torre de servicio de 5 m de altura que incluye una escalera de acceso para facilitar el mantenimiento. En la Fig. 4 también se puede observar la cúpula retráctil de lona que protege el instrumento cuando no está en uso. Su diseño permite la apertura total para evitar la generación de turbulencia local que podría influir negativamente en las mediciones.

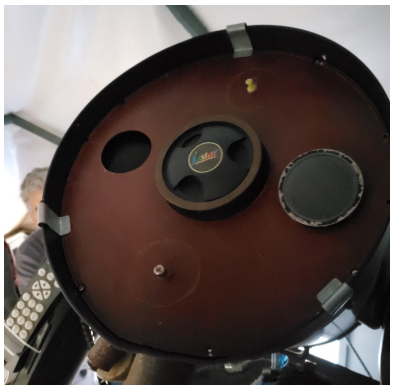


Fig. 2. Máscara del DIMM con una cuña óptica en uno de los agujeros.

En la parte inferior de la torre (Fig. 4) se puede observar un shelter que contiene el tablero eléctrico-electrónico, junto con elementos de protección, una PC, un sistema de alimentación ininterrumpida (UPS), y un switch de red, entre otros componentes.

2.3. Sistema de Control

Además del software de medición de seeing (*Seeing monitor analyser*), se dispone del programa SEEINGMETER, que interactúa, a través de Ethernet, con un microcontrolador RABBIT RCM3750 RabbitCore RCM3750 (2020). Este programa permite realizar diversas funciones necesarias para la operación remota del sistema:

- Habilitar el encendido y apagado del telescopio, la cámara CCD y una cámara IP. La cámara IP puede ser accedida a través de un navegador Web. Esta cuenta con LEDs infrarrojos que permiten comprobar, en caso de ser necesario, la posición real del telescopio y el estado de apertura o cierre de la cúpula.
- Acceder a la información de los sensores de fin de carrera, control del enfoque del telescopio y a sensores que indican el porcentaje de apertura de la cúpula.
- Determinar la posición actual del telescopio. Se cuenta con un acelerómetro integrado que permite alinear el telescopio en forma remota y poder detenerlo en caso de que alcance posiciones extremas.
- Analizar las condiciones meteorológicas. Este programa analiza los datos de un medidor de nubes para evaluar la necesidad de cerrar la cúpula, en forma automática, y proteger el instrumental frente a condiciones meteorológicas adversas.
- Monitorear el estado del sistema de alimentación ininterrumpida (UPS), la PC del DIMM y la conexión del microcontrolador RABBIT RCM3750 a la red Ethernet.
- Protección ante tormentas eléctricas. Se dispone de un dispositivo electrónico controlado por software que permite desconectar mecánicamente el suministro eléctrico de la torre de medición. La decisión de activar o restablecer la alimentación del instrumento recae en el operador.

En la Fig. 3 se puede observar, en la parte central, la ventana del programa *Seeing monitor analyser*. En ella

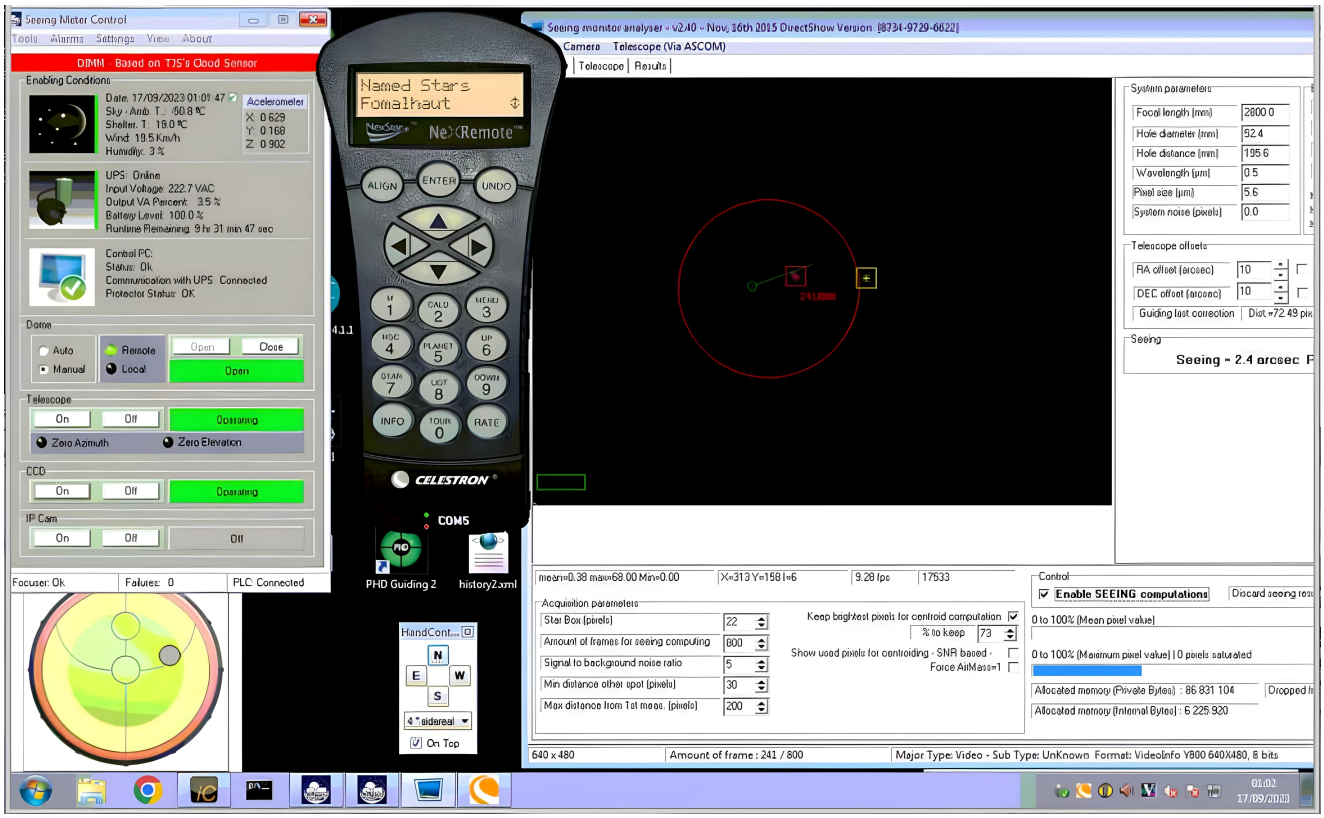


Fig. 3. Escritorio de la PC del DIMM. Programas utilizados en la medición del seeing.

Fig. 4. Torre para el instrumento de medición de seeing en el Cerro Burek.

se pueden ver las dos imágenes de la misma estrella creadas por la máscara, resaltadas con un pequeño cuadrado rojo y otro amarillo. En la parte derecha-central de esa ventana se indica el último valor de medición. En la parte izquierda de esa Figura se puede observar el programa *SeeingMeter*. En la parte izquierda-inferior se observa la posición del telescopio según indica el acelerómetro. A la derecha del programa *SeeingMeter* se visualiza la manopla virtual *NexRemote* mediante la cual se mueve el telescopio a la posición de la estrella utilizada en la medición.

3. Datos de medición

El DIMM es operado cada noche por los integrantes del Grupo de Apoyo al Observador (GAO). Desde la Sala de Control del telescopio JS, acceden de manera remota a la PC del instrumento ubicada en el shelter (ver Fig. 4) utilizando *Virtual Network Computing (VNC)*, lo que les permite realizar todas las tareas necesarias para medir el seeing.

Con el propósito de probar el funcionamiento del DIMM antes de su instalación definitiva en el Cerro Burek, el instrumento fue montado en el techo del laboratorio de Electrónica (al lado de la cúpula del telescopio JS). Se llevaron a cabo distintas tareas de puesta a punto con la intención de preparar ese instrumento para su operación remota.

En esa ubicación, en total se recopilaron 338502 mediciones correspondientes a 387 noches de observación, abarcando el período comprendido entre el 30 de septiembre de 2016 y el 31 de octubre de 2018. La Fig. 5 presenta el histograma de los datos obtenidos en ese lugar. Esas mediciones también se utilizaron en un estudio sobre la calidad de la imagen obtenida en el telescopio JS Garay et al. (2020).

Desde el 4 de noviembre de 2018, se comenzaron a realizar mediciones en el Cerro Burek. En este trabajo, se analizaron los datos recopilados hasta el 24 de agosto de 2023.

Debido a las condiciones climáticas, el proceso de medición no fue continuo. Un período destacado desde el 6 de febrero de 2020 al 10 de abril de 2021 corres-

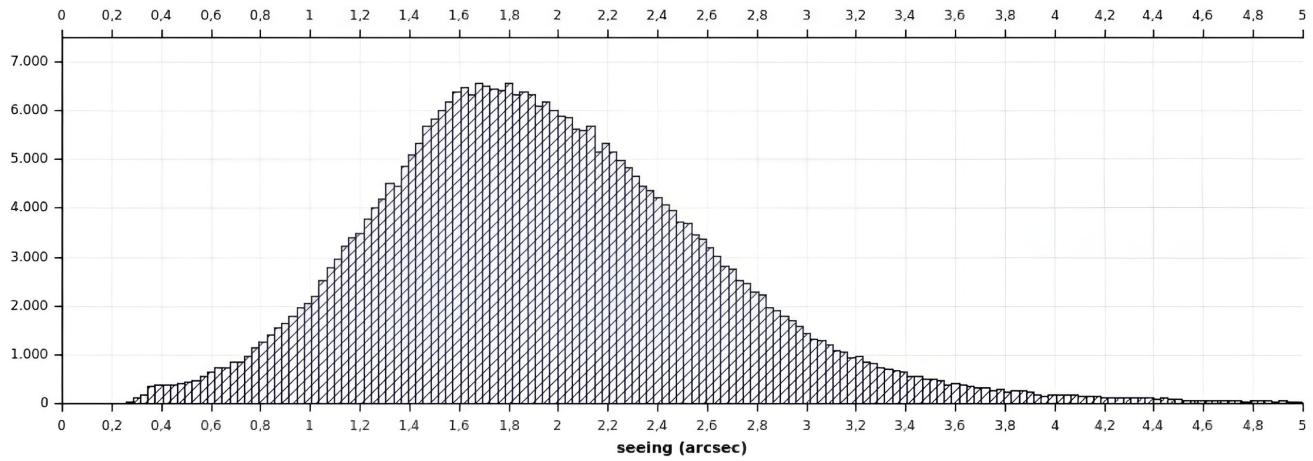


Fig. 5. Histograma de las mediciones de seeing en el sitio del telescopio Jorge Sahade, entre el 30 de septiembre de 2016 y el 31 de octubre de 2018.

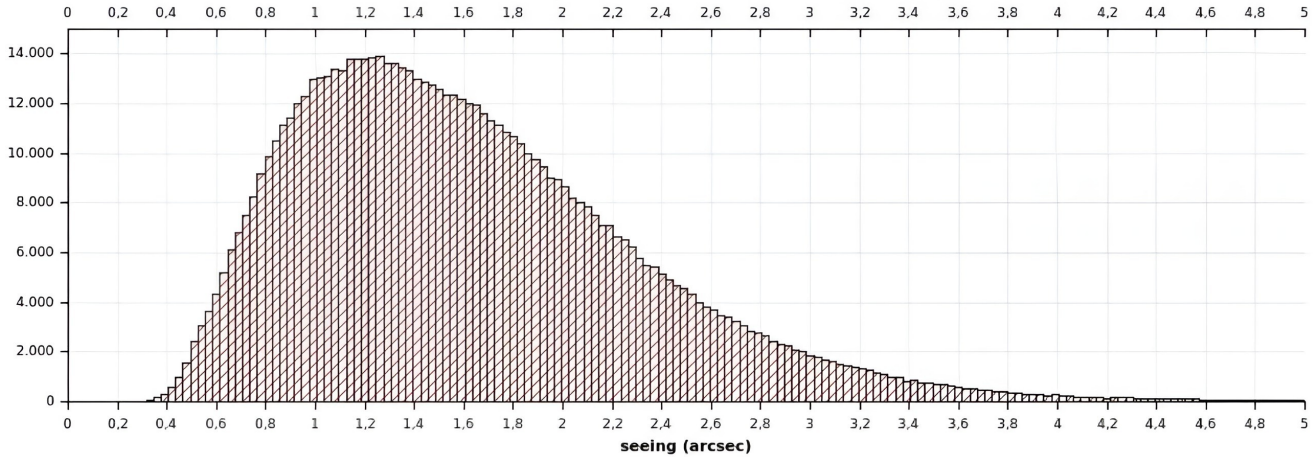


Fig. 6. Histograma de las mediciones de seeing en el sitio del Cerro Burek, entre el 04 de noviembre de 2018 y el 24 de agosto de 2023.

Tabla 1. Resultados estadísticos obtenidos de analizar las mediciones de seeing en los sitios telescopio Jorge Sahade y Cerro Burek.

	sitio Cerro Burek	sitio Jorge Sahade	Δ(Jorge Sahade - Cerro Burek)	Mejora (%)
Mediana (arcsec)	1.53	1.9	0.37	19
Media (arcsec)	1.64	1.96	0.32	16
Moda (arcsec)	1.23	1.71	0.48	28
Desviación estándar (arcsec)	0.69	0.68	-	-

ponde a la inactividad del DIMM durante la pandemia de COVID-19. Además, hubo otros intervalos de varios días sin observaciones debido a fallos en el instrumental, como por ejemplo la avería que ocurrió en el sistema de alimentación ininterrumpida (UPS), al comienzo de 2022.

En total, se cuenta con 803555 mediciones, correspondientes a 873 noches de observación. La Fig. 6 muestra el histograma para todo el período analizado.

La Tabla 1 resume los resultados estadísticos obtenidos del análisis de las mediciones en los dos sitios. Con esto se puede ver que el cielo del Cerro Burek es de mejor calidad que el del sitio donde está ubicado el telescopio Jorge Sahade. Si consideramos la Mediana la mejora que se pudo observar es de un 19 %.

4. Conclusiones

Se desarrolló, construyó e instaló un instrumento para medición de seeing, con capacidad de operación remota y funcionamiento semi-autónomo. Si bien las mediciones son realizadas por el operador del telescopio JS, el

sistema cuenta con un mecanismo automatizado que, ante condiciones climáticas adversas no detectadas por el operador, cierra la cúpula de manera inmediata, asegurando la protección del instrumental de medición.

A fines de mayo de 2023, dos especialistas en medición de seeing del NSF NOIRLab (National Science Foundation National Optical-Infrared Astronomy Research Laboratory), Chile, visitaron el CASLEO. Durante su estadía, contrastaron el DIMM instalado en el Burek con su propio equipo de medición, compuesto por una cámara Prosilica GC y una micro PC equipada con software de desarrollo propio. Se utilizó el mismo telescopio y máscara. Los especialistas confirmaron que los parámetros utilizados en el software *Seeing monitor analyzer* eran correctos y que, a pesar de emplear tecnologías diferentes, ambos sistemas producían mediciones similares, lo que se podía observar al cambiar de un equipo de medición a otro (cada 50 minutos). Esto permitió corroborar el correcto funcionamiento del instrumento del CASLEO y validar la calidad de las mediciones de seeing obtenidas.

Se midió el seeing en el sitio del telescopio Jorge Sahade y posteriormente se continuó tomando datos en el Cerro Burek. Como se suponía previamente, los resultados muestran claramente que el sitio Burek posee mejor calidad de cielo astronómico que el lugar donde se instaló el telescopio JS.

Con una base de datos sólida de mediciones de seeing, estamos en condiciones de emprender nuevos estudios que correlacionen estos registros con los datos meteorológicos disponibles en el observatorio. Esto permitirá analizar, entre otros aspectos, cómo factores como la temperatura, la humedad, la velocidad del viento y la presión atmosférica influyen en la calidad del seeing.

Agradecimientos: Agradecemos a Edison Bustos y Alejandro Gutiérrez, del NSF NOIRLab (National Science Foundation National Optical-Infrared Astronomy Research Laboratory), Chile, por su valiosa y desinteresada colaboración al visitar el CASLEO y contrastar nuestro medidor de seeing.

Referencias

Garay C., Cellone S., Ostrov P., 2020, BAAA, 61B, 216
Muñoz F., Cabrera A., 1962, BAAA, 4, 61
Muñoz F., Cabrera A., 1963, BAAA, 6, 44
RabbitCore RCM3750, 2020, Rabbit Semiconductor Inc., 1–165
Sarazin M., Roddier F., 1990, A&A, 227, 294
Seeing Monitor Software, 2015, ALCOR SYSTEM, 1–27

Determinación de parámetros fotométricos del sistema Sloan con el telescopio Jorge Sahade del CASLEO

L.E. Masini[1], F. Faifer[1,2], S. Cellone[1,3] & C. Fernandez[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 14 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / Gracias al aporte de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG, UNLP) se ha adquirido un conjunto de filtros u', g', r', i' y z' del sistema fotométrico Sloan Digital Sky Survey, que ha sido instalado para su uso en imagen directa con el telescopio Jorge Sahade de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Hemos iniciado por lo tanto un proyecto observacional en el marco del Programa de Fortalecimiento y Difusión de la Ciencia (FCAG), basado en tiempo de *staff* y turnos propios, cuyo objetivo es la determinación de los puntos de cero y la estimación de los coeficientes de extinción atmosférica de dicho sistema. Se reportan aquí los primeros resultados obtenidos en base a seis de las nueve campañas realizadas, que comprenden siete estrellas estándar observadas a lo largo de seis noches. A la fecha se han podido determinar coeficientes de extinción de primer orden para varias de las noches observadas, así como también una primera estimación de los correspondientes puntos de cero y el término de color para el filtro g'. Dado que este es un proyecto que intenta monitorear estos parámetros a mediano plazo, se planea continuar con turnos ya asignados para el semestre 2024B, y robustecer así las estimaciones realizadas, además de obtener los términos de color restantes para las transformaciones y los coeficientes de extinción de segundo orden.

Abstract / Thanks to the support from the Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG, UNLP) a set of u', g', r', i' and z' filters from the Sloan Digital Sky Survey photometric system has been acquired, which has been installed for use in direct imaging mode with the 2.15 m Jorge Sahade telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). We have therefore started an observational project under the Programa de Fortalecimiento y Difusión de la Ciencia (FCAG) program, based on *staff* time and allocated observing nights. The objective is to determine the zero points and estimate the atmospheric extinction coefficients for this system. This report presents the first results obtained from six of the nine campaigns conducted so far, encompassing seven standard stars observed over six nights. To date, first-order extinction coefficients have been determined for several observed nights, as well as an initial estimation of the zero points and the color term for the g' filter. Furthermore, in cases where sufficient observations are available, we have analyzed the variation of the coefficients throughout the night and the temporal evolution of the zero points. Since this project aims to monitor these parameters over the medium term, we plan to continue with already allocated observing time for the 2024B semester to further refine these estimates. Additionally, we aim to determine the remaining color terms for the transformations and the second-order extinction coefficients.

Keywords / techniques: photometric — atmospheric effects — methods: observational

1. Introducción

El sistema fotométrico Sloan Digital Sky Survey (SDSS) está materializado a través de las bandas u', g', r', i' y z' de una red de estándares fundamentales y primarias distribuidas principalmente en la zona del ecuador celeste (Fukugita et al., 1996; Smith et al., 2002). Es un sistema AB (Oke & Gunn, 1983), que a diferencia de los sistemas Vega, presenta una relación muy simple y directa entre las magnitudes monocromáticas y el flujo en unidades físicas ($\mathrm{erg\,s^{-1}\ cm^{-2}\ Hz^{-1}}$).

Desde su definición y uso en el relevamiento SDSS, el cual produjo datos fotométricos y espectroscópicos homogéneos para millones de objetos astronómicos, este se ha convertido en uno de los más utilizados por la comunidad astronómica, y hoy está presente en la mayoría de los observatorios del mundo. La caracterización de este sistema de filtros en el CASLEO debe entenderse además como una herramienta indispensable para la integración con grandes proyectos astronómicos, actualmente vigentes y próximos a corto plazo, con los cuales el Observatorio y la comunidad astronómica argentina están relacionados como el Observatorio Gemini, Pan-STARRS, HST, S-Plus, J-Plus, etc.

2. Metodología

Las observaciones se realizaron con el telescopio Jorge Sahade empleando el CCD Roper Scientific, sin reductor focal. Los objetos elegidos son un pequeño subconjunto de estrellas seleccionadas entre las 158 estándares primarias y fundamentales del sistema SDSS (Smith et al.,

✉ *Contacto* / lucianomasini17@gmail.com

Research article

2002). Para cada noche se seleccionaron los objetos más brillantes, cubriendo un rango de colores intrínsecos lo más amplio posible, y observables durante varias horas. En particular, el rango de color $g' - r'$ de las estrellas observadas va de -0.37 a 1.31, y en magnitud g' va de 13.27 a 10.04. Los tiempos de exposición van desde el segundo hasta varios minutos dependiendo del filtro. A la fecha se han llevado adelante nueve turnos de observación, de los cuales seis han resultado exitosos: 11/03, 31/05, 01/06, 29/06, 30/06 (turnos de staff) y 05/08 (turno asignado), todos correspondientes al año 2024. En ellos se obtuvieron imágenes de estrellas primarias y fundamentales en las cinco bandas fotométricas y a diferentes masas de aire. Según el objetivo de la noche y las condiciones atmosféricas se han podido observar un mínimo de 2 estrellas por noche a un máximo de 6.

Una vez obtenidos los datos y las imágenes de calibración (*bias* y *flats*), se realizó la reducción utilizando la tarea de IRAF CASLEOCCD creada por el Observatorio. Se obtuvieron luego las magnitudes instrumentales de las estrellas estándar realizando fotometría de apertura con la tarea PHOT en IRAF. Para cada imagen se obtuvo una estimación del *seeing* a través del FWHM de las imágenes estelares, y se eligieron aperturas del orden de 6 veces el FWHM. De esta forma no fue necesario aplicar correcciones de apertura. Las tablas, gráficos y ajustes incluyen estimaciones de errores. Todo se realizó mediante códigos propios en Python utilizando los paquetes PANDAS⋆ y SCIPY⋆⋆ (CURVE_FIT).

Por simplicidad, y solo para esta primera instancia, se eligió realizar una estimación de parámetros empleando las siguientes ecuaciones de forma independiente:

$$m_{\rm inst} = k \times X + m_{\rm 0inst} \quad (1)$$

$$m_{\rm 0inst} = m_{\rm std} + c \times IC_{\rm std} + zp \quad (2)$$

donde $m_{\rm inst}$ es la magnitud instrumental observada, X es la masa de aire al momento de la observación, $m_{\rm 0inst}$ es la magnitud por fuera de la atmósfera, k el coeficiente de extinción de primer orden, $m_{\rm std}$ es la magnitud estándar, $IC_{\rm std}$ es el índice de color estándar, zp es el punto de cero y c el término de color.

3. Resultados

Con los datos obtenidos a la fecha nos fue posible realizar una primera determinación de los coeficientes de extinción de primer orden k, los cuales se aplicaron a las magnitudes medidas para estimar los valores fuera de la atmósfera. Las Figs. 1 a 7 muestran el comportamiento de las magnitudes con la masa de aire para aquellos filtros con los que se pudieron obtener datos útiles a lo largo de las noches de observación y los ajustes realizados para obtener los coeficientes de extinción de primer orden. Se indica también si la observación se realizó antes del tránsito (AC) por el meridiano del lugar o después (DC).

Luego se determinaron los puntos de cero para las cinco bandas, y para cada noche. En el caso de la banda

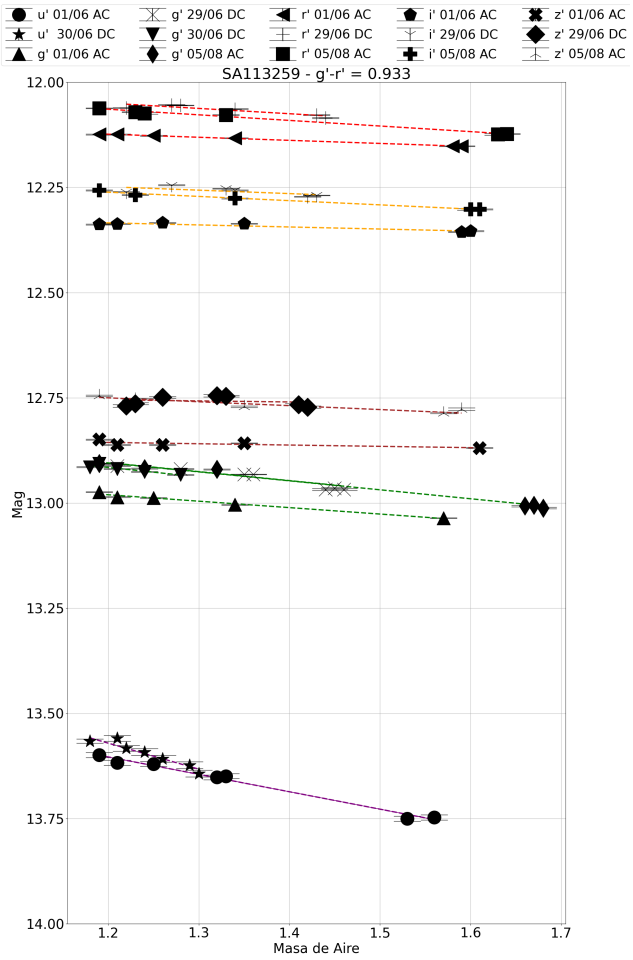


Fig. 1. Magnitudes instrumentales, en función de la masa de aire para las observaciones de la estrella estándar SA113 259. Las diferentes líneas punteadas muestran los ajustes obtenidos.

g', por contar con un mayor número de observaciones útiles, fue posible determinar el término de color.

La Tabla 1 presenta los valores medios y los errores de los coeficientes de extinción de primer orden, obtenidos promediando los resultados individuales de cada noche. Por su parte, la Tabla 2 presenta el valor medio de los puntos de cero y sus errores para las cinco bandas, además del único término de color que se determinó a la fecha.

4. Trabajo a futuro

En el segundo semestre de 2024 se nos asignaron seis noches de observación, de las cuales llevamos cuatro observadas, dos de manera exitosa y las otras no debido a malas condiciones atmosféricas. Se espera obtener una mayor cantidad de datos, y así lograr un muestreo más completo en cuanto a colores intrínsecos de las estrellas. Ello permitirá determinar de forma más robusta

⋆https://pandas.pydata.org/
⋆⋆https://scipy.org/

Tabla 1. Coeficientes de extinción de primer orden obtenidos a la fecha.

$k_{u'}$	$k_{g'}$	$k_{r'}$	$k_{i'}$	$k_{z'}$
0.53 ± 0.03	0.19 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.06 ± 0.01

Tabla 2. Puntos de cero y término de color obtenidos a la fecha.

$zp_{u'}$	$c_{u'}$	$zp_{g'}$	$c_{g'}$	$zp_{r'}$	$c_{r'}$	$zp_{i'}$	$c_{i'}$	$zp_{z'}$	$c_{z'}$
23.76 ± 0.01	-	24.73 ± 0.01	-0.09 ± 0.01	24.46 ± 0.01	-	23.83 ± 0.01	-	23.12 ± 0.01	

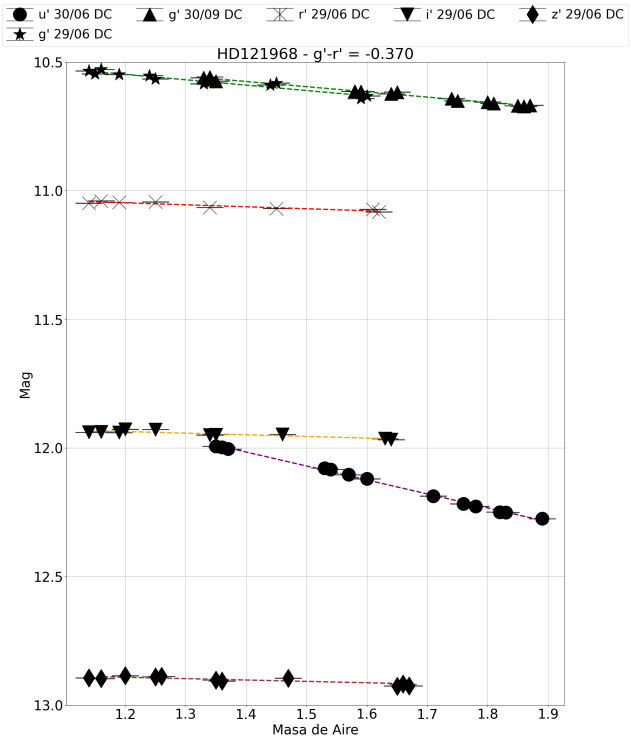


Fig. 2. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para HD121968.

los parámetros aquí presentados, y analizar su posible variación temporal debida al cambio estacional de las condiciones del sitio de observación, y por el cambio en aspectos instrumentales como el aluminizado y su reflectancia.

Estimamos que para el final del semestre contaremos con datos suficientes como para realizar una primera estimación de los coeficientes de extinción de segundo orden, y los términos de color restantes.

Agradecimientos: Luciano Elian Masini agradece a la educación pública por haberle dado la oportunidad de formarse y hacer ciencia para su país.

Basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito, operado por convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan, a través de la propuesta JS-2024B-10 y turnos de *staff*.

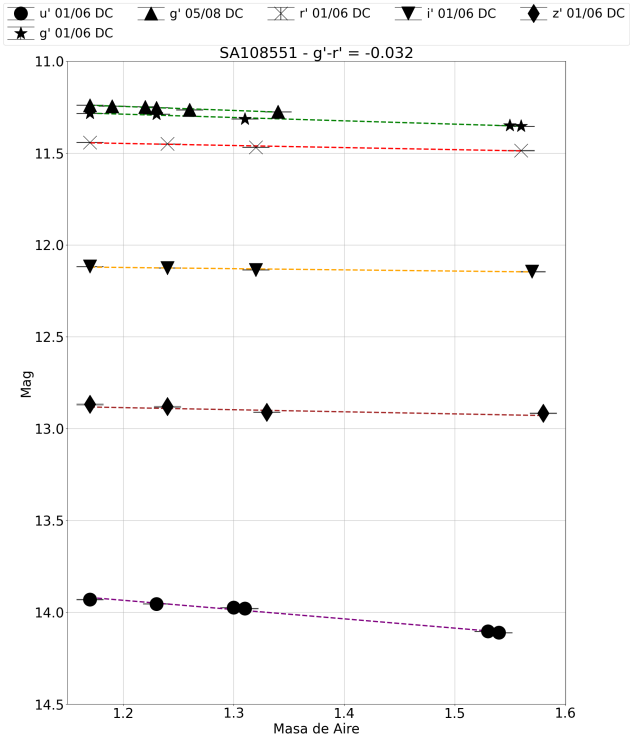


Fig. 3. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para SA108 551.

Referencias

Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
Oke J.B., Gunn J.E., 1983, ApJ, 266, 713
Smith J.A., et al., 2002, AJ, 123, 2121

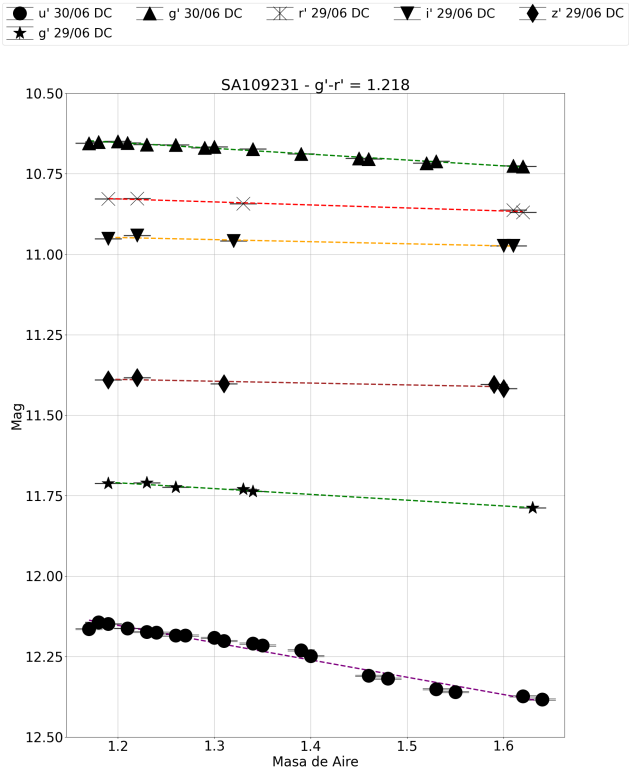


Fig. 4. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para SA109 231.

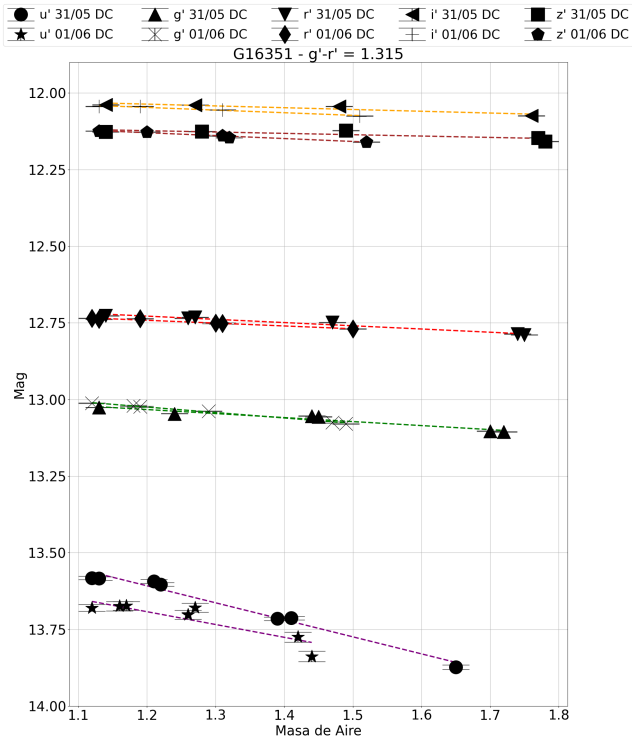


Fig. 6. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para G16351.

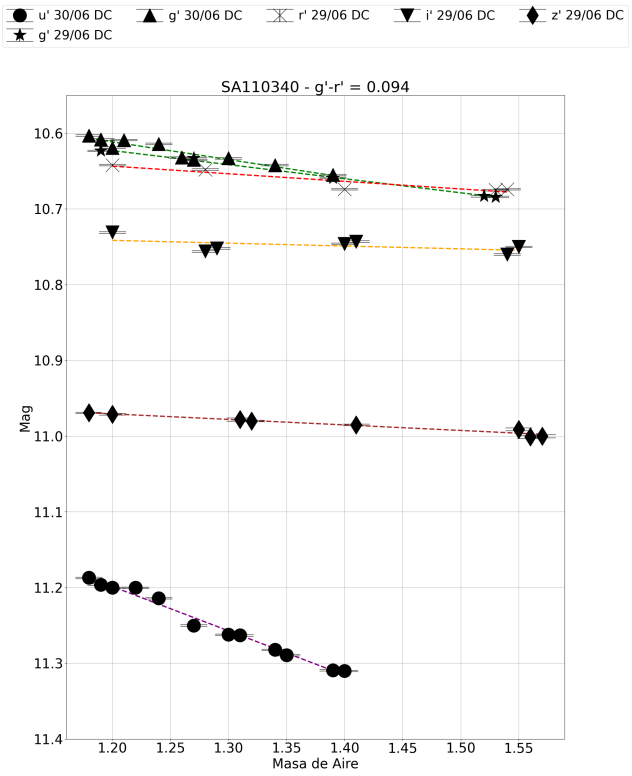


Fig. 5. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para SA110 340.

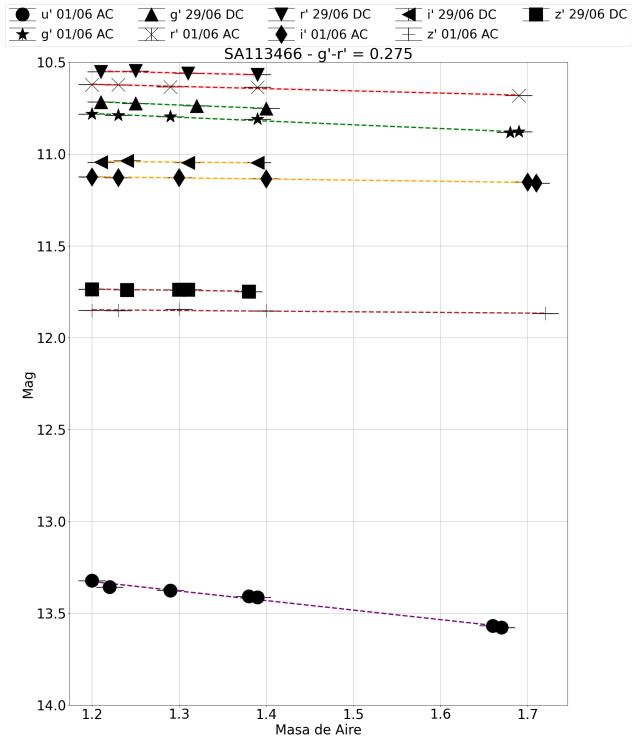


Fig. 7. Igual que la Fig. 1, ajustes obtenidos para SA113 466.

Proposal for a Lunar Antenna for Radio Astronomy (LARA)

G. Gancio[1], G.E. Romero[1], H. Command[1], E. Fliger[1], F. Hauscarriaga[1], M. Salibe[1], P. Benaglia[1] & L. Garcia[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / El proyecto LARA propone un observatorio radioastronómico pensado como carga útil, que podrá ser desplegado alrededor del punto L2 de Lagrange del sistema Tierra-Luna, o alternativamente en un orbitador lunar. Esta iniciativa tiene como objetivo demostrar y probar tecnologías para la radioastronomía en el espacio, aprovechando las tecnologías de microsatélites y extrapolándolas a contextos más ambiciosos. LARA se caracteriza por la facilidad de despliegue, la robustez operativa, el bajo costo, el consumo moderado de energía y su diseño ligero. Operando en el rango de frecuencia de 30 MHz a 300 MHz, LARA aprovechará las condiciones únicas de la Luna, como la ausencia de un campo magnético, atmósfera, y el blindaje contra la interferencia electromagnética terrestre, para realizar observaciones del sistema solar exterior y más allá. Los objetivos científicos incluyen monitorear la radiación sincrotrónica de Júpiter, estudiar fuentes transitorias como pulsares y fulguraciones rápidas de radio, y monitorear la actividad solar y las perturbaciones ambientales lunares.

Abstract / The LARA project proposes a radio astronomy observatory designed as a payload that can be deployed around the L2 Lagrange point of the Earth-Moon system, or alternatively on a lunar orbiter. This initiative aims to demonstrate and test technologies for radio astronomy in space, taking advantage of microsatellite technologies and extrapolating them to more ambitious contexts. LARA is characterized by ease of deployment, operational robustness, low cost, moderate power consumption and lightweight design. Operating in the frequency range of 30 MHz to 300 MHz, LARA will take advantage of the Moon's unique conditions, such as the absence of a magnetic field, atmosphere, and shielding from terrestrial electromagnetic interference, to make observations of the outer Solar System and beyond. Science goals include monitoring synchrotron radiation from Jupiter, studying transient sources such as pulsars and fast radio flares, and monitoring solar activity and lunar environmental disturbances.

Keywords / instrumentation: detectors — space vehicles: instruments — techniques: radar astronomy

1. Introduction

This paper outlines the Lunar Antenna for Radio Astronomy (LARA) project as a radio astronomy instrument, designed as a science and technology demonstrator capable of operating at the Earth-Moon L2 Lagrange point or as part of a lunar orbiter. LARA aims to advance space-based radio astronomy, a field with limited active missions, by exploring and validating techniques in a radio-quiet lunar orbit.

Designed around the CubeSat 3U standard, LARA combines adaptability and innovation, maintaining a typical weight of 8 kg (including the antenna) and a power consumption range of 30 to 60 watts at peak power. This flexibility allows LARA to operate as a standalone CubeSat instrument, deployable on the Moon or L2 orbit, or as a scientific payload integrated into a larger mission architecture. It represents a pioneering exploration of scaling microsatellite technologies to more ambitious contexts while preserving key attributes such as ease of deployment, operational robustness, affordability, moderate energy consumption, and lightweight construction (Gurvits, 2020).

The scientific data produced in the 30 to 300 MHz range will serve the research community and stimulate future missions, expanding the scope and quality of space-based research. Strategically, the project will enhance Argentina's capabilities in space technology and align with emerging lunar missions. As a low-cost, high-return initiative, LARA requires a partnership with an entity capable of providing the hosting platform for deployment beyond Earth's orbit.

2. Scientific applications

The Moon offers unique opportunities for radio astronomy due to its inert properties, lack of intrinsic, global magnetic field and atmosphere, and potential shielding from terrestrial electromagnetic interference. This natural shielding can be achieved on the far side of the Moon, or while in orbit passing through that side, or near the Earth-Moon L2 Lagrange point, where the Moon acts as a barrier. See Fig. 1.

A radio astronomy instrument in orbit around the Earth-Moon L2 point can observe the outer Solar System and beyond without interference from terrestrial radio frequency sources, allowing operation in frequency bands that are difficult to use on Earth due to RFI. In the 30-300 MHz range proposed for this project, key scientific areas include

- **Jupiter's synchrotron radiation:** Jupiter's

✉ *Contact* / ggancio@iar-conicet.gov.ar Research article

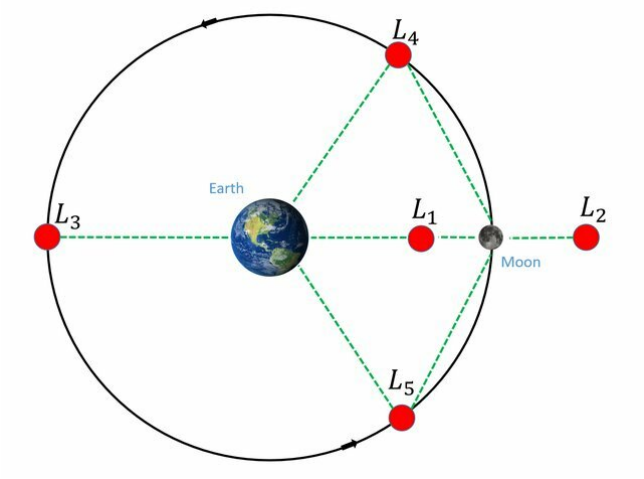


Fig. 1. Earth-Moon system and Lagrange point L2. It can be seen how the point L2 is always covered by the Moon from any direct electromagnetic flux from Earth (Bucchioni et al., 2022).

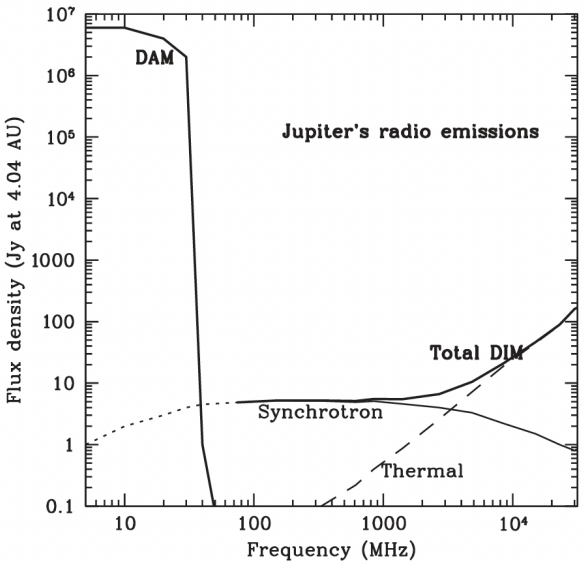


Fig. 2. Jupiter radio emission. Clearly, synchrotron radiation dominates between 30 and 300 MHz (de Pater, 2006).

strong magnetic field and radiation belts, equivalent to the Van Allen belts, emit synchrotron radiation in the 30-300 MHz range. Lower frequencies are dominated by decametric (DAM) cyclotron emission, while thermal emission dominates at higher frequencies (Fig. 2). Synchrotron radiation is produced by relativistic particles in Jupiter's magnetosphere, with the particle content varying due to cosmic rays, solar wind, and interactions with Jovian moons. Monitoring this radiation provides important insights into Jupiter's magnetospheric system physics and the broader space weather conditions throughout the Solar System.

- **Space weather:** Space weather involves dynamic interactions between solar activity, such as flares and coronal mass ejections (CMEs), and the planetary environment of the solar wind, which affects magnetospheres and atmospheres. LARA's monitoring of solar emissions in the 30-300 MHz range would provide valuable data on the intensity and frequency of solar events, allowing real-time tracking of solar outbursts, flares and CMEs. Combined with synchrotron radiation data from Jupiter, this information would enhance the understanding of solar effects on planetary space weather and improve predictive models essential for space missions and satellite operations.

In addition to space weather research, LARA's polarimetric capabilities will support studies of Jupiter's magnetic field. Its high temporal resolution will enable the analysis of transients in pulsars such as Vela and Crab, as well as the search for fast radio bursts (Cordes & Chatterjee, 2019) in a relatively unexplored frequency range. LARA will monitor solar activity within its spectral range and track environmental disturbances in lunar orbit. The data collected during this mission will contribute to long-term studies by collaborating on a larger database than can be supported by future instruments and complementary missions.

3. Instrument requirements

The proposed instrument builds on proven satellite technologies, including the Radioastron mission (Popov, 2019) and the China-Netherlands NCLE mission (Bentum et al., 2019). Its data processing architecture uses an ADC-FPGA system widely used in recent high performance CubeSat missions (Misra, 2018). The main requirements of the instrument, as a Space-use technology demonstrator, with a low-cost budget and complete development stages (engineering model / flight / instrumentation / infrastructure), are as follows:

- Observation frequency range: 30 MHz to 300 MHz.
- Receiver temperature less than 100 K.
- Sensitivity: SEFD (will depend on the final antenna structure).
- Single observation antenna, deployable (in lunar orbit or pre-orbit deployment) with dual polarization.
- Radiation pattern, of 45° at 3 dB beamwidth, antenna gain of 10 dBi (final value based on antenna design).
- Processing capacity: full instantaneous bandwidth, raw spectral data and four Stokes parameters.

Operating modes will include:

- Radio continuum observation, long integration times.
- Transient observation (e.g., pulsars), shorter integration times.
- Spectral emission observation (RFI study), integration time.
- Ability to generate Stokes parameters for polarimetry.
- On-board processing capability: event detection and data storage.
- Raw data acquisition and storage: capacity to retain raw data for a set period.

- Communication with service platform: for control and data transmission.

4. Space-grade electronic components

The selection of space-grade components depends largely on the budget and the qualified bill of materials provided by the main mission. All components in this instrument have space-grade equivalents, although certain parts, such as analog-to-digital converters and acquisition FPGAs, may have more stringent sourcing requirements.

Since the primary goal of this instrument is to serve as a technology demonstrator, space-grade standards can be relaxed. This allows the use of industrial-grade components hardened by mechanical protection techniques, reducing project costs and providing more flexibility in implementing data acquisition and processing software.

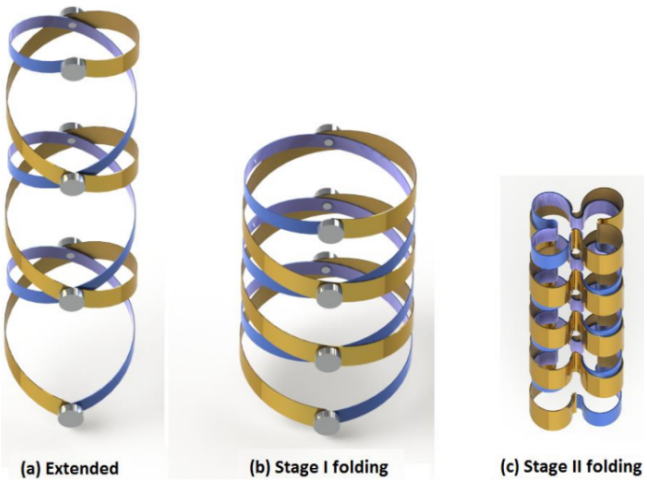


Fig. 3. Deployable helical antennas for CubeSats (Olson et al., 2013).

5. Instrument description

The instrument consists of four main hardware sections and one software module. The hardware modules are as follows:

- Antenna module: this module contains the antenna itself and the deployment system.
- Analogue Front-End: contains the radio frequency and analog section responsible for amplifying and conditioning the received signal.
- Digital Back-End: Contains the digital processing module the analog-to-digital converter (ADC) and an FPGA for acquisition and control.
- Power distribution unit: provides power to all electronic systems.

The mechanical structure of the instrument and the thermal design analysis will follow the typical CubeSat design for ease of development, based on the principles of a standard CubeSat 3U payload.

Below are detailed descriptions of each module:

5.1. Antenna module

A quadrifilar helical antenna, commonly used in terrestrial and space systems requiring circular polarization with minimal side lobes and cross polarization, was selected. This antenna consists of four helically wound conductors, eliminating the need for a ground plane. Its radiation direction is opposite to the feed point, which is aligned with the winding direction when the phase shift is matched.

The presence of a ground plane results in higher gain, a narrower beam, and reduced side and back lobes. However, this advantage is offset by the added mechanical complexity during deployment.

The proposed antenna deployment shown in Fig 3, utilizes stored strain energy in the folded antenna structure (Olson et al., 2013). This approach minimizes the volume of the assembly prior to deployment, reduces energy consumption, and requires less input from the service platform due to the limited use of active components.

As with similar projects, the deployed configuration will feature a support structure with helical elements and vertical or radial reinforcements (Ochoa et al., 2014). These elements will be made of fiberglass tapes or similar materials to ensure that the geometry meets the required specifications. Some key aspect are:

- The necessary rigidity in the deployed condition to guarantee the geometric stability of the antenna during the operational phase.
- High flexibility, aiming to achieve a significant reduction in volume when the folded position is achieved.
- Sufficient deformation energy to ensure a proper transition from the folded position to the deployed condition.

The antenna stowing process involves folding in the axial and/or radial direction to significantly reduce volume. Once folded, the antenna will remain in this form until released by retention elements like Nichrome wire or electromagnetic actuators.

5.2. Analogue Front-End

The Analogue Front-End module receives signals from the antenna, amplifies and filters them, and sends the signal to the digital processing module for digitization, processing, and transmission to the service platform. It also includes a calibration system that allows the processing system to be calibrated with reference signals.

The main characteristics of this module are:

- RF bandwidth: 30 MHz - 300 MHz.
- Total analogue gain approx. 50 dB.
- Calibration by fixed load and/or noise injection.

5.3. Digital Back-End

The Digital Back-End digitizes the acquired signal, processes it as required, and packages it for transmission to

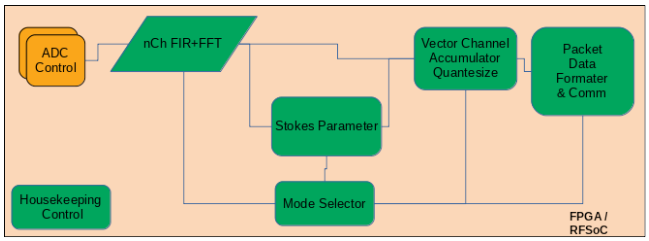


Fig. 4. LARA representative diagram of the process functions to be performed within the FPGA.

the service platform via standard communication protocols. It also manages the telemetry functions, including the control of electronic components and the reading of environmental sensors (temperature, voltage, current, etc.).

The main characteristics of the Digital Back-End are:

- Two analog-to-digital conversion channels with 600 MSPS (i.e., 300 MHz of acquisition bandwidth).
- Spectral channel processing.
- Configurable integration time.
- Internal limited storage capacity.
- Event detection and processing capabilities.
- Synchronization and time signal acquisition / reading.
- Software and hardware interface for data output and control.

The diagram in Fig 4 shows a simplified version of the processing chain performed on the data within the FPGA, excluding event detection or temporary storage prior to data transfer to the service platform.

For the Digital Back-End, two main FPGA options from Xilinx are under evaluation, RT Kintex UltraScale: This space-grade chip includes multiple interfaces, an integrated microprocessor, and development platforms, but requires an external ADC (e.g., EV12AD550B dual 12-bit 1.6GSPS ADC, Space Grade) to meet the required sampling speed, and Xilinx RFSoC: This option integrates high-performance ADCs and offers enhanced data processing capabilities. However, it is commercially available and has not been space-qualified, though studies of the commercial Xilinx UltraScale family have yielded positive results (Lee, 2017).

5.4. Power distribution unit

The Power distribution unit, will supply the required voltages for each module of the instrument, providing them with the corresponding power. It may have an on/off control system managed by the service platform. The estimated power consumption will be between 30 and 60 watts peak power, maintaining the typical power consumption of a Cubesat 3U standard.

6. Software description

The software to be developed for the instrument will manage the control of the device, the data processing and the communication with the service platform. In particular, data processing will be the most complex task, since it will involve the acquisition of the received signals by the FPGA and the execution of an observation reduction process to reduce the volume of data generated, which will then be sent to the service platform using the protocol defined by the service platform.

6.1. Generated data

The generated data can primarily be grouped based on the observation mode, as listed below.

Operation modes:

- Observation of the radio continuum.
- Transient observation (Pulsars).
- Spectral emission observation (RFI study).
- Polarimetry parameters.

The instrument will store generated data over a period of time, allowing it to be downloaded upon request by the ground segment. The data link to Earth will be determined by the mission's orbit, either through a direct communication link (S-band) in the case of a lunar orbit or via a data relay provided by the main mission if deployed at L2 or another deep-space location.

7. Conclusions

A deployable, low weight (∼8 kg), low power (∼60 W) 30-300 MHz radio astronomy instrument is proposed to be operated from a satellite at the L2 point of the Earth-Moon system, potentially serving as a relay for lunar far-side operations.

The LARA concept provides Argentina with a strategic opportunity to advance deep space exploration and access to innovative telecommunications technologies.

References

Bentum M., et al., 2019, Advances in Space Research, 63, 3284

Bucchioni G., et al., 2022

Cordes J.M., Chatterjee S., 2019, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 57, 417

de Pater I., 2006, Synchrotron Radiation News, 19, 12

Gurvits L.I., 2020, Advances in Space Research, 65, 868

Lee D.S., 2017, Commercial field-programmable gate arrays for space processing applications, Tech. rep., United States: SAND2017-5703C

Misra S.e.a., 2018, *IGARSS 2018 - 2018 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, 6308–6311

Ochoa D., Hummer K., Ciffone M., 2014, *28th Annual AIAA/USU Conference on Small Satellites*, SSC14-IX-4

Olson G., et al., 2013, *54th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*

Popov M., 2019, *2019 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (AP-RASC)*, 1–3

Sistema de sensado para estimar el seeing de la cúpula del telescopio Jorge Sahade

J.L. Aballay[1], P.F. Pereyra[1], O.A. Collado[1], M.A. Giménez[1], B.G. Giuliani[1] & G.L. Fernández[1]

[1] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 01 May 2025
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los principales objetivos de la mayoría de los observatorios astronómicos es la obtención de datos con la mejor resolución espacial posible, dentro de las limitaciones impuestas por el sitio de operación, la tecnología disponible y la clase de observaciones a realizar. El principal factor que contribuye a la distorsión de estas imágenes es el *seeing*, causado por la turbulencia atmosférica. Sin embargo, a mediados de los años 70 se identificó otro factor importante que también afecta la calidad de las imágenes, el *seeing* de cúpula (*dome seeing*). Este trabajo presenta un sistema de medición térmico implementado en el CASLEO. El sistema integra un conjunto de sensores térmicos instalados en el telescopio Jorge Sahade (TJS), con una red térmica cableada e inalámbrica, que se desplegará en el futuro en las áreas interna y externa de la cúpula. Además, se está implementando un sistema de adquisición de datos en tiempo real, diseñado para identificar las fuentes de transferencia de calor y el flujo de aire dentro del albergue del telescopio (cúpula). Este sistema permitirá estimar el *seeing* de cúpula y definir las acciones necesarias para minimizar su impacto en la calidad de las imágenes obtenidas.

Abstract / One of the main objectives of most astronomical observatories is to obtain data with the best possible spatial resolution, within the limitations imposed by the operating site, the available technology, and the type of observations to be performed. The main factor contributing to the distortion of these images is seeing, caused by atmospheric turbulence. However, in the mid-1970s another important factor was identified that also affects image quality, dome seeing. This work presents a thermal measurement system implemented at the CASLEO. The system integrates a set of thermal sensors installed on the Jorge Sahade Telescope (TJS) with a wired and wireless thermal network, which will be deployed in the future in the internal and external areas of the dome. In addition, a real-time data acquisition system is being implemented, designed to identify heat transfer sources and air flow within the telescope's dome. This system will allow estimating dome seeing and defining the actions necessary to minimize its impact on the quality of the images obtained.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — telescopes — methods: data analysis — techniques: image processing

1. Introducción

La obtención de imágenes astronómicas de alta calidad es uno de los objetivos principales de cualquier observatorio. Si bien el *seeing* atmosférico, causado por la turbulencia en la atmósfera, es el factor predominante que degrada la calidad de las imágenes, durante la década de 1970 se identificaron otros factores igualmente importantes: el *seeing* de cúpula (*dome seeing*) y el *seeing* causado por el espejo primario (*mirror seeing*).

El *dome seeing* (Woolf, 1979) (Zago, 1995) se refiere a la distorsión en la calidad de las imágenes astronómicas provocada por turbulencias térmicas generadas dentro de la cúpula que alberga el telescopio. Estas turbulencias surgen debido a diferencias de temperatura entre el aire interior de la cúpula y el exterior, lo que genera corrientes de aire inestables que alteran el camino de la luz antes de llegar al telescopio.

Por su parte, el *mirror seeing* se origina en la proximidad de la superficie del espejo primario, donde las diferencias térmicas entre el espejo y el aire circundante generan turbulencias que afectan la calidad de las imágenes obtenidas.

En los observatorios profesionales se llevaron a cabo estudios de estos factores, que degradan la calidad de las imágenes, con el propósito de tomar medidas correctivas. En Blanco (2008) se presentó un estudio sobre la estimación del *local seeing* en el telescopio Discovery Channel (DCT) utilizando un software de simulación térmica. Se identificaron tres contribuciones principales: el *shell seeing*, causado por la diferencia de temperatura entre el ambiente y la superficie exterior de la carcasa de la cúpula; el *dome seeing*, originado por el gradiente térmico entre el interior de la cúpula y el aire exterior; y el *mirror seeing*, producido por la diferencia de temperatura entre la superficie del espejo primario y el aire circundante. En dicho trabajo se presentaron tres expresiones para cuantificar estos efectos, basadas en estudios previos de otros autores citados en la publicación.

$$\Theta_{\text{shell}} = 0.12 \times \Delta T_{a-s}^{1.2} \quad (1)$$

$$\Theta_{\text{dome}} = 0.10 \times \Delta T_{c-a}^{1.2} \quad (2)$$

$$\Theta_{\text{mirror}} = 0.38 \times \Delta T_{c-m}^{1.2} \quad (3)$$

La Ec. 1 permite estimar el *shell seeing*, donde T_{a-s} es la diferencia de temperatura entre el aire ambiente y

✉ *Contacto* / jaballay@casleo.gov.ar

la superficie de la carcasa de la cúpula. La Ec. 2 muestra la correlación entre *dome seeing* y la diferencia de temperatura entre el interior de la cúpula y el aire ambiente, T_{c-a}. La Ec. 3 permite estimar el *mirror seeing*, donde T_{c-m} es la diferencia de temperatura entre la superficie del espejo primario y el aire circundante. Todos los Θ se expresan como *FWHM (arcsec)*.

En Garay et al. (2020) se presentó un estudio sobre la calidad de imagen en el TJS del CASLEO. Se compararon las mediciones de *FWHM (Full Width at Half Maximum)* en imágenes directas obtenidas a lo largo de 16 meses con los valores de *seeing* registrados por un *DIMM (Differential Image Motion Monitor)*. El análisis mostró que ambas mediciones seguían una tendencia similar, aunque el *FWHM* siempre resultó ligeramente superior al *seeing* medido con el DIMM.

En Parada et al. (2020) se mostró el desarrollo de una red de sensores inhalámbricos de temperatura para medir el *local seeing* en tiempo real en el Observatorio Astrofísico de Javalambre (OAJ). El estudio describe tanto el hardware como el software utilizado para recopilar y procesar en tiempo real la temperatura de todos los nodos, así como el cálculo del *local seeing*.

En el presente trabajo se describen las acciones realizadas y las planificadas para estimar ambos tipos de *seeing* en el telescopio Jorge Sahade (TJS) ⋆ del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), con el objetivo de identificar y mitigar estos factores que afectan la calidad de las observaciones.

2. Tareas realizadas

2.1. Sensado en el telescopio Jorge Sahade (TJS)

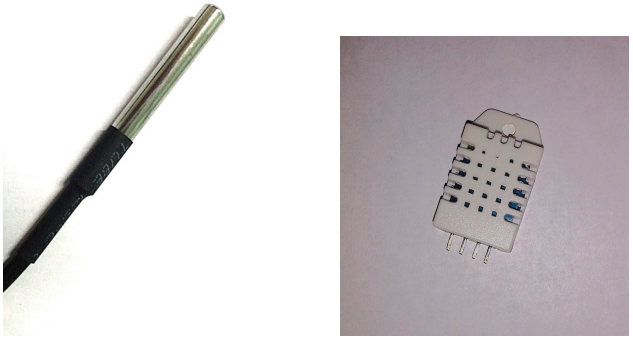
Con el objetivo de medir la turbulencia térmica generada por convección en el camino óptico del telescopio, se instalaron siete sensores de temperatura modelo DS18B20 (Fig. 1(a)) (DS18B20 Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer, 2019). Este sensor es fabricado por Analog Devices y el encapsulado de fabrica es tipo TO-92, similar al empleado en transistores pequeños. Cuentan con un rango operativo de -55°C a 125°C y una resolución configurable de hasta 12 bits, lo que permite detectar variaciones de temperatura de hasta 0.0625°C en el bit menos significativo. Si bien la precisión nominal del sensor DS18B20 es de ± 0.5°C, se puede mejorar aplicando diversas técnicas, como tomar múltiples lecturas y calcular la media o la mediana, comparar con un termómetro de referencia para aplicar correcciones, y optimizar su instalación para reducir interferencias térmicas y eléctricas. Se eligió la presentación del sensor dentro de un tubo de acero inoxidable, resistente al agua.

La distribución de los sensores se realizó estratégicamente en las siguientes ubicaciones para capturar las variaciones térmicas relevantes (ver Fig. 2):

1. En la parte superior del soporte norte del *baffle* del espejo secundario.

2. En la parte inferior de la cara interior del *baffle* del espejo secundario.

⋆`https://casleo.conicet.gov.ar/js/`



(a) DS18B20. (b) DHT22.

Fig. 1. Sensores de temperatura para el telescopio y la cúpula.

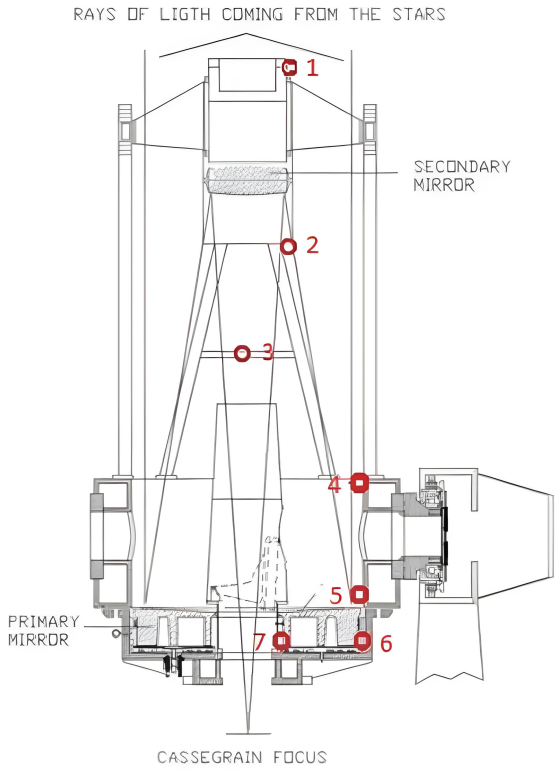


Fig. 2. Esquema óptico del telescopio Jorge Sahade (TJS). Los puntos rojos indican la ubicación de los sensores de temperatura DS18B20.

3. En la estructura de soporte del espejo secundario, cerca del asiento del pétalo norte.

4. En la esquina noroeste de la cara superior de la celda del espejo primario.

5. En la esquina noroeste de la cara inferior de la celda del espejo primario.

6. En el lado oeste externo de la celda del espejo primario.

7. En el lado oeste interno de la celda del espejo primario.

Todos los sensores están conectados a un Raspberry Pi 3B+ (Raspberry Pi 3 Model B+, 2023) mediante un

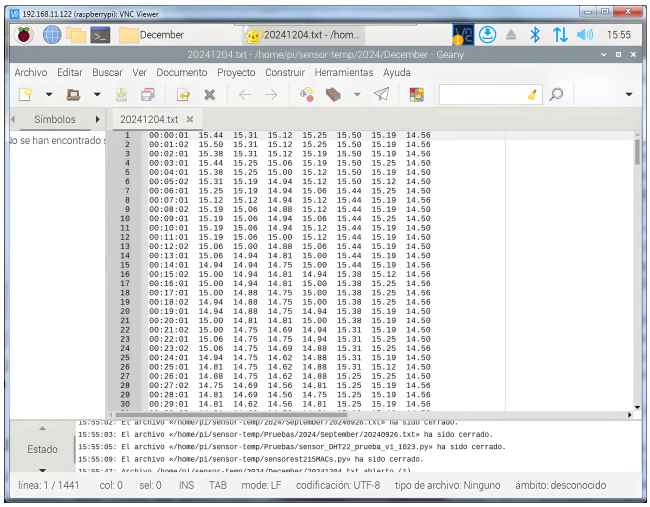


Fig. 3. Datos obtenidos por los sensores de temperatura ubicados en el telescopio.

Fig. 4. Cúpula del telescopio Jorge Sahade.

bus one-wire, protocolo de comunicación serie que permite la transferencia de datos y alimentación a través de un solo cable, además del cable de referencia a tierra. Este dispositivo, que opera bajo un sistema operativo Linux (Raspberry Pi OS), ejecuta un programa desarrollado en Python v3.9 para realizar lecturas de los sensores a intervalos de un minuto (tarea agregada al archivo *crontab* para que el sistema operativo la ejecute en forma automática en segundo plano). Los datos recopilados se almacenan en archivos de texto con el formato AAAAMMDD.txt, clasificados en carpetas de año y mes correspondiente, para su posterior análisis (ver Fig. 3). Cada sensor se identifica de forma única mediante su dirección MAC (código de serie único de 64 bits establecido en fábrica), lo que facilita la organización y trazabilidad de las mediciones.

2.2. Sensado en la cúpula del telescopio

Para el monitoreo de la temperatura en la cúpula del TJS, se utilizará el sensor digital DHT22 (Fig. 1(b)) (DHT22 - Digital-output relative humidity & temperature sensor/module, 2020), que mide tanto temperatura como humedad relativa. El DHT22 tiene un rango de medición de temperatura de −40°C a 80°C, con una resolución de 0.1°C.

Para evaluar la turbulencia térmica causada por convección, se instalaron sensores a lo largo de los bordes de la abertura del *shutter* (obturador). Asimismo, se distribuirán sensores adicionales en distintos puntos estratégicos de la cúpula. La Fig. 4 muestra los bordes de la abertura de la cúpula donde se colocaron algunos sensores.

La cúpula del telescopio representa un entorno de tipo industrial, marcado por elevados niveles de interferencia eléctrica y electrónica.

Se desarrolló un circuito electrónico para contener un sensor de temperatura DHT22 o DS18B20. Posee filtros pasivos que atenúan el ruido electromagnético inducido en los cables de transmisión. La placa de circuito impreso (PCB, por sus siglas en inglés) fue diseñada utilizando el software Altium Designer y fabricada con la Circuit Board Plotter LPKF PROTOMAT C40 disponible en nuestro Instituto.

Asimismo, se diseñó un soporte mecánico para las placas de sensado mediante el software Autodesk Fusion 360, el cual fue fabricado con una impresora 3D utilizando plástico ABS. Estos soportes cuentan con bases magnéticas que facilitan su fijación en las superficies metálicas de la cúpula del telescopio. En la Fig. 5 se presenta el conjunto completo: el sensor DS18B20, su circuito electrónico asociado y el soporte mecánico con base magnética adherido a la estructura de la cúpula.

Se instalaron sensores en las vigas metálicas o nervaduras que soportan el mecanismo de apertura y cierre del *shutter* de la cúpula (Fig. 6). En total, se colocaron seis sensores, distribuidos en las dos vigas (tres en cada una) con una separación aproximada de 3 metros entre ellos.

En la Fig. 7 se observa la instalación de los equipos en la plataforma de acceso al puente grúa, donde se dispone de la alimentación eléctrica de 220VAC proveniente de la línea VAHLE (sistema de suministro eléctrico formado por un riel fijo y un colector móvil que permite alimentar a los dispositivos instalados en la parte móvil de la cúpula). Los componentes principales incluyen un sistema de alimentación ininterrumpida (UPS) (1), un concentrador RJ45 (2) y una Raspberry Pi 3B+ (3) (Raspberry Pi 3 Model B+, 2023). Se eligió el Raspberry Pi 3B+ debido a sus ventajas, que incluyen la capacidad de realizar la adquisición de datos, el almacenamiento local y la comunicación inalámbrica de manera eficiente.

Actualmente, se está evaluando una red de sensores en configuración tipo araña, que se vinculan a través de un cable Ethernet, con el objetivo de implementar un sistema de adquisición de datos en tiempo real. Este sistema permitirá identificar las fuentes de transferencia de calor y los patrones de flujo de aire dentro del recinto del telescopio. Con ello se busca caracterizar las condiciones térmicas, a fin de implementar medidas para reducir las turbulencias que afectan a las observaciones astronómicas.

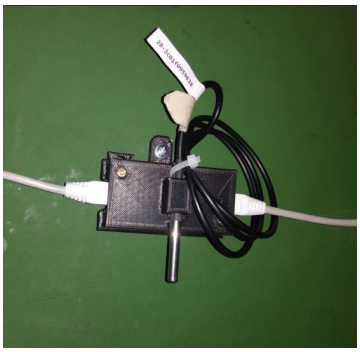
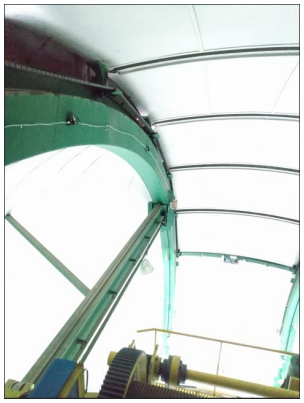
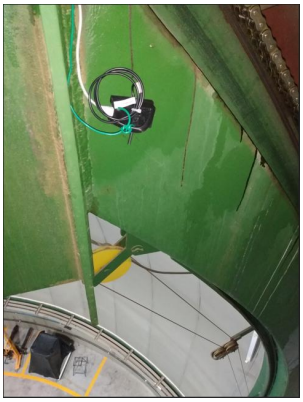


Fig. 5. Circuito electrónico con el sensor DS18B20 diseñado para medir la temperatura en la cúpula.



(a) Sensores ubicados en una de las vigas del *shutter*.



(b) Sensor ubicado en la parte inferior del *shutter*.

Fig. 6. Sensores de temperatura ubicados en el *shutter* de la cúpula.

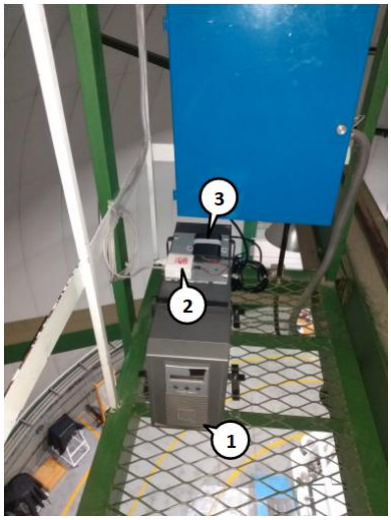


Fig. 7. Sistema de adquisición para los sensores de temperatura de la cúpula.

Aunque inicialmente se está utilizando el sensor de temperatura DS18B20, el diseño final contempla la incorporación del sensor DHT22, que presenta mejores características para la detección de flujos térmicos.

3. Resultados y Conclusiones

En el CASLEO ya se están llevando a cabo trabajos para estimar el *dome seeing* y el *mirror seeing*.

En cuanto al *shell seeing*, se adquirió recubrimiento LO/MIT con el objetivo de repintar la cúpula y reducir este efecto, ya que su alta reflectividad contribuye a mantener una temperatura interna baja y estable. Sin embargo, debido a problemas de secado detectados durante ensayos previos, en 2023 se decidió utilizar esmalte sintético blanco. No se descarta aplicar el recubrimiento LO/MIT en el futuro.

Actualmente se dispone de datos recopilados por los siete sensores de temperatura instalados en el TJS (Fig. 2 y 3), operativos desde el 12-08-2022, así como de los sensores ubicados en la cúpula (Fig. 6), en funcionamiento desde el 31-10-2024. Además, se cuenta con registros meteorológicos provenientes de una estación Davis Advantage, ubicada muy cerca de la cúpula del TJS. Con la información obtenida y mediante las ecuaciones 2 y 3, es posible estimar en línea los parámetros asociados al *dome seeing* y al *mirror seeing*.

Basándonos en la bibliografía consultada, para mitigar el *dome seeing*, es recomendable sellar y aislar las fuentes internas de calor (una vez identificadas), así como ventilar pasivamente la cúpula al inicio de las observaciones. En cuanto al *mirror seeing*, dado que el espejo primario suele retener calor y mantenerse más caliente que el aire circundante, se puede aplicar refrigeración activa una vez comprobada esta diferencia térmica.

Una vez implementadas estas medidas y contando con estimaciones en línea de los parámetros mencionados, será posible repetir el estudio realizado en Garay et al. (2020) con el fin de evaluar la eficacia de las acciones adoptadas en la mejora de la calidad de las observaciones.

Agradecimientos: Agradecemos las valiosas correcciones y sugerencias del árbitro y del editor, las cuales contribuyeron a mejorar este artículo.

Referencias

Blanco D., 2008, Proc. SPIE 7012, Ground-based and Airborne Telescopes II, 7012, 70123V

DHT22 - Digital-output relative humidity & temperature sensor/module, 2020, Aosong Electronics Co.,Ltd, 1–10

DS18B20 Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer, 2019, Maxim Integrated Products, Inc., 1–20

Garay C., Cellone S., Ostrov P., 2020, BAAA, 61B, 216

Parada R., Rueda-Teruel S., Monzo C., 2020, MDPI sensors, 20, 1

Raspberry Pi 3 Model B+, 2023, Raspberry Pi Ltd, 1–6

Woolf N., 1979, Astronomical Society of the Pacific, Publications, 91, 523

Zago L., 1995, ESO - European Southern Observatory

Performance assessment via the Cramér-Rao bound of the Argentinean Multipurpose Interferometer Array

L. Cabral[1,2], C. Muravchik[2], M. Fernández Corazza[2], G. Gancio[1] & P. Benaglia[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Investigaciones en Electrónica, Control y Procesamiento de Señales (LEICI), UNLP - CONICET, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 June 2025
©The Authors 2024

Resumen / La cota de Cramér-Rao es ampliamente utilizada para evaluar el desempeño de un sistema cuyos parámetros necesitan ser estimados. Se trata de una cota universal de la varianza del error de estimación de los parámetros, de modo que ningún algoritmo insesgado puede estimar los parámetros con una varianza del error inferior al límite. Esto es importante en el procesamiento de señales porque permite evaluar la calidad de un estimador al comparar la varianza del estimador del parámetro, con la varianza mínima dada por la cota. Un caso de aplicación es el radio interferómetro, un arreglo de antenas-elementos el cual, mediante la correlación entre pares de elementos, muestrea componentes de la transformada de Fourier del brillo de una fuente astronómica, denominada función de visibilidad. Cada antena interferométrica es afectada por diferentes perturbaciones o interferencias electromagnéticas debido a su distribución geográfica, modificando la amplitud y fase de las señales de cada elemento. Para evaluar el desempeño de distintos algoritmos de estimación, es importante comparar su varianza contra la mínima varianza teórica dada por la cota. En este trabajo se describe el modelo de señal en interferometría y se calcula la cota de Cramér-Rao para el futuro interferómetro argentino, el arreglo interferométrico multipropósito (MIA, por sus siglas en inglés), para el caso de calibración en astronomía. Se realizarán consideraciones particulares para el caso de sincronización temporal entre los distintos elementos del interferómetro.

Abstract / The Cramér-Rao bound is often used to assess the performance of a system whose parameters need to be estimated. It is a universal bound on the parameter estimation error variance, so that no unbiased algorithm may estimate the parameters with less error variance than the bound. This is important in signal processing because it allows to evaluate an estimator's quality, by comparing the achieved parameter estimation variance with the minimum variance given by the bound. An application case is the radio interferometer, an array of antenna-elements which, via correlation between pairs of them, samples components of the Fourier transform of an astronomical target's brightness, known as the visibility function. Each interferometer antenna is affected by different perturbations or electromagnetic interferences because of their geographical distribution, modifying the signal amplitudes and phases of each element. To compare the performance of several possible estimation algorithms, it is valuable to do it against the theoretical minimum variance provided by the bound. In this work we describe the interferometer signal model and calculate the Cramér-Rao bound for the future Argentinean interferometer, the Multipurpose Interferometer Array (MIA), for the case of astronomical calibration. Special consideration will be given to the effect of time synchronization among the elements of the interferometer.

Keywords / instrumentation: interferometers — methods: statistical

1. Introduction

A radio interferometer is an array of antenna-elements whose baselines, i.e. difference vectors of element positions, projected onto the direction of a given astronomical target, sample components of the Fourier transform plane (named *uv* plane) of the target brightness. Due to the geographical distribution of the elements, the electromagnetic interferences at the location of the array, and the propagation media perturbations that affect the signal, estimation algorithms to correct these perturbations on the data must be implemented (Ollier, 2018; van der Veen & Wijnholds, 2013; Wijnholds & van der Veen, 2008; van der Tol et al., 2007). Since we wish to estimate these factors with the best possible precision, i.e. the lowest variance, we use the Cramér-Rao Low Bound (CRLB). This bound provides a lower bound for estimation variance of the perturbation parameters, useful to evaluate the quality of any estimator (Kay, 1993).

The Argentine Institute of Radio Astronomy (IAR) is working in a project to deploy the first radio interferometer in Argentina, called the Multipurpose Interferometer Array (MIA) (Benaglia et al., 2024). This interferometer will be placed in a region of the Andes foothills and constructed in three stages, starting with 16 elements in the first stage, 32 elements in the second stage, and finally in the last stage the interferometer will consist of 64 elements of 5-meter diameter dishes. Currently, the IAR is working with a prototype as a proof of concept called "MIA-Pathfinder", consisting of three el-

✉ *Contact* / lcabral@iar.unlp.edu.ar

Research article

ements of 5-meter diameter dishes (Gancio et al., 2024). With the CRLB applied to MIA we can characterize the array performance by knowing the minimum estimation variance with which we may estimate the data perturbation factors to calibrate the instrument.

In this work we first define the signal model and the CRLB, and then we calculate it for the case of astronomical calibration of the MIA. Finally, an analysis of the bounds is carried out and prospects for future work are described.

2. Methods

To understand the best performance a system may accomplish, first we must define such a system with the signal model, starting with the ideal case and then adding the perturbations and interferences which affect the observations. With the knowledge of our interferometric signal model, we define the CRLB and show specific formulas related to the case of the MIA that makes the computation easier.

2.1. Signal model in radio interferometry

A simple radio interferometer is made up of two elements, whose difference between position vectors ($\vec{\boldsymbol{r}_i}$) conform a baseline ($\vec{\boldsymbol{b}}$). These two elements point to the same astronomical target that is in the direction $\vec{\boldsymbol{v}}$. The output of the interferometer is then defined as the correlation (R_1) of the output signal of these two elements ($x_1(t)$ and $x_2(t)$ respectively):

$$R_1 = E\{x_1(t)x_2^*(t)\} = E\left\{s(t)e^{-j\vec{\boldsymbol{r}_1}^T\vec{\boldsymbol{v}}}\left(s(t)e^{-j\vec{\boldsymbol{r}_2}^T\vec{\boldsymbol{v}}}\right)^*\right\} = I(\vec{\boldsymbol{v}})e^{-j\vec{\boldsymbol{b}}^T\vec{\boldsymbol{v}}}, \quad (1)$$

where we considered the incoming signal $s(t)$ with brightness $I(\vec{\boldsymbol{v}})$ as white and Wide Sense Stationary (van der Veen & Wijnholds, 2013). The phase term accounts the time difference that takes the plane wave to reach the second element after the first element, and it is calculated as the projection of the direction vector onto the baseline vector. With a simple radio interferometer it can be seen how the output is the source intensity in the direction of $\vec{\boldsymbol{v}}$, affected by a phase term.

In the more general case we have p elements, q astronomical targets on observation in our field of view normally distributed with zero mean and covariance matrix $\boldsymbol{\Sigma}$ ($\boldsymbol{s}(t) \sim \mathcal{N}(\boldsymbol{0}, \boldsymbol{\Sigma})$), so $\boldsymbol{x}(t) = \boldsymbol{A}\boldsymbol{s}(t)$ is now a vector of $p \times 1$, where $\boldsymbol{A}$ has all the phase terms related to the element positions and source directions. With the extension to the general case, the output of the interferometer is now written as:

$$\boldsymbol{R}_2 = E\{\boldsymbol{x}(t)\boldsymbol{x}^H(t)\} = \boldsymbol{A}\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{A}^H. \quad (2)$$

It can be shown that Eq. (2) corresponds to a Fourier transform (the elements of matrix $\boldsymbol{A}$ are complex exponentials), therefore the radio interferometer measures the Fourier transform of the brightness distribution of the targets, named the visibilities (Thompson et al., 2017).

From the astronomical target to the elements of the radio interferometric array, there are various perturbation sources that affect the signal of interest in different ways. The interstellar medium, the ionosphere, the path-length difference between the elements and the data processing center affect the phase of the signal. The primary beam of the elements and the gain of the electronics affect the amplitude of the signal, and the reception chain adds uncorrelated thermal noise distributed as $\boldsymbol{n}(t) \sim \mathcal{N}(\boldsymbol{0}, \boldsymbol{\Sigma}_n)$. Assuming that the effects of the ionosphere are approximately constant over each primary beam-width (P_b) but different for every element (Fig. 1), we can consider the perturbations as only one complex magnitude per element stacked in a diagonal matrix as follows:

$$\boldsymbol{x}(t) = \boldsymbol{G}\boldsymbol{A}\boldsymbol{s}(t) + \boldsymbol{n}(t), \quad (3)$$

where $\boldsymbol{G}$ is the diagonal perturbation matrix where each element is characterized as $[\boldsymbol{G}]_{ii} = \gamma_i e^{j\phi_i}$, and $\boldsymbol{n}(t)$ is the thermal additive noise component (Wijnholds & van der Veen, 2008; Ollier, 2018). Finally, the visibility matrix result as:

$$\boldsymbol{R} = \boldsymbol{G}\boldsymbol{A}\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{A}^H\boldsymbol{G}^H + \boldsymbol{\Sigma}_n. \quad (4)$$

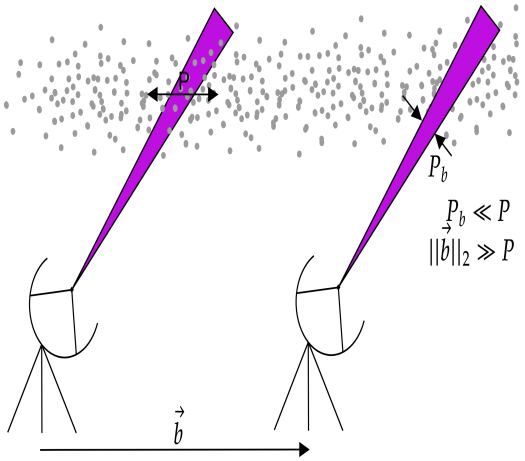


Fig. 1. Interference model in the interferometer for ionospheric effects related to the size of the primary beams (P_b) and baseline magnitude ($||\vec{\boldsymbol{b}}||_2$). P is the section of sky (ionosphere) where the effects over the incoming signal are assumed to be constant.

Equation (4) is also known as the Radio Interferometer Measurement Equation (Thompson et al., 2017; Smirnov, 2011). It is important to highlight that $\boldsymbol{x}(t)$ has Gaussian distribution with zero mean and covariance matrix $\boldsymbol{R}$.

2.2. Cramér-Rao Lower Bound

For a given random vector $\boldsymbol{x}[n]$ of dimension $r \times 1$, $n = 0, 1, ..., N-1$, and the parameters of interest stacked into a vector $\boldsymbol{\theta}^T = [\theta_1, \theta_2, ..., \theta_k]$, the density probability function of the data is denoted as:

$$f(\boldsymbol{x}[0], \boldsymbol{x}[1], ..., \boldsymbol{x}[N-1]; \boldsymbol{\theta}) = f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta}), \tag{5}$$

where $\boldsymbol{\theta}$ parameterizes the data distribution. With the previous definitions, it is of interest to find a function of the data $\hat{\boldsymbol{\theta}} = g(\boldsymbol{x})$ to estimate the parameters of interest, such that $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ is unbiased ($E\{\hat{\boldsymbol{\theta}}\} = \boldsymbol{\theta}$) and has minimum variance. This last requirement represents the quality of the estimator because it means that for every realization of the estimator over every dataset, the results we get are very concentrated around the real value of the parameters of interest. The minimum variance achievable for an unbiased estimator is given by the Cramér-Rao theorem (Kay, 1993): For a distribution function $f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta})$ that satisfies the regularity condition:

$$E\left\{\frac{\partial \ln f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta})}{\partial \boldsymbol{\theta}}\right\} = 0 \quad \forall \boldsymbol{\theta}, \tag{6}$$

the covariance matrix of any unbiased estimator $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ ($C_{\hat{\boldsymbol{\theta}}\hat{\boldsymbol{\theta}}}$) will attain the condition:

$$C_{\hat{\boldsymbol{\theta}}\hat{\boldsymbol{\theta}}} - \boldsymbol{F}^{-1}(\boldsymbol{\theta}) \geq \mathbf{0}, \tag{7}$$

where $\geq \mathbf{0}$ indicates that the left side of the inequality is semi-positive definite, and $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{\theta})$ is the Fisher information matrix, calculated as:

$$[\boldsymbol{F}(\boldsymbol{\theta})]_{ij} = E\left\{\frac{\partial^2 \ln f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j}\right\}, \tag{8}$$

where the derivatives are evaluated at the parameters value we want to estimate. In the covariance matrix, the diagonal elements are the variance of each parameter, so from the inequality we can get the next result:

$$Var\{\hat{\theta}_i\} \geq [\boldsymbol{F}^{-1}(\boldsymbol{\theta})]_{ii}. \tag{9}$$

If we have N independent samples of the random vector $\boldsymbol{x}[n]$, this lower bound decreases by the same amount:

$$Var\{\hat{\theta}_i\} \geq \frac{1}{N}[\boldsymbol{F}^{-1}(\boldsymbol{\theta})]_{ii}, \tag{10}$$

leading to the conclusion that with more data, the variance attained improves once the true estimation algorithm is found. The estimator whose variance attains the CRLB is called the optimal estimator. When the data has Gaussian distribution with zero mean and covariance matrix $\boldsymbol{R}$ as in our case, the Slepian-Bangs formula (Wijnholds & van der Veen, 2008) makes the computation of the Fisher matrix easier:

$$\mathbf{F} = \left(\frac{\partial \text{vec}(\mathbf{R})}{\partial \boldsymbol{\theta}}\right)^H ((\mathbf{R}^{-1})^* \otimes \mathbf{R}^{-1}) \left(\frac{\partial \text{vec}(\mathbf{R})}{\partial \boldsymbol{\theta}}\right), \tag{11}$$

where vec$(\cdot)$ is the vectorization operator that stacks the columns of a matrix into a column vector, and $\otimes$ denotes the Kronecker product. From Eq. (11) it can be seen the dependency of the CRLB with the signal model. If the model is not appropriate, the CRLB will give high variance values. The goal is to search for a model which minimizes the lower bound.

3. Simulations and results

First, we have to define the parameter vector to calculate the CRLB for the MIA. This parameter vector is defined for the case of calibration, where the interferometer points to known radio astronomical targets, named calibrators, so we know with high precision the direction and brightness of these targets. In this calibration mode, we have to estimate the complex factors and variances of the noise components, therefore the parameter vector is defined as:

$$\boldsymbol{\theta}^T = [\boldsymbol{\gamma}, \boldsymbol{\phi}, \boldsymbol{\sigma}^2], \tag{12}$$

where $\boldsymbol{\gamma}$ is a $p \times 1$ vector which represents the amplitude of the complex factors for every element of the array. $\boldsymbol{\phi}$ contains the phase components of the complex factors and has dimension of $(p-1) \times 1$, because one component is the phase of the reference element, which it is usually set to zero. Finally, $\boldsymbol{\sigma}^2$ is the $p \times 1$ vector with the thermal noise variances. With the parameter vector defined, the derivatives of $\boldsymbol{R}$ with respect to the vector parameter are calculated as:

$$\frac{\partial \text{vec}(\boldsymbol{R})}{\partial \boldsymbol{\theta}} = \left[\frac{\text{vec}(\boldsymbol{R})}{\partial \boldsymbol{\gamma}}, \frac{\text{vec}(\boldsymbol{R})}{\partial \boldsymbol{\phi}}, \frac{\text{vec}(\boldsymbol{R})}{\partial \boldsymbol{\sigma}^2}\right], \tag{13}$$

$$\frac{\partial \text{vec}(\mathbf{R})}{\partial \boldsymbol{\gamma}^T} = (\mathbf{G}\mathbf{A}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{A}^H)^*\boldsymbol{\Phi} \circ \mathbf{I} + \mathbf{I} \circ \mathbf{G}\mathbf{A}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{A}^H\boldsymbol{\Phi}^*, \tag{14}$$

$$\frac{\partial \text{vec}(\mathbf{R})}{\partial \boldsymbol{\phi}^T} = ((\mathbf{G}\mathbf{A}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{A}^H)^*\mathbf{G} \circ \mathbf{I} - \mathbf{I} \circ \mathbf{G}\mathbf{A}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{A}^H\mathbf{G}^*)j\mathbf{I}_s, \tag{15}$$

$$\frac{\partial \text{vec}(\mathbf{R})}{\partial (\boldsymbol{\sigma}^2)^T} = ((\mathbf{G}\mathbf{A})^* \circ \mathbf{G}\mathbf{A}), \tag{16}$$

where $\boldsymbol{\Phi}$ is a diagonal matrix where the diagonal is filled with the elements of $\boldsymbol{\phi}$, the $\circ$ operator denotes the Khatri-Rao product, and $\boldsymbol{I}_s$ is the identity matrix of corresponding dimensions with the first column removed. With the derivatives, the CRLB was calculated

in a realistic scenario, assigning to each complex perturbation factor $[\boldsymbol{G}]_{ii} = \gamma_i e^{j\phi_i}$ amplitudes with normal distribution $\gamma \sim \mathcal{N}(1, 0.3)$ and phases uniformly distributed between $-\pi$ and π ($\phi \sim \mathcal{U}(-\pi, \pi)$) (van der Tol et al., 2007), and $N = 10^3$ as number of samples of the vector $\boldsymbol{x}[n]$, which it means N samples per element of the array. The array distribution was given by a previous work and is depicted in Fig. 2 (Cabral et al., 2024). In Fig. 3 it is shown the CRLB for the parameters as a function of the Signal to Noise Ratio (SNR). The source we simulated is a point source located at the origin of the map with variance of 1 (0 dB). This means $s(t)$ is a vector of 1×1 and distributed as $s(t) \sim \mathcal{N}(0, 1)$. We assumed that the thermal noise has the same variance for all the elements, $\boldsymbol{\Sigma}_n = \sigma^2 \boldsymbol{I}_p$ with $\boldsymbol{I}_p$ the identity matrix of dimensions $p \times p$, and σ^2 is the thermal noise variance, defined by the SNR and the point source variance. The values of the parameters we want to estimate are in the order of 10^0. With the previous considerations and with the results exposed on Fig. 3, it can be seen how the values of the bounds are at least six orders of magnitude lower than the values we want to estimate. These results show that in case of finding the optimal estimator, all perturbations could be estimated with high precision, leading to corrected interferometric data.

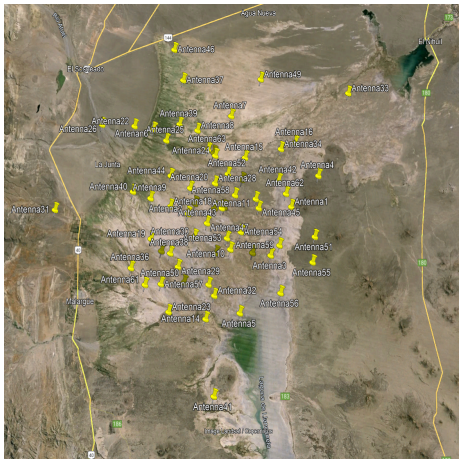


Fig. 2. Array distribution used to calculate the CRLB for the MIA. This distribution is a result from an optimization made in a previous work (Cabral et al., 2024).

4. Conclusion and future work

We successfully calculated the CRLB for the MIA for the calibration mode and, based on the results, it is possible to estimate all perturbations with low error, in case of finding the optimal estimator. As future work, we will use this results to test estimation algorithms to synchronize the data streams from each element of the MIA.

Acknowledgements: This work was supported by UNLP EI003 and CONICET PIP 11220200101515CO.

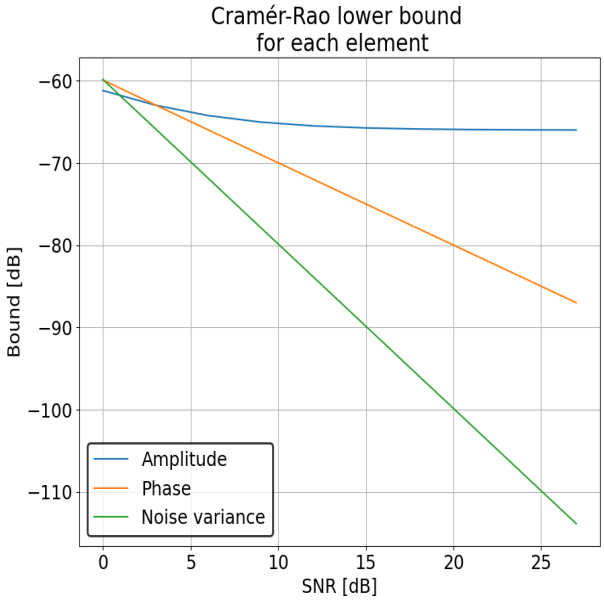


Fig. 3. CRLB of the complex amplitude perturbation and the noise variance, for each element of the MIA in the stage of calibration, as a function of the Signal to Noise Ratio (SNR). We considered a point source at the origin of the map with variance set to 1 (0 dB), and with equal thermal noise variance for all elements (σ^2) defined by the point source variance and the SNR.

References

Benaglia P., Romero G.E., Gancio G., 2024, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 65, 285

Cabral L., et al., 2024, Authorea Preprints

Gancio G., et al., 2024, BAAA 65, 283

Kay S.M., 1993, Fundamentals of statistical signal processing: Estimation theory

Ollier V., 2018, *Contributions to robust calibration methods in radio astronomy*, Ph.D. thesis, Université Paris Saclay (COmUE)

Smirnov O.M., 2011, A&A, 527, A106

Thompson A.R., Moran J.M., Swenson G.W., 2017, *Interferometry and synthesis in radio astronomy*, Springer Nature

van der Tol S., Jeffs B.D., van der Veen A.J., 2007, IEEE Transactions on Signal Processing, 55, 4497

van der Veen A.J., Wijnholds S.J., 2013, *Handbook of Signal Processing Systems*, 421, Springer

Wijnholds S.J., van der Veen A.J., 2008, IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, 2, 613

Una reseña histórica sobre las actividades de extensión en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)

C.E. Boeris[1,2], D. Pérez[1], E. Peluffo[1], H. Command[1], M. Fumagalli[1], & L. Cabral[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Investigaciones en Humanidades y Ciencias Sociales, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 10 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / A lo largo de toda su historia, el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) ha realizado actividades de extensión y divulgación de la astronomía y la ciencia en general. El objetivo de este trabajo es ofrecer un recorrido histórico de las actividades de extensión realizadas a lo largo de seis décadas, detallando sus diferentes modalidades, que incluyen participación en exposiciones, ferias y visitas guiadas. Además se analiza y discute cómo el IAR se ha adaptado a las nuevas formas de comunicación con la llegada de internet, y el posterior uso masivo de las redes sociales.

Abstract / Throughout its history, the Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) has carried out outreach and popularization activities in astronomy and science in general. The aim of this work is to provide a historical overview of the outreach activities carried out over the past six decades, with a particular focus on the various modalities, including participation in exhibitions, fairs and guided tours. It also analyzes and discusses how the IAR has adapted to new forms of communication with the advent of the internet, and the subsequent massive use of social networks.

Keywords / miscellaneous

1. Introducción

El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), fundado en 1962 como Instituto Nacional de Radioastronomía (INRA), fue fruto de la colaboración entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), la Comisión de Investigaciones de la Provincia de Buenos Aires (CIC), la Universidad de Buenos Aires (UBA) y la Universidad Nacional de La Plata (UNLP)(Romero, 2024). Su primer gran logro fue la construcción de una antena parabólica de 30 metros en el Parque Pereyra Iraola, en colaboración con la Carnegie Institution of Washington, con la participación de destacados científicos y técnicos argentinos como los ingenieros Rubén Dugatkin, Emilio Filloy, Omar González Ferro y Valentín Boriakoff. Inaugurada en 1966, el primer trabajo científico realizado con la antena, titulado "The run of terminal velocities for the western part of the Galaxy", fue presentado por Carlos Varsavsky en el Simposio No. 31 de la IAU en Holanda (Bajaja et al., 1967), donde se expuso una nueva curva de rotación de la Galaxia. Este trabajo, junto con la colaboración de los ingenieros mencionados para mejoras en los equipos, consolidó el prestigio internacional del IAR.

2. Los inicios

Las actividades de extensión en el IAR comenzaron alrededor del año 1963, impulsadas por la construcción de su primera antena parabólica que era visible desde el Camino General Belgrano (Bajaja, 2009). Este hecho despertaba la curiosidad tanto de los visitantes del Parque Pereyra Iraola como de los pasajeros de los antiguos transportes que unían la ciudad de La Plata con Buenos Aires, ya que el famoso *radar* era motivo de conjeturas diversas: ¿"para qué sirve?", ¿"quiénes lo han construido?". Estas preguntas repetidas fueron el origen de las actividades de divulgación en el entonces INRA. En esta primera época hubo dos modalidades de divulgación científica: los reportajes concedidos a revistas de interés general o programas de radio o televisión, y la organización de visitas guiadas para público en general.* Estas entrevistas fueron concedidas por los primeros directores, el Dr. Carlos Varsavsky, el Ing. Emilio Filloy y el Dr. Kenneth C. Turner, a varios diarios y revistas como Clarín, La Nación, El Día, La Prensa, Ciencia y Revista Así.

3. Actividades de divulgación entre los 90 y los 2000

En 1991 la Dra. María Cristina Martín fue oficialmente designada responsable del Área de Divulgación en el IAR, un puesto creado por acuerdo con el director por ese entonces, el Dr. Fernando R. Colomb. Sin embargo, esta tarea fue reconocida solo a nivel interno del Instituto. A pesar de que en varias ocasiones se enviaron cartas al CONICET para informar sobre la labor realizada y

*No se cuenta con información detallada acerca de las características de estas visitas, como tampoco del número de concurrentes.

✉ *Contacto* / clauboe@gmail.com

Research article

Fig. 1. Fotografías y notas periodísticas.

solicitar el reconocimiento correspondiente, nunca se obtuvo respuesta(Filloy et al., 1990).

Durante este tiempo, se lograron mejoras y renovaciones en los materiales utilizados para la divulgación, y se incrementó el número de estudiantes, aficionados y otros visitantes que conocieron el Instituto en comparación con años anteriores, llegando a visitar el IAR unas 100 personas durante tres fines de semana consecutivos. Entre las acciones de mejora pueden mencionarse la renovación de la sala de visitas, creación de un fondo para la divulgación a partir de la venta de folletos y fotografías, adquisición de materiales de divulgación a través de fondos del IAR y de algunos proyectos de investigación y desarrollo de investigadores (PIDs), confección de folletos, edición de un audiovisual, organización de la atención a las escuelas y la apertura del IAR al público durante los fines de semana.

En julio de 1992, tras más de 20 años, el Instituto reabrió sus puertas al público durante tres fines de semana coincidentes con las vacaciones de invierno estudiantiles. La promoción del evento se realizó mediante volantes, anuncios gratuitos en radios y diarios locales como Radio Provincia y Radio Universidad de La Plata, y una cartelera pública en la ciudad de La Plata. Las visitas, organizadas en dos turnos los sábados por la tarde, contaron con la colaboración del sereno Sr. Branca, la secretaria Emilia Kollmeier, y la bibliotecaria Amalia Bajaja. Los visitantes pagaban una entrada en la biblioteca, donde se instaló un kiosco con golosinas y café. Se tomaron estrictas medidas de seguridad, como acordonar áreas y cerrar con llave los edificios, dejando accesible solo la biblioteca. Las visitas, guiadas por la Dra. M. C. Martín y el estudiante de astronomía Sr. Sixto, incluyeron explicaciones en la sala de conferencias. Los fondos recaudados de las entradas se utilizaron para retribuir al estudiante por su colaboración. El evento fue exitoso en cuanto a organización y asistencia.

Desde junio de 1993 hasta fines de 1997, la atención de visitas estuvo a cargo de Ingrid Meschin, una estudiante de astronomía. Por esas épocas llegaban estudiantes desde La Plata, City Bell, Villa Elisa, Berazategui, Florencio Varela, Buenos Aires como así también desde otras provincias como Santa Fe y Entre Ríos. En este periodo se registró un total de 4117 visitantes representados por 39 escuelas primarias, 44 secundarias, 5 universitarios de la UNLP y la UTN además de 24 grupos especiales que fueron integrados por jubilados, público en general y aficionados a la astronomía.

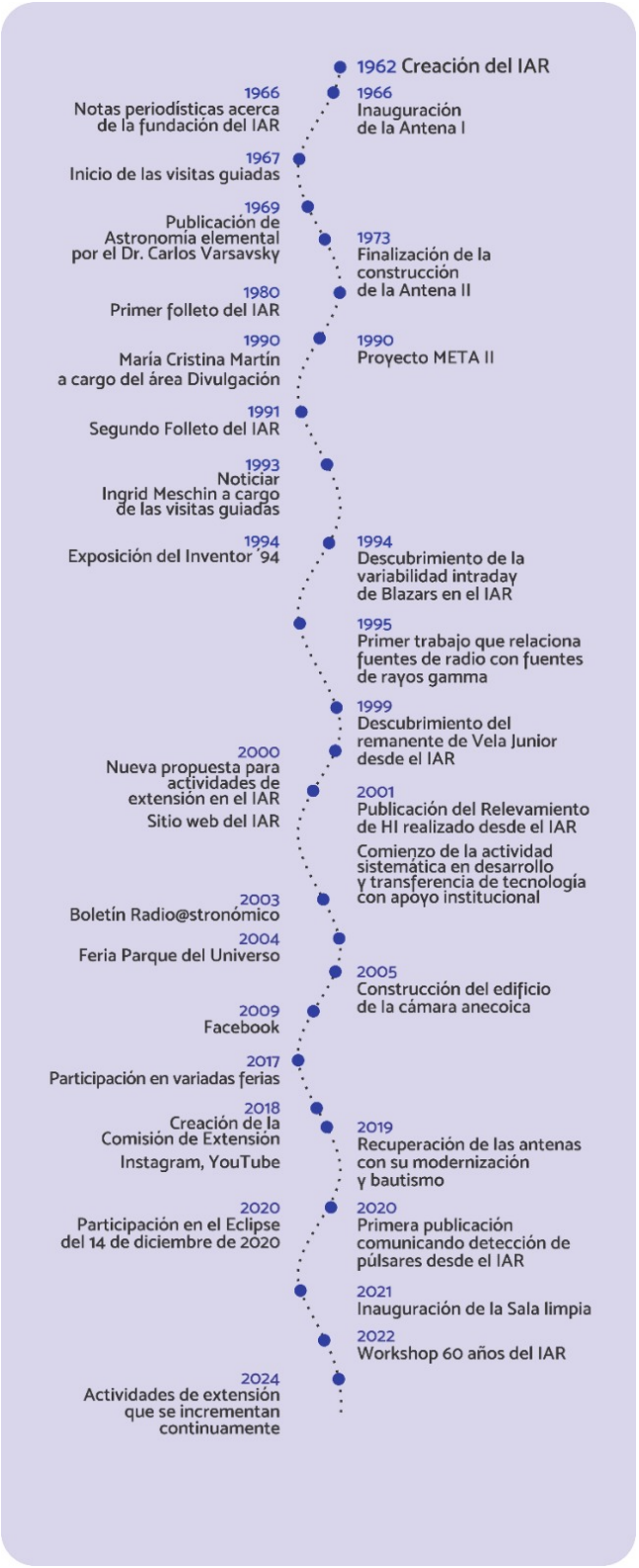


Fig. 2. Línea de tiempo de las actividades de extensión del IAR (Columna izquierda). En la columna derecha se mencionan algunos hitos en la historia del Instituto.

Ante la dificultad de captar el interés de alumnos de

nivel primario se decidió iniciar el proyecto de un audiovisual educativo. Con la colaboración del Lic. Carlos Carrara y la Dra. M. C. Martín, se desarrolló el documental "Un viaje por el Universo", que presenta un recorrido por el Sistema Solar, las estrellas y galaxias, concluyendo con reflexiones ecológicas. Inicialmente dirigido a alumnos primarios, también resultó útil para secundarios al complementar con explicaciones adicionales. El audiovisual, compuesto por 140 diapositivas y un cassette de 30 minutos con voz y música, tuvo una versión revisada tras perderse la grabación original. Esta mejora incluyó una nueva mezcla profesional financiada de forma particular. Este material se puede consultar en la Biblioteca del IAR.

Es importante mencionar en este periodo la participación del IAR en la Exposición del Inventor '94, que tuvo lugar entre el 22 de octubre y el 6 de noviembre de 1994 en el Predio Ferial de Palermo en Buenos Aires. Este evento requirió de una intensa organización ya que se tuvo que construir un stand, transportar diversos elementos y distribuir el cronograma de atención entre los integrantes del IAR quienes concurrieron diariamente en turnos de tres personas que iban rotándose cada día. Puede mencionarse la participación de investigadores, técnicos y artesanos del IAR, entre ellos Wolfgang Pöppel, Fernando Colomb, María Cristina Martín, Juan Carlos Testori, Guillermo Lemarchand, Ricardo Rizzo, Abel Santoro, Alberto Yovino, Carlos Picardo, Leonardo Guarrera, Nelva Perón y Oscar Pérez entre otros. Se presentaron distintos paneles que cubrían temas científicos y tecnológicos, entre ellos la evolución de las válvulas electrónicas y del transistor, y sus aplicaciones en radioastronomía. También se expuso sobre el Proyecto Meta II y sobre las líneas de investigación científica de ese momento (Observaciones en el continuo de radio, Colisión del cometa Shoemaker-Levy con Júpiter, Variabilidad de radiofuentes extragalácticas, Estudios de nuestra galaxia mediante la observación del H interestelar, Estudio de máseres de OH en envolturas circumestelares, Amplificadores de microondas en bajas temperaturas (15 K) y Búsqueda de vida extraterrestre).

Desde el año 2001 la coordinación de actividades de extensión en el IAR tuvo como responsable a la Esp. Claudia E. Boeris. Se siguieron recibiendo, y se incrementaron, las visitas de estudiantes de todos los niveles educativos, como así también de grupos de aficionados. Hasta aproximadamente el año 2010 las charlas estuvieron a cargo de estudiantes de astronomía; entre ellos podemos mencionar a Juan Francisco Cobo, Nicolás Fleming, Laura Collado, Carolina Von Essen y Lorena Baez. Desde ese momento, y por no contar con fondos para sostener el pago a estos estudiantes, la atención de las visitas pasó a estar a cargo de becarios, investigadores y personal técnico del Instituto bajo la coordinación de la Esp. Boeris, modalidad que se mantiene hasta la actualidad.

Puede mencionarse en este periodo la participación del IAR en varios eventos de divulgación. La Feria Parque del Universo, en el Planetario Galileo Galilei de la Ciudad de Buenos Aires tuvo lugar en las vacaciones de invierno de los años 2003 y 2004. Este evento puede compararse con la participación previa del IAR en la Feria del inventor '94, ya que requirió de la participación de muchos integrantes del IAR y de una compleja organización previa. Hubo charlas científicas para todo público, actividades libres para niños, y la edición de un CD con contenido que fue ofrecido a través de un bono contribución y que se puede consultar en la Biblioteca del IAR. Pueden mencionarse además dos participaciones en ferias: Feria del libro del Parque Pereyra Iraola (2004) a cargo de la Esp. Claudia Boeris, y la 36a Feria del libro del autor al lector, en el Predio Ferial de Palermo (2010) en las que participaron los doctores Laura Suad y Nicolás Duronea.

La Figura 1 permite el acceso a una selección de fotografías y notas periodísticas. Estos materiales pueden encontrarse además físicamente en la Biblioteca del IAR. Puede consultarse información detallada sobre las actividades iniciales y previas al año 2001 en la bibliografía citada.(Filloy et al., 1990)**

En la Figura 2 puede apreciarse una línea de tiempo que resume estas actividades en relación con la historia del IAR.***

4. Nuevas modalidades en el Siglo XXI

Los avances tecnológicos marcaron un cambio rotundo en la modalidad de las actividades de extensión. Con la instalación de la red interna del IAR y el flamante acceso a Internet, el sitio web fue en sus inicios uno de los vehículos para divulgar las diferentes actividades. En junio de 2003 salió a la luz el primer número del Boletín Radio@stronómico****, una publicación que se mantiene a lo largo 21 años. El Boletín está actualmente en su edición número 87, cuenta con 367 suscriptores que se incorporan a través de un formulario en el mismo sitio de la publicación, es de aparición cuatrimestral y su finalidad es ser un vehículo de divulgación científica y tecnológica de las actividades que se desarrollan en el IAR.

En este periodo puede destacarse la participación en la Feria Parque del Universo durante 2003 y 2004, y Exploramente en el año 2017 entre otras tantas ferias. En estas variadas actividades puede mencionarse la participación de Mariela Corti, quien fuera presidenta de la primera Comisión de Extensión del IAR; del Dr. Manuel Fernández López; y de la Sra. Andrea Ramundo, quien participó de las tareas de extensión entre los años 2016 y 2017.

Desde el año 2018 funciona una Comisión de Extensión cuyo objetivo es comunicar las actividades del IAR al público en general. Se puede acceder a esta información desde documentos internos del IAR, tales como los informes de la dirección brindados en las reuniones de

** `https://shorturl.at/qqx5b`

*** Descubrimiento de la variabilidad intraday de Blazars en el IAR(Romero, 1994), Primer trabajo que relaciona fuentes de radio con fuentes de rayos gamma (Romero & Combi, 1995), Descubrimiento del remanente Vela Junior desde el IAR(Combi et al., 1999), Publicación del Relevamiento de H1 realizando en el IAR(Reich et al., 2001), Primera publicación comunicando la detección de púlsares desde el IAR(Gancio et al., 2020).

**** `https://www.iar.unlp.edu.ar/servicios/boletin/`

Consejo Directivo del IAR. En 2019 se creó el Departamento de Extensión del Instituto con personal asignado específicamente a la realización de actividades de divulgación, el técnico Marcelo Fumagalli. El Departamento de Extensión cuenta con dos integrantes, la Comisión de extensión con seis y está conformada por miembros del cuerpo científico y técnico.

Actualmente las visitas al IAR se pueden solicitar a través de un formulario disponible en el sitio web del Instituto. Esta información se releva semanalmente y se coordina la agenda a partir de la disponibilidad horaria del personal científico y técnico, y de las solicitudes de cada grupo. La concurrencia está representada principlamente por establecimientos educativos de nivel primario, secundario y superior.

Las visitas guiadas se organizan en dos bloques temáticos: una charla científica en la cual por lo general se abordan temas relativos al Instituto y a la especialidad del investigador a cargo, y un recorrido por las instalaciones a cargo de personal técnico, entre ellos Guillermo Gancio y Hugo Command.

Estas visitas siguen despertando un gran interés en la comunidad educativa y el público en general. A modo de ejemplo se puede mencionar que durante 2024 se recibieron 10 grupos con un promedio de 80 personas por grupo.

El IAR comenzó a participar desde 2009 en las redes sociales con su cuenta en Facebook, a la que se sumaron desde 2018 Instagram, YouTube y X. El IAR posee Facebook desde el año 2009, en 2018 contaba con 478 seguidores y hoy el número asciende a 1948, por su parte Instagram, que se inició en 2020 cuenta con un total de 1752 seguidores. Todas estas redes poseen actividad diaria con publicaciones variadas y muchas consultas que son respondidas por nuestra encargada de redes Eliana Peluffo.

5. Conclusiones

El IAR fue uno de los primeros institutos creados por el CONICET. En el acta fundacional de la institución se menciona entre las finalidades del IAR "colaborar con el desarrollo de la enseñanza de la radioastronomía" y "difundir información sobre su campo específico, por los medios y procedimientos adecuados". Este póster intenta ser una síntesis del trabajo realizado en extensión por generaciones de científicos, técnicos y estudiantes de astronomía que han sido parte del IAR a lo largo de más de sesenta años. Aunque es imposible cuantificar exactamente el impacto que estas actividades han tenido en la sociedad, creemos que el IAR ha cumplido y seguirá cumpliendo con su misión de llevar la radioastronomía y la ciencia al público en general.

Agradecimientos: Agradecemos a exdirectores, personal científico y técnico, y estudiantes de astronomía que participaron en las variadas actividades de extensión organizadas por el IAR a lo largo de estos sesenta años.

Referencias

Bajaja E., 2009, *Historia del IAR*, vol. 2
Bajaja E., et al., 1967, *Proceedings from IAU Symposium in Noordwijk, Netherlands.*, vol. 31, IAU
Combi J.A., G.E. Romero G.E., Benaglia P., 1999, Astrophysical Journal Letters, 519, L177
Filloy E., Poppel W.L., Martin M.C., 1990, *Divulgación científico-técnica en el IAR*
Gancio G., et al., 2020, Astronomy and Astrophysics, 633, A84
Reich P., Testori J.C., Reich W., 2001, Astronomy and Astrophysics, 376, 861
Romero G.E., 1994, Astronomy and Astrophysics, 288, 731
Romero G.E., 2024, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 56, 2
Romero G.E., Combi J.A., 1995, Astronomy and Astrophysics, 303, 872

Teacher Training Program (TTP) desarrollado por NAEC Argentina

M.A. Corti[1,2,3], I. Bustos Fierro[1,4], D.C. Merlo[1,4,5], M.S. De Biasi[1,2,6], S. Paolantonio[1,5], N.E. Camino[1,7], B. Bravo[8] & M.P. Álvarez[9]

[1] *Coordinación Nacional de Educación en Astronomía (NAEC Argentina), Comisión Nacional de Astronomía, Office of Astronomy for Education, International Astronomical Union*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[4] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[5] *Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[6] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[7] *Complejo Plaza del Cielo, CONICET–FHCS–UNPSJB, Argentina*
[8] *Facultad de Ingeniería, CONICET–UNCPB, Argentina*
[9] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNMDP, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 30 April 2025
©The Authors 2024

Resumen / En 2023, la Oficina de Astronomía para la Educación (OAE) de la Unión Astronómica Internacional (IAU) lanzó su primera convocatoria del Programa de Formación Docente (TTP) entre las aproximadamente 120 Coordinaciones Nacionales de Educación en Astronomía (NAEC) del mundo para financiar una formación docente de impacto en sus respectivos países o regiones. NAEC Argentina participó y fue uno de los 21 ganadores de esta propuesta, cuya finalidad ha sido la adquisición de conocimiento sobre temas de astronomía y la habilidad para su enseñanza por parte de los docentes participantes y su posterior implementación en el aula. El TTP argentino se desarrolló en formato taller en tres locaciones: en la ciudad de San Juan (intensivo del 19 al 22 septiembre), en Esquel (entre septiembre y octubre) y en Añatuya (intensivo del 2 al 3 noviembre). Los destinatarios fueron profesores de Física y alumnos avanzados del Profesorado de Física. Los objetivos de esta capacitación se enfocaron en reforzar los fundamentos teóricos de los conceptos astronómicos más importantes enseñados en el nivel Secundario, especialmente ligados a la astrofísica (propiedades de la luz, fotometría y espectroscopía) Asimismo, los participantes construyeran dispositivos de bajo costo basados en los conceptos mencionados, siempre fortaleciendo la discusión sobre la Didáctica de la Astronomía. Se presentan las características y resultados obtenidos en las tres experiencias.

Abstract / In 2023, the Office of Astronomy for Education (OAE) of the International Astronomical Union (IAU) launched its first call for the Teacher Training Program (TTP) among approximately 120 National Astronomy Education Coordinators, (NAECs) around the world to fund impactful teacher training in their respective countries or regions. NAEC Argentina was one of the 21 winners of this initiative, which aimed to enhance the acquisition of astronomy knowledge and skills by teachers, to be later implemented in the classroom. The Argentine TTP was carried out in a workshop format at three ocations: in the city of San Juan (intensive from September 19 to 22), in Esquel (between September and October), and in Añatuya (intensive from November 2 to 3). The recipients were physics teachers and advanced students from the Physics Secondary School Teacher Program. The goals of this training focused on reinforcing the theoretical foundations of the most important astronomical concepts taught at the Secondary School level, especially those related to astrophysics (properties of light, photometry, and spectroscopy). Additionally, participants built low-cost devices based on these concepts, strengthening always the discussion on the Didactics of Astronomy. This article presents the characteristics and outcomes from the three training experiences.

Keywords / Education — Sociology of astronomy — Miscellaneous

1. Introducción

En el transcurso del año 2020 la Comisión Nacional de Astronomía (CNA) conformó la National Astronomy Education Coordinators (NAEC) Argentina, la cual forma parte de la Office of Astronomy for Education (OAE) de la International Astronomical Union (IAU). Entre los objetivos generales planteados al momento de generar al NAEC se encontraba el vincular las acciones propias de la OAE, de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) y de la CNA con la Educación en Astronomía, en todo el territorio de Argentina. La finalidad era fortalecer así, los vínculos de la comunidad de astrónomos profesionales con la comunidad educativa a través de múltiples y diversas acciones sobre Educación en Astronomía. En el 2023 la OAE (IAU) lanzó su primera convocatoria del Programa de Formación Docente

✉ *Contacto* / mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

(TTP) entre los aproximadamente 120 equipos NAECs del mundo para financiar una formación docente de impacto en sus respectivos países o regiones. NAEC Argentina fue uno de los 21 ganadores de esta propuesta, cuya finalidad ha sido la adquisición de conocimientos sobre temas de Astronomía y la habilidad para su enseñanza por parte de los docentes participantes*. A esta capacitación asistieron profesores de Física de educación secundaria y estudiantes avanzados y docentes de Profesorados de Física de Nivel Terciario. Los alumnos del TTP no tuvieron que pagar ni inscripción al mismo, ni materiales empleados en los talleres ya que, con el financiamiento proporcionado por la OAE y parte del dinero obtenido con el Proyecto de Investigación Plurianual (PIP) del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) 2021-2023 "Fortalecimiento de la Enseñanza de la Astronomía en el Nivel secundario de Argentina", se cubrieron todos los gastos ocasionados para su realización.

2. Objetivos

El objetivo general fue la construcción de un vínculo activo con los docentes encargados de espacios relacionados con la Astronomía, tanto en escuelas secundarias como en la formación docente de Física en la República Argentina. Este objetivo apunta a fortalecer la discusión sobre la Didáctica de la Astronomía, con el fin de que ella tenga características dinámicas y colaborativas en tiempo real, para ser proyectada a la práctica docente cotidiana.

Los objetivos específicos son los que se presentan a continuación:

- Acceder a una instancia concreta para fortalecer los fundamentos teóricos sobre temas de gran importancia para la Astronomía a nivel secundario, especialmente ligados a la Astrofísica, tales como: propiedades de la luz, fotometría y espectroscopía.
- Dimensionar el universo en el que vivimos, especialmente en lo que respecta a la medición de distancias, temperaturas y tamaños, así como las formas de clasificación de objetos y procesos derivados de ellos.
- Diseñar, construir y utilizar dispositivos de bajo costo basados en los fundamentos mencionados, discutiendo su uso en aulas de nivel secundario.
- Promover el uso del sitio web educativo, específicamente diseñado por los autores de esta presentación, para la Didáctica de la Astronomía en niveles secundario y Terciario, Argonavis.ar (https://argonavis.ar)(Camino et al., 2023), por parte de docentes de todo el país. Este sitio, **con una media de 20 visitas mensuales,** es de uso libre y apunta a la formación de una red de aprendizaje colaborativo virtual en la enseñanza de la Astronomía.

3. Desarrollo del TTP

En Argentina no existe una carrera profesional dedicada a la enseñanza de Astronomía, siendo sólo los profesores de Física quienes tienen la incumbencia específica para enseñar esta materia en las escuelas secundarias (Camino et al., 2021, 2022). Por esta razón, las clases se diseñaron para el grupo compuesto por profesores de Física que trabajan en escuelas secundarias o en carreras de nivel terciario que formen profesores de Física. También participaron estudiantes avanzados del Profesorado de Física (que aún no se hayan graduado). Además, en el grupo destinatario se incluyeron investigadores en educación en Astronomía, disciplina científica que aún se encuentra en sus primeros pasos en Argentina.

El TTP se desarrolló en formato taller en las ciudades de San Juan, Esquel y Añatuya, en cuyas respectivas provincias los diseños curriculares jurisdiccionales de educación secundaria incluyen Astronomía (Camino et al., 2021; Corti et al., 2022). Los temas presentados fueron:

- Fundamentos epistemológicos de la Astronomía.
- Elementos de Astrofísica en la escuela secundaria: óptica geométrica, espectroscopía y fotometría.
- Medición de parámetros solares: diámetro y constante solar.

Las fechas de realización de los mismos en cada una de las localidades fueron:

- San Juan (San Juan) del 19 al 22 septiembre, de 17 a 20 hs.
- Esquel (Chubut) los días martes de los meses de septiembre y octubre en el horario de 20:40 a 22:40 hs.
- Añatuya (Santiago del Estero) los días 2 y 3 de noviembre de 14 a 18 hs.

El curso fue muy interactivo, con un desarrollo teórico básico, para luego comenzar el proceso de construcción de los dispositivos y, posteriormente, su uso. Se concluyó con una instancia final de discusión sobre lo trabajado y su potencial de aplicación con estudiantes de Secundario y Terciario.

El tratamiento teórico de los fundamentos, conceptos y métodos astrofísicos, se abordó principalmente en clases plenarias mediante presentaciones digitales. Todos los registros fotográficos y audiovisuales fueron tomados tanto por los docentes como por los participantes, utilizando los teléfonos móviles propios. Todas ellas, así como muchos comentarios, fueron luego compartidos a través de un grupo de mensajería y video llamadas. Los dispositivos construidos durante el taller y los materiales entregados a los participantes fueron:

- Cámara oscura (tubos de cartón, papel aluminio y láminas transparentes milimetradas).
- Espectroscopios (plantillas de cartón, piezas de CD/DVD, algunos participantes recibieron también un espectroscopio impreso en 3D).
- Fotómetros (pantalla impresa en 3D o de cartón; no se entregaron lámparas de bajo costo ni cables de extensión eléctrica).
- Gafas con filtros solares y vidrios DIN14.

3.1. TTP-San Juan

El primer taller de capacitación docente se realizó en la Facultad de Filosofía, Humanidades y Arte de la Uni-

*https://www.iau.org/news/announcements/detail/ann24007/

versidad Nacional de San Juan (FFHA UNSJ) y fue reconocida como capacitación en servicio por el Ministerio de Educación de la provincia de San Juan. A la capacitación asistieron 28 personas de las cuales 25 eran profesores de Astronomía en el nivel secundario, algunos guías de astroturismo del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) y otros pocos profesores del Profesorado de Física, todos ellos habitantes de la ciudad de San Juan. Los otros 3 alumnos fueron un Profesor de Física de Neuquén capital, uno de Córdoba capital y el restante de Corrientes capital. Cabe mencionar que en el transcurso de esa semana, en un horario previo al de la capacitación, se realizó la 65 Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía. En la Fig. 1a se muestra el afiche empleado para dar difusión sobre la realización del TTP. En las Figs. 1b – f se muestran ejemplos del desarrollo de todas las actividades realizadas en San Juan.

3.2. TTP-Esquel

El segundo taller se desarrolló en Esquel, como parte de una asignatura anual optativa (Didáctica de la Astronomía en Nivel secundario) de la carrera de formación de profesores de Física para el nivel secundario del Instituto Superior de Formación Docente (ISFD) N°804. El taller se impartió para el último año de la misma. La asignatura fue ofrecida por la institución a todos los docentes de nivel secundario como una actividad de formación continua (una cátedra abierta), reconocida por el Ministerio de Educación de la provincia de Chubut. Las Figs. 2 a y b muestran parte de las experiencias realizadas. Fue una experiencia con impacto positivo para los docentes de Esquel (tres profesores de Física y un estudiante avanzado), ya que era la primera vez que formaban parte de un equipo que desarrollaba un taller para otros estudiantes y colegas argentinos.

3.3. TTP-Añatuya

El tercer taller se desarrolló en la localidad de Añatuya como parte de la Reunión de Enseñanza de la Física (REF XXIII) de carácter internacional. Las REFs son reconocidas por los Ministerios de Educación de cada provincia argentina como actividades de formación en servicio para los docentes participantes provenientes de las mismas. Al taller asistieron 14 participantes, 10 de ellos profesores de Física de nivel secundario y 4 estudiantes avanzados de la carrera de Formación de Profesores de Física. Además, algunos enseñaban en nivel terciario y estaban desarrollando investigaciones en Educación en Astronomía. Las Figs. 3 a y b muestran a los alumnos posicionando las cámaras oscuras y la imagen del Sol obtenida por proyección en el papel milimetrado para luego, con los cálculos matemáticos correspondientes, estimar el diámetro del Sol. En las Figs. 4 a y b se muestran los espectroscopios realizados con impresora 3D por los alumnos de Añatuya y los elementos necesarios para armar el fotómetro de Bunsen. Las Figs. 5 a y b tienen fotos de los alumnos con el espectroscopio.

4. Resultado y Conclusiones

- En diciembre de 2023 se envió a la OAE un informe detallado en los aspectos académicos y administrativos, el cual ya ha sido aprobado. Toda la información sobre este TTP está disponible en nuestro sitio web Argonavis.
- Mediante una encuesta realizada en la finalización de cada taller, los alumnos comunicaron que los conceptos aprendidos y las actividades que desarrollaron en los mismos, les resultaron de gran ayuda para entender los temas abordados. Comentaron que todo ello luego fue empleado en el transcurso de sus clases.
- Se desea destacar que en el TTP realizado en San Juan se contó con la presencia de alumnos que se desempeñan como docentes en las ciudades de Córdoba, Neuquén y Corrientes, lo que demuestra el interés de los docentes de contar con recursos novedosos para la enseñanza de la Astronomía.
- Los docentes participantes en la capacitación, quedaron conectados con todos los profesores que estuvieron a cargo de la misma. Una clara muestra de ello fue la paticipación que algunos tuvieron en la primera Escuela ENIGMAs "Didáctica de la Astronomía: Práctica e Investigación". Esta fue organizada por el grupo de docentes/investigadores en la Fac. de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP en el mes de septiembre del año siguiente.
- Finalmente, se cree necesario revalorizar y fomentar las capacitaciones en temáticas astronómicas, principalmente en aquellas jurisdicciones educativas provinciales que promueven la enseñanza de las ciencias en general, y de la Astronomía en particular. La subvención de capacitaciones docentes de estas características es un problema adicional a resolver ya que si se contara con la misma, el impacto de esta propuesta podría replicarse en más provincias.

Agradecimientos: A la Lic. Carolina Garay por colaborar en la organización del TTP en San Juan capital y compartir una clase de su autoría. A los cuatro participantes de Esquel que colaboraron con el Dr. Camino durante el Taller en Añatuya. PIP CONICET 2021-2023 GI 11220200100289CO y OAE por financiar parcialmente el TTP desarrollado en las tres localidades. Finalmente, al árbitro de este trabajo por favorecer que se destacara su contenido con las sugerencias propuestas.

Referencias

Camino N.E., et al., 2021, Revista de Enseñanza de la Física, 33, 101
Camino N.E., et al., 2022, Revista de Enseñanza de la Física, 34, 65
Camino N.E., et al., 2023, Revista de Enseñanza de la Física, 35, 53
Corti M.A., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 313
García B.E., Moreno Luquero R., 2018, Ed. Alberto Fulldome, 1, 10
García B.E., Moreno Luquero R., 2020, Ed. Alberto Fulldome, 1, 24

Fig. 1. a) Afiche de difusión del TTP realizado en San Juan capital. b) Desarrollo de una clase. c) Trabajo con el fotómetro de Bunsen (idea tomada de García & Moreno Luquero (2020)). d) Espectro de fuente de luz artificial. e) Espectroscopio construido en clase (idea tomada de García & Moreno Luquero (2018)). f) Observación del Sol efectuada por sus cámaras oscuras.

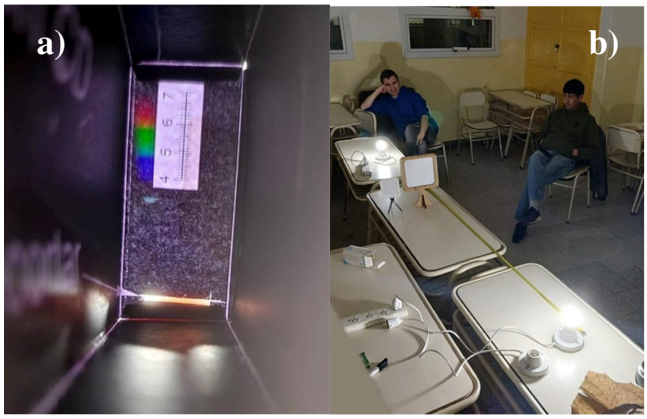


Fig. 2. Esquel: a) Espectro de luz artificial con su correspondiente medida. b) Fotómetro de Bunsen y los alumnos.

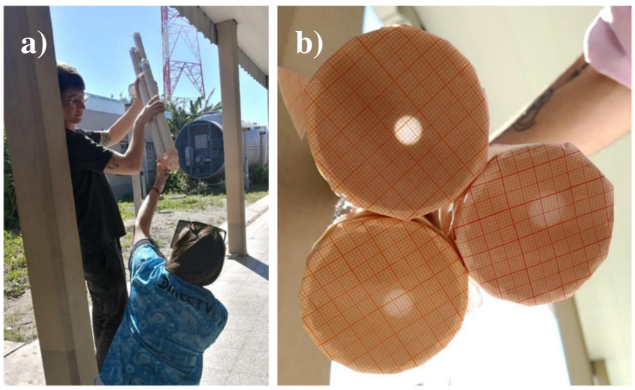


Fig. 3. Añatuya: a) Posicionando las cámaras oscuras. b) Imagen proyectada del Sol en papel milimetrado.

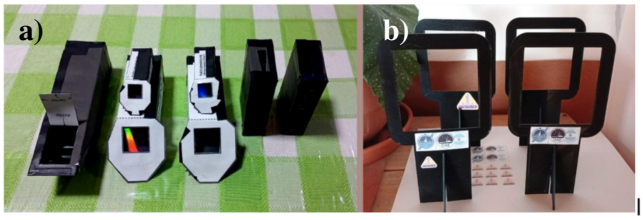


Fig. 4. Dispositivos realizados en Añatuya. a) Espectroscopios y b) Fotómetro de Bunsen.

Fig. 5. Añatuya: a) Armado de espectrógafo. b) Uso de un espectroscopio con una fuente luminosa artificial.

Campañas, resultados y vivencias de observación de eclipses solares realizados por dos observatorios argentinos

D.C. Merlo[1] & J.N. Balbi[2]

[1] *Museo del Observatorio Astronómico Córdoba (MOA), UNC, Argentina.*
[2] *Museo "Lic. Gustavo Rodríguez" del Observatorio de Física Cósmica "P. Bussolini" (MObSM), Argentina.*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 11 March 2025
©The Authors 2024

Resumen / En la antigüedad, los eclipses eran fenómenos astronómicos envueltos en misterio y temor, a menudo asociados con presagios de malos augurios o la ira de los dioses. Con el avance del conocimiento científico, se los entiende como eventos naturales predecibles, resultado de alineaciones específicas, y se los estudia y observa destacando su valor científico, educativo y cultural. En este trabajo se presentan investigaciones históricas realizadas por los Museos de los Observatorios Astronómicos de Córdoba y de San Miguel, relacionadas a las diversas campañas de observación de eclipses solares realizados por estas instituciones, resaltando sus objetivos, vicisitudes, vivencias y resultados obtenidos. Entre ellos se destacan los primeros intentos de verificación de la Teoría de la Relatividad realizadas por el Observatorio de Córdoba en el periodo 1912-1916, los cuales, si bien no fueron exitosos, le permitieron a la institución diseñar estrategias y metodologías de trabajo novedosas. También exponemos el caso del eclipse solar de 1958, a partir de seis placas obtenidas por el Observatorio de San Miguel, las cuales fueron restauradas y recuperadas, y permiten apreciar las distintas fases del mismo. Asimismo, se relatan anécdotas y aspectos poco conocidos que forman parte de la historia escrita y oral de ambas instituciones, y que constituyen parte del patrimonio inmaterial de las mismas.

Abstract / In ancient times, eclipses were astronomical phenomena shrouded in mystery and fear, often associated with bad omens or the wrath of the gods. With the advancement of scientific knowledge, they are understood as predictable natural events, the result of specific alignments, and they are studied and observed, highlighting their scientific, educational and cultural value. This work presents historical research carried out at the Museums of the Astronomical Observatories of Córdoba and San Miguel, related to the various campaigns of observation of solar eclipses carried out by these institutions, highlighting their objectives, vicissitudes, experiences and results obtained. Among them, the first attempts to verify the Theory of Relativity carried out by the Observatory of Córdoba in the period 1912-1916 stand out, which, although they were not successful, allowed the institution to design novel work strategies and methodologies. We also present the case of the solar eclipse of 1958, based on six plates obtained by the San Miguel Observatory, which were restored and recovered, and allow us to appreciate the different phases of the eclipse. Likewise, we discuss anecdotes and little-known aspects that are part of the written and oral history of both institutions, and which constitute part of their intangible heritage.

Keywords / history and philosophy of astronomy — eclipses — Sun: general

1. Introducción

Históricamente, los eclipses solares han sido registrados por diversas civilizaciones, proporcionando datos clave para la cronología histórica y la comprensión de los ciclos astronómicos. También han impactado en otras ciencias como las humanidades y las artes (Lange & Mc Leish, 2024). Asimismo, el estudio de los eclipses solares ha permitido confirmar teorías sobre la naturaleza del Sol y la Luna, y ha sido crucial para la verificación de la Teoría de la Relatividad General de Einstein, al observar la curvatura de la luz estelar próxima al Sol durante el eclipse total de 1919. Epistemológicamente, han impulsado el desarrollo de instrumentos y métodos de observación, y han fomentado una comprensión más profunda del cosmos, influyendo en la manera en que los científicos abordan y verifican sus teorías.

Este trabajo aborda el rol del Museo del Observatorio Astronómico (MOA), perteneciente al Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) y del Museo "Lic. Gustavo Rodríguez" (MObSM) del Observatorio de Física Cósmica "Padre Bussolini" (ObSM), en la observación y luego preservación y divulgación de este fenómeno, resaltando su impacto cultural y científico.

2. Antecedentes

La Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos (RedMOAA) se creó en el año 2021, coincidente con el sesquicentenario de la institucionalización científica y astronómica de nuestro país, como una asociación de museos de observatorios históricos argentinos (Merlo et al., 2023) y, desde ese momento, ha sido proactiva en la recuperación del patrimonio, la investigación

✉ *Contacto* / dmerlo@unc.edu.ar

Research article

y divulgación de nueva información hallada en elementos restaurados y en la enseñanza de distintas cuestiones relacionadas con la Astronomía, la Física Cósmica y la ciencia en general.

Como propuesta para el año 2024 se decidió trabajar con los eclipses, particularmente con la observación de tales fenómenos en la República Argentina. Para ello, la Red recabó de sus integrantes información histórica relevante para realizar una muestra en la 66^a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía con el tema "Eclipses en Argentina", en donde se exhibieron placas originales y reproducciones relacionados con estos eventos observados en nuestro país, acompañándose la misma con un banner alusivo *. Con ello, además de visibilizar nuestro patrimonio histórico-astronómico, se consiguió que las nuevas generaciones de estudiantes y astrónomas/os tomaran contacto con las técnicas y los recursos utilizados hasta no hace mucho tiempo atrás.

Además, el MOA y el MObSM presentaron este trabajo en el cual se llevaron adelante, en forma conjunta, tareas de restauración, investigación y, sobre todo, mantenimiento de los soportes de las placas fotográficas (en algunos de los casos no contaban con información complementaria), respondiendo a los objetivos fundacionales de la RedMOAA (Merlo et al., 2023). Así como, también, para ser socializados para todas aquellas personas interesadas en la historia de la astronomía argentina y en el registro de los eclipses en particular.

3. Eclipses registrados por el Observatorio Nacional Argentino

El 24 de octubre de 1871 se inauguró el Observatorio Nacional Argentino (ONA) en la ciudad de Córdoba y sus tareas estuvieron orientadas principalmente a la elaboración de grandes catálogos estelares. Si bien no figuraba entre sus objetivos fundacionales la observación de eclipses solares, si se presentaba la oportunidad y se disponía de los recursos, se los observaban y registraban (Minniti & Paolantonio, 2024). Desde esta fecha y hasta 1954, año de su incorporación a la Universidad Nacional de Córdoba como Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC), se observaron en nuestro país 40 eclipses de Sol, de los cuales dos fueron totales (Paolantonio, 2018). La Fig. 1 muestra las trayectorias de los eclipses solares en Sudamérica desde 1941 hasta 2040.

El primero observado desde su creación fue el eclipse total del 16 de abril de 1893, cuya sombra barrió el norte argentino. Se organizó para ello una expedición a la localidad de Rosario de la Frontera (Salta), para registrar fotográficamente el fenómeno, con la intención de estudiar la corona solar y tratar de hallar al hipotético planeta Vulcano, cuya existencia justificaría las anomalías encontradas en la órbita de Mercurio (años más tarde explicadas por la Teoría de la Relatividad). Lamentablemente, al momento del eclipse el cielo se presentó nublado y no se pudo realizar lo planeado.

*https://drive.google.com/file/d/1Jq83NlMD6Am3R6fV_4bzQ56PhCQcA4l9/view?usp=drive_link

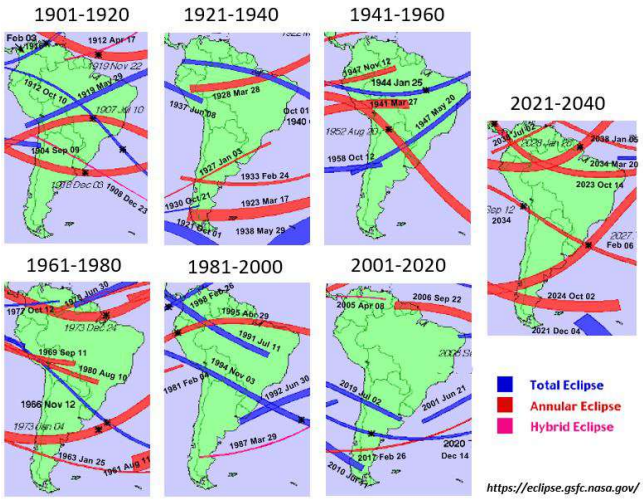


Fig. 1. Extracto de las trayectorias de los eclipses solares restringidos a Sudamérica, del Atlas Mundial de Eclipses Solares de la NASA.

En 1909 asume la dirección del ONA Charles Perrine, quien contaba con una amplia experiencia en la observación de eclipses solares como astrónomo del Observatorio Lick (EE.UU.), comenzando una etapa de estudio sistemático de estos fenómenos. Por otra parte, con el objeto de confirmar su flamante teoría presentada en 1905, Einstein interesó a Freundlich (Observatorio Astronómico de Berlín) para que lo ayudara con el trabajo. Conociendo su gran experiencia, Freundlich contactó por carta a Perrine, poniéndolo al tanto de la idea y solicitándole su colaboración para la tarea (Minniti & Paolantonio, 2024).

Se organizaron tres expediciones para observar los eclipses solares totales de los años 1912 (Cristina, Brasil), 1914 (Crimea, Ucrania) y 1916 (Tucacas, Venezuela). En los dos primeros dirigió la comitiva Perrine, para lo cual se construyeron equipos específicos para el registro fotográfico. En el eclipse de 1912 una intensa lluvia impidió registrar el evento. En el de 1914, inició la Primera Guerra Mundial mientras la comitiva del ONA viajaba a Crimea. Pese a que el día había amanecido despejado, en el momento de la totalidad algunas nubes cubrieron el Sol, y las imágenes obtenidas no fueron suficientes para el objetivo deseado (ver Fig. 2a). En el eclipse de 1916, debido a problemas financieros, solo viajó el astrónomo Enrique Chaudet; nuevamente las condiciones climáticas fueron desfavorables, obteniéndose algunas placas como la mostrada en la Fig. 2b.

En el eclipse parcial de 1918, el ONA no realizó ningún estudio y en el anular de 1927 no participó de la primera expedición exitosa de un observatorio argentino (Observatorio Astronómico de La Plata) en Neuquén, aunque organizó conferencias para el público en general (Paolantonio, 2018). El eclipse parcial de 1933 fue observado por el ONA, con cálculos realizados por Bobone y fotografiado por Winter.

En la década del '40, bajo la dirección de Enrique Gaviola, se impulsó la difusión de las actividades del ONA a través de la observación de eclipses por parte del público, en particular, los de 1940 y 1941. Asi-

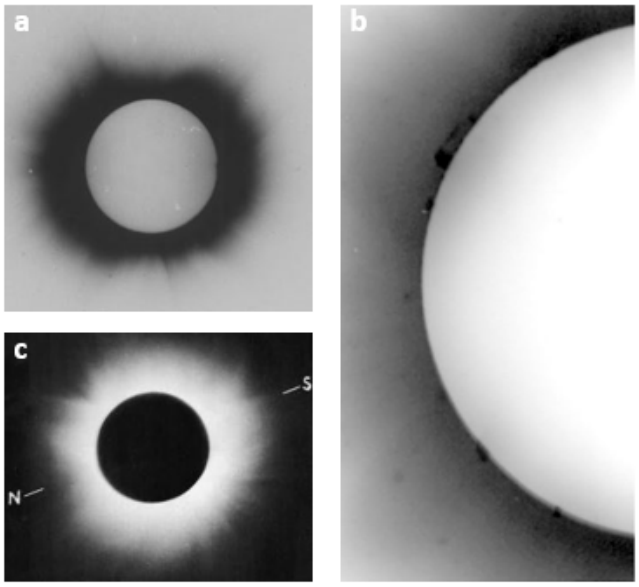


Fig. 2. (a) Fotografía (en negativo) del eclipse solar de 1914, donde se aprecia la corona solar. (b) Fotografía (en negativo) del momento de totalidad del eclipse solar de 1918, donde se aprecian algunas protuberancias en el limbo solar. (c) Fotografía del eclipse total de 1947 tomada por Mc Leish desde Corrientes, en la que se observan numerosos detalles de la corona, y que fuera tapa del Vol. 6 Nº 3 de la revista Sky & Telescope. Archivo del MOA-OAC.

mismo, en el eclipse total de 1947, el ejecutivo nacional conformó una comisión interinstitucional que coordinó el estudio del evento. Gaviola fue el representante del ONA, el cual organizó dos de las cinco expediciones realizadas, con personal del ONA, una en Corrientes (Platzek/Mc Leish/Hipólito), portando dos espectrógrafos y un celóstato propios, para realizar estudios de la composición química y las variaciones de temperatura de la corona solar, avanzando en la comprensión de su dinámica. La otra comisión se dirigió a Villa de Soto (Córdoba) (Gaviola/Dartayet/Gómara/Canals-Frau/Diez Fraga), con el objetivo de establecer la distancia entre dos puntos de Sudamérica y África, por medio de la determinación exacta de los instantes de contacto, utilizando para ello un celóstato y un telescopio reflector de 25 cm de abertura, también fabricados en el ONA (Paolantonio, 2018). La Fig. 2c muestra una de las imágenes obtenida por Mc Leish en Corrientes, que fue tapa de la revista Sky & Telescope de ese año.

4. Eclipse de 1958 registrado por el ObSM

La restauración de bienes del museo termina contándonos historias recopiladas por la RedMOAA. Entre los años 2022 y 2023, realizamos una serie de estudios y pruebas dedicados a la restauración y a la utilización de la información contenidas en fotografías astronómicas sobre placas de vidrio (Balbi & Merlo, 2024). La premisa que fundamentó nuestra labor fue que la información resguardada pueda ser utilizada en posteriores investigaciones, como así también revelar las metodologías, los usos y costumbres que utilizaban quienes nos precedieron en el uso de los instrumentos e instalaciones.

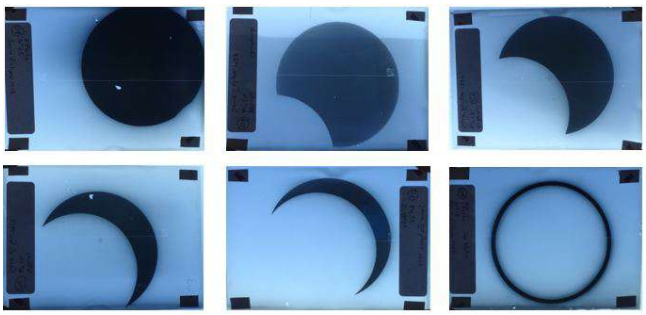


Fig. 3. Diferentes momentos del eclipse anular del año 1958. Archivo del MObSM.

En uno de estos trabajos, llamó nuestra atención una caja rotulada con el año 1958. Con la restauración de esas placas, fue posible recuperar seis de ellas que correspondían a las fotos que se muestran en secuencia en la Fig. 3, y una rota que –aparentemente– había sido usada como fotografía de control, no tenía relación con el eclipse y podía ser anterior o posterior al evento.

Para catalogar estas placas buscamos información sobre el eclipse en el trabajo de Paolantonio & Camino (2017), en varios artículos en línea y luego con los almanaques del archivo del MOA. Era innegable que las placas mostraban un eclipse solar, pero toda la información obtenida coincidía en que el mismo no habría podido ser fotografiado de ese modo en San Miguel. Consultamos, para mayor información, los archivos de NASA** y de Time and Date***; los primeros brindan información sobre gran cantidad de eventos astronómicos y como se los observarían desde cualquier sitio, concluyendo con ello que las imágenes no pudieron obtenerse desde San Miguel, ya que el eclipse fue allí parcial.

El eclipse llegó desde el Pacífico y se pudo ver completo desde la costa chilena hasta la mitad de la Provincia de Mendoza, a partir de la cual se observó en forma parcial (ver Fig. 4). Luego preguntamos a antiguos trabajadores y operadores, y fue así como el Director del ObSM, Santiago Maiese, consultó –entre otras personas– a Jorge Rusansky, actual miembro del grupo de divulgación científica del Observatorio y quien trabajó en el mismo décadas atrás. Éste le comentó que en los años 50's y 60's, y hasta mucho tiempo después, uno de los telescopios era instalado –junto con una de las cámaras del celóstato– en una camioneta de la institución en la que los astrónomos viajaban en busca de estos fenómenos astronómicos, para documentarlos apropiadamente. Asimismo, se obtuvieron registros fotográficos del telescopio cargado en la camioneta sobre un terreno árido (posiblemente San Juan o Mendoza, Argentina), donde los científicos habrían concurrido para poder tomar las imágenes que acabábamos de restau-

** https://eclipse.gsfc.nasa.gov
*** https://www.timeanddate.com/eclipse/list.html

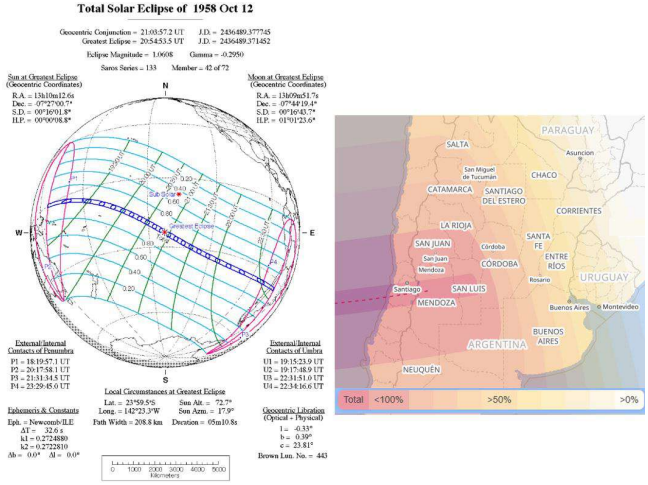


Fig. 4. Zona de observación del eclipse anular de Sol de 1958. Composición de imágenes extraídas de: sunearth.gsfc.nasa.gov y www.timeanddate.com/eclipse/map/1958-october-12.

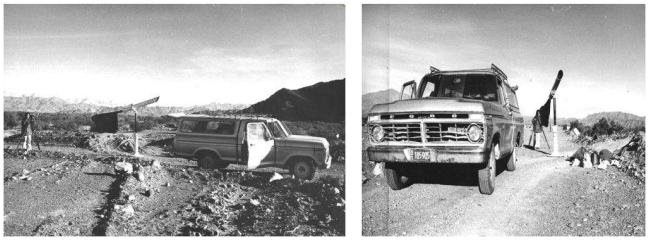


Fig. 5. Telescopio montado en la camioneta que lo transportó, situado posiblemente en la Provincia de San Juan o Mendoza, Argentina. Archivo del MObSM.

rar (ver Fig. 5).

Nuestra consulta a la NASA sobre este evento despertó la curiosidad de esa institución, la que nos solicitó compartir el material que mencionamos anteriormente, el cual ya está disponible, además, para la consulta de cualquier persona interesada.

5. Conclusiones

Las campañas de observación de eclipses solares en Argentina no solo contribuyeron al conocimiento científico, sino que también forman parte del patrimonio cultural y social del país. Los esfuerzos conjuntos de restauración, divulgación y análisis histórico de estas acciones refuerza el rol de los museos como puentes entre el pasado y el presente, permitiendo no sólo conocer la historia astronómica de nuestro país sino también situarnos contextualmente en aspectos socioeconómicos de la época. En este sentido rescatamos, por ejemplo, que pese a los tres intentos fallidos del ONA por verificar la Teoría de la Relatividad, la aventura científica sirvió para desarrollar equipamientos y procedimientos que cimentaron su acervo instrumental y procedimental.

Destacamos, asimismo, el cambio de paradigma comunicacional ocurrido a mediados del siglo pasado, donde se comenzó a utilizar la ocurrencia de estos eventos astronómicos para difundir entre la población la ciencia astronómica y la observación de los mismos. Lo que hoy resulta natural y se ha convertido en una actividad tradicional de todos los observatorios, no lo era así antes, ya que allí solamente se realizaban actividades de investigación y formación profesional descontextualizada de la comunidad a la cual pertenecían.

Por otra parte, la anécdota de la observación del eclipse de 1958, por parte del ObSM, es una de las tantas que se descubren al analizar los elementos con que cuentan nuestros museos, generalmente olvidadas en las arenas del tiempo, las cuales se suman a la cantidad de historias que podemos relatar a nuestros visitantes, y nos presentan el compromiso de seguir recuperando otras más. En palabras de Thompson & Bornat (2017), "*la historia oral es la más nueva y la más antigua forma de hacer historia*". En este sentido, ambos museos hemos iniciado una serie de entrevistas, tanto a antiguos como actuales empleados, para seguir completando la rica historia de ambas instituciones y de esta forma acrecentar los respectivos patrimonios inmateriales.

Además, los trabajos de investigación realizados por nuestras instituciones nos permiten conocer más sobre las actividades científicas llevadas adelante por las mismas, y servirán de inspiración a futuras/os investigadoras/es de nuevos fenómenos celestes.

De este modo, la RedMOAA ha colaborado con la presentación de algunos trabajos relacionados con eclipses observados en la Argentina, y una breve descripción de las tareas de investigación y mantenimiento que fueron necesarias para obtener esta información. Sus museos integrantes continuarán en su tarea conjunta y compartida de catalogar, restaurar, investigar y compartir información con el objeto de acrecentar el patrimonio nacional relacionado con los trabajos de investigación astronómica realizados por quienes nos precedieron.

Agradecimientos: Agredecemos a quienes hacen posible el trabajo de restauración, investigación y digitalización de imágenes, en particular a las Bibls. Verónica Lencinas y Sofía Lacolla, y a la Srta. Cecilia Quiñones, del archivo y biblioteca del OAC, como también a las Srtas. Carolina Balbi y Lucía Balbi. Asimismo, agradecemos al/a la referí anónimo/a por sus sugerencias que mejoraron la presentación de este trabajo.

Referencias

Balbi J.N., Merlo D.C., 2024, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 65, 317

Lange H., Mc Leish T., 2024, *Eclipse and Revelation: Total Solar Eclipses in Science, History, Literature, and the Arts*, New York, NY: Oxford University Press

Merlo D.C., et al., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 64, 323

Minniti E., Paolantonio S., 2024, *Córdoba Estelar*, Editorial de la Universidad Nacional de Córdoba

Paolantonio S., 2018, *Observaciones de Eclipses de Sol realizadas en Argentina*, Blog Historia de la Astronomía. https://historiadelaastronomia.wordpress.com/2018/02/17/observaciones-de-eclipses-de-sol-realizadas-en-argentina-1810-1950-i/

Paolantonio S., Camino N.E., 2017, Revista Latino-Americana de Educação em Astronomia, 24, 69

Thompson P., Bornat J., 2017, *The Voice of the Past: Oral History*, Oxford Oral History Series, New York, NY: Oxford University Press

Aspectos epistemológicos de la observación astronómica

M. Bozzoli[1,2]

[1] *Centro de Investigaciones de la Facultad de Filosofía y Humanidades, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 20 December 2024 / Accepted: 18 February 2025
©The Authors 2024

Resumen / En este artículo se presentará una breve introducción a la problemática filosófica vinculada con la noción de observación científica. Para ello, se considerarán algunos enfoques de autores sensibles a las prácticas observacionales y experimentales. El concepto de observación en astronomía se ha desarrollado considerablemente en las últimas décadas. Por esta razón, dicha noción se ha sofisticado de tal manera que ha perdido la capacidad de reflejar matices sutiles de relevancia para la reflexión epistemológica. Así, las técnicas actuales de observación, las cuales dependen en gran parte del desarrollo tecnológico del instrumental disponible, configuran nuevas concepciones, tanto científicas como filosóficas, de lo que es una observación. En concreto, se analizarán algunas investigaciones y resultados alcanzados en los últimos años. Además, con el objetivo de rescatar el importante rol que poseen las investigaciones interdisciplinarias, se aludirá a perspectivas y enfoques recientes relacionados a temas afines a la filosofía e historia de la astronomía contemporánea.

Abstract / This article will present a brief introduction to the philosophical problems related to the notion of scientific observation. To do so, some approaches by authors sensitive to observational and experimental practices will be considered. The concept of observation in astronomy has been developed considerably in recent decades. For this reason, this notion has become so sophisticated that it has lost the capacity to reflect subtle aspects of relevance for epistemological reflections. Thus, current observation techniques, which depend largely on the technological development of the available instruments, condition new conceptions, both scientific and philosophical, of what an observation means. Specifically, some research and results achieved in the last years will be here analised. In addition, to highlight the important roles of different interdisciplinary research, recent perspectives and approaches concerning topics related to the philosophy and history of contemporary astronomy will be developed.

Keywords / history of astronomy — philosophy of astronomy — observational astronomy

1. Introducción

El presente trabajo intenta dar una síntesis, la cual pretende mostrar diferentes aspectos de importancia epistemológica en relación a cómo se ha extendido el concepto de observación en la astronomía. Para ello, se tratará de comprender la complejidad de dicho concepto a partir de su evolución en este ámbito científico. La mayoría de las prácticas astronómicas se encuentran asociadas a la observación y a diversos modelos de teorías y de datos. Históricamente, a medida que se fueron perfeccionando los instrumentos con nuevos accesorios, se fueron dejando de lado las diversas maneras de observar "a simple vista" e incluso de "ver a través de" ciertos aparatos. El desarrollo tecnológico en el instrumental fue configurando y complejizando nuevas concepciones de lo que se consideraba una observación.

Desde la perspectiva de la filosofía de la ciencia contemporánea, surgieron nuevas concepciones que otorgaban un fuerte papel a los adelantos tecnológicos y al desarrollo instrumental en torno al concepto de observación en ciencia. Además, en la actualidad es usual considerar como un auxiliar importante de la práctica observacional a la simulación computacional. Esto se debe a que la computación está jugando un rol central en la producción de conocimientos en los laboratorios astroinformáticos. Así, los diferentes cambios evolutivos de este concepto obligan a repensar tanto la integración entre modelos de representación, de experimentación y de inferencias, como las diferentes prácticas observacionales de la astronomía actual.

2. Consideraciones históricas y filosóficas

Existe una diversidad de prácticas científicas asociadas a la observación astronómica, la cual es usualmente caracterizada como la fuente primaria de los datos. Estos últimos sirven, eventualmente, para chequear ciertas teorías, hipótesis o modelos. Antiguamente el conocimiento astronómico consistía principalmente en la ubicación de objetos en la bóveda celeste. Las técnicas utilizadas para la observación a "ojo desnudo" se hallaban sujetas fuertemente a la percepción sensible que se tenía del firmamento. Posteriormente, con el desarrollo de ciertos instrumentos de medición, en los cuales no se requería "mirar a través de" los mismos, se combinaba el uso de tales aparatos con nuestros ojos para medir, con buena precisión, la posición de dichos objetos astronómicos.

Con la aparición de los telescopios, hace más de cua-

✉ *Contacto* / maxibozzoli@ffyh.unc.edu.ar

Invited review

trocientos años, cambió el panorama observacional. Los mismos se convirtieron en herramientas insustituibles de la astronomía, los cuales intermediaban la "observación directa". Pasó tiempo hasta que las imágenes obtenidas por medio de esos instrumentos fueran aceptadas como indicadores veraces de lo que acontecía en el cielo. A medida que la observación se desarrolló en esta dirección, empezaron a surgir interrogantes en torno a la manera en la cual se producían los conocimientos en esta disciplina. Se consideraba que la observación que se obtenía mediante los aparatos era una extensión de nuestra percepción sensible. Ello condujo a la idea, la cual fue ocupando un lugar común en la filosofía de la ciencia contemporánea, de que la observación está cargada tanto de instrumentación como de teoría.

Como se mencionó, a medida que se fueron perfeccionando los instrumentos con nuevos accesorios, se fueron dejando de lado las diversas maneras de observar "a simple vista" e incluso de "ver a través de" ciertos aparatos. Con el surgimiento de la astrofísica, el desarrollo tecnológico en el instrumental fue configurando nuevas concepciones de lo que se consideraba una observación astronómica. Para el empirismo de la primera mitad del siglo pasado existió una fuerte distinción entre la teoría y la observación, más precisamente, entre los términos teóricos y los términos observacionales. Por términos se entiende aquellas palabras que aluden a ciertos objetos, o a sus respectivas propiedades, las cuales permiten la elaboración de expresiones y la construcción de enunciados científicos. Los términos no teóricos se refieren a entidades observables, es decir, objetos directamente perceptibles que conforman la base empírica. En líneas generales, lo "real" se restringe a lo observable, o sea, sólo a lo que es captado a través de los sentidos. Por otra parte, los términos teóricos designan aquellos objetos pertenecientes al ámbito de las teorías, las cuales proveen la justificación de las creencias epistémicas en torno a tales entidades y a la forma en la cual se las conoce.

No obstante, esta dicotomía ha generado controversias vinculadas tanto a la posibilidad de realizar observaciones físicas (sin presupuestos ni hipótesis teóricas previas) como así también a la necesidad de legitimar el significado de las entidades de las teorías, las cuales no son perceptibles directamente. Más allá de la cuestión de si son o no viables las observaciones puras o pre-teóricas (no guiadas por la teoría), esta última problemática ha sido ampliamente abordada desde diferentes enfoques filosóficos. Resulta claro notar que no hay un criterio de demarcación definido entre lo observable y lo no observable; ello repercute actualmente en las comúnmente llamadas entidades "exóticas" como la materia o la energía oscura, por ejemplo.

Posteriormente, surgieron varias réplicas que atenuaban la distinción teórico-observacional, contribuyendo así a la evolución y a la erosión de lo que se denominó la "concepción heredada" de las teorías. Autores como N. R. Hanson, S. Toulmin, P. Feyerabend, T. S. Kuhn, entre otros, respondieron de distintas maneras en contra de tal dicotomía. En pocas palabras, negaban esta distinción argumentando que las observaciones están "cargadas de teoría", es decir, que los términos empíricos se hallan impregnados o sub-determinados por las distintas teorías involucradas.

En la actualidad se diría que para los astrónomos, "ver" no siempre es la manera de abordar una observación astronómica rigurosa, ya que los mismos generalmente observan con instrumentos de variada sofisticación. Usualmente lo que se ve de esta manera, rara vez puede verse con los ojos. En este sentido la observación puede caracterizarse como un proceso, o bien, como un resultado del mismo. Desde esta perspectiva puede considerarse por "observación directa" al proceso en el cual se vinculan o relacionan directamente ciertos instrumentos con los ojos del observador. También entendida de esta manera, puede entenderse a una "observación indirecta" como el desplazamiento de los ojos del observador debido a los instrumentos y piezas de equipo que intermedian en la práctica astronómica. Por otra parte, interpretando a la observación como un resultado, puede caracterizarse que una "observación directa" consiste en obtener (mediante el uso de dichos aparatos) una representación visual, un resultado o un registro de la fuente observable. Y por una "observación indirecta" puede entenderse las inferencias observacionales que asocian determinados efectos registrados con ciertos fenómenos que se consideran observables. En este sentido, suele usarse en la práctica astronómica al tipo de inferencias ampliativas conocida como "abducción", la cual se relaciona con la generación de hipótesis en torno a la mejor explicación disponible.

En términos de esta dinámica proceso-producto, la observación astronómica se ha basado principalmente en la radiación electromagnética, o sea, la luz proveniente de los objetos y de los fenómenos del universo. Como es sabido, cada tipo de radiación es diferenciado de otro según un parámetro físico conocido como la longitud de onda. En pocas palabras: las diferentes clases de telescopios (terrestres y espaciales) pueden captar las ondas de radio, la radiación infrarroja, la luz visible, la radiación ultravioleta, los rayos X y los rayos gamma. Estos sistemas instrumentales están equipados con detectores específicos para cada longitud, extendiendo el espectro visible a rangos invisibles, dándole lugar así a la astronomía multi-onda actual (Longair, 2006). Sin embargo, la información observacional es también adquirida mediante el estudio de diferentes señales basadas en otras interacciones físicas fundamentales (Bradt, 2004). De este modo, las observaciones vinculadas al estudio de rayos cósmicos, de neutrinos o de ondas gravitacionales suelen ir más allá del alcance de la astronomía observacional tradicional. No obstante, esta última a menudo provee las contrapartidas electromagnéticas de aquellos fenómenos observados. En este sentido, la notable contribución entre ámbitos disciplinares distintos permite el desarrollo de una astronomía de mensajeros múltiples. Esta última muestra un fluido intercambio de la información observacional adquirida por una u otra vía, la cual sirve como soporte evidencial (Hudson, 2013) al momento de caracterizar un objeto, propiedades del mismo, o bien, un fenómeno astrofísico particular. En suma, las variadas prácticas y técnicas recientes de observación nutren no sólo concepciones científicas de la misma noción, sino que además estimulan el desarrollo

de variados tratamientos metodológicos y epistemológicos asociados a este concepto. Estos últimos, a su vez, posibilitan una dialéctica, la cual permite enfoques reflexivos que robustecen las formas en las cuales se generan conocimientos observacionales en la astronomía actual.

3. Caracterizaciones de la observación

Filosóficamente, la noción de observación ha sido caracterizada a partir de la distinción entre entidades observables y entidades inobservables. Diferentes autores han sostenido que no hay una línea de demarcación definida. Por esta razón, surgió la idea de un "continuo" entre tales entidades, el cual depende principalmente de los avances tecnológicos (Maxwell, 1962). Otros proponen esquemas diferentes de esta dicotomía (van Fraassen, 1980) y varios se han alejado de tal distinción, poniendo énfasis en las interacciones físicas y definiendo que ". . . lo que cuenta como una observación es una función del estado prevaleciente del conocimiento acerca del mundo físico. . . " (Shapere, 1982, pp. 488-489). Enfoques más recientes (Kosso, 1988, 2006) han dado importancia a los procesos involucrados en la adquisición de la información observacional.

Al identificar las variadas maneras en las cuales se puede obtener esta "información", es posible reconocer que la observación presenta grados de libertad o dimensiones asociadas a interacciones que no son sólo físicas. Así, al considerar su transmisión desde la fuente hasta el observador, esta última propuesta sostiene que la observación consiste en extraer la información relevante de los objetos y de sus respectivas propiedades relacionadas de forma causal*. Debido a que la observabilidad depende de la capacidad de medir propiedades cuantificables, otros autores consideran que sigue habiendo un fuerte vínculo con los objetos físicos en cuestión (Chang, 2004, 2005). Según este último planteo hay observaciones que no están relacionadas a objetos particulares sino a procesos específicos. Éstos pueden asociarse a mediciones de cantidades determinadas que no poseen una referencia concreta con los eventuales objetos involucrados en una situación observacional, la cual puede depender de la escala de observación, de la perspectiva y del punto de vista del observador.

Estas posturas sugieren un corrimiento de conceptos de observación basados únicamente en objetos a otros que contemplan además procesos físicos. Ello extiende considerablemente el ámbito de fenómenos, el cual contempla no sólo objetos y sus atributos, sino además los procesos que emergen de las relaciones y de las correlaciones entre propiedades observables. En esta dirección, algunos filósofos de la ciencia, con sensibilidad en las prácticas científicas, han considerado además la posibilidad de entender a los instrumentos de observación como detectores de propiedades. De esta manera, la observación de los fenómenos astrofísicos se daría a través de las relaciones y de las correlaciones entre sus propiedades observacionales, como así también simulacionales (Humphreys, 2004, 2013). Más allá del rol imprescindible que posee la computación en el tratamiento de la señal astronómica, estos enfoques permiten la articulación entre ciertas funciones epistémicas de las simulaciones en tanto generadoras de nuevos conocimientos y simples complementos de la observación. Se considera aquí que la ponderación entre la producción y la reproducción de la información astrofísica es crucial al momento de comparar predicciones de dichas simulaciones con las observaciones que se hallan disponibles.

4. Hacia una caracterización actual

Recientemente, por un lado, diferentes autores se han enfocado en el hecho de que a través de dichas simulaciones puede lograrse lo que en los contextos científicos se entiende por observaciones. Así, es posible distinguir cruces muy variados entre simulaciones y observaciones (Wilson, 2017; Weisberg et al., 2018; Jacquart, 2020, 2021; Bozzoli & Stasyszyn, 2020; Bozzoli, 2022; Bozzoli & Paz, 2023; Bozzoli & Domínguez, 2023; Bozzoli & Huvelle, 2024; Elder, 2024; Doboszewski & Elder, 2024). Por otro lado, también es importante diferenciar los mecanismos de producción de representaciones visuales como los medios más importantes de accesibilidad epistémica, tanto en la formación de la imagen astronómica, como en la validación de los modelos involucrados. De este modo, las fases de adquisición y de reducción de datos exhiben no sólo el automatismo de tales sistemas observacionales, sino la permeabilidad de las prácticas asociadas a la vinculación de heurísticas con el reconocimiento de patrones. Sin embargo, la presencia de capas más profundas restringe tal acceso epistémico. Estas últimas se hallan determinadas tanto por la sofisticación de dichos modelos de simulación, como así también por la automatización de los aparatos, accesorios y auxiliares informáticos y estadísticos de la observación (Way et al., 2012).

Dada la relevancia de las simulaciones en los laboratorios astrofísicos, cabe resaltar el importante papel que ellas desempeñan en las prácticas observacionales de la actualidad (Boyd et al., 2023). Para algunas tradiciones astronómicas, los modelos de simulación son meros auxiliares que sólo intentan "reproducir" datos observacionales. Sin embargo, otras sitúan a estos modelos en el mismo estatus o nivel epistémico que las observaciones convencionales. Siguiendo esta última línea, cabe destacar la capacidad de tales simulaciones para producir nuevos conocimientos. Al considerarse la interacción entre la producibilidad y la reproducibilidad, se obtiene un contexto de validación externa tanto del modelo observacional, como del modelo computacional. De acuerdo con este análisis, las simulaciones tienen la capacidad para funcionar como instrumentos de investigación, permitiendo la exploración en el ámbito teórico como en el entorno observacional.

*Cabe destacar que este enfoque distingue dos procesos básicos: la naturaleza de la señal transmitida y la señal como transporte de la información. La primera alude a las interacciones físicas fundamentales, mientras que la segunda hace referencia a aquellas "interacciones" dadas a partir procesos epistémicos variados. El valor de estas últimas se corresponde al contenido informacional adquirido en los reportes observacionales de determinados objetos y de sus respectivos atributos observables.

A fin de rescatar aspectos propios de estas prácticas, resulta necesario marcar la dependencia de las mismas respecto de los sistemas astroinformáticos vigentes. Para ello, es crucial indagar sobre los diversos diseños y configuraciones de hardware y de software requeridos para el modelado computacional de los variados objetos y fenómenos astronómicos. En las últimas décadas, las simulaciones han evolucionado notablemente y han dejado de ser meras "trituradoras de números" para convertirse en herramientas insustituibles de la práctica observacional. En este sentido, diferentes tipos de simulaciones computacionales desempeñan una función importante en determinadas mediciones de magnitudes astrofísicas y cosmológicas. Asimismo, los modelos de simulación arrojan resultados cuantificables que son, eventualmente, contrastados con aquellos obtenidos por la vía observacional clásica. Conforme a lo mencionado, debe considerarse además la problemática actual inherente a la producción masiva de datos simulados y de su respectivo procesamiento. Un ejemplo característico de *big data* se presenta en la astronomía actual en el marco de los observatorios virtuales, los cuales no son sólo un reservorio de datos observacionales y simulados, sino que brindan además las técnicas informáticas para la exploración, minería y visualización de bases y conjuntos modulares de datos interconectados (Edwards & Gaber, 2014).

También es importante reivindicar algunas características de la llamada "experimentación débil", situándola al servicio de las prácticas observacionales más recientes. Desde este enfoque, la intervención en el instrumental disponible del sistema informático, la implementación de códigos específicos y métodos numéricos de discretización, como así también la manipulación de condiciones iniciales y de contorno del modelo computacional deberían ser tomadas en cuenta (Rodríguez & Pereyra, 2004; Lenhard et al., 2007; Winsberg, 2010; Weisberg, 2013; Parker, 2017; Morrison, 2015; Reiss, 2019). Al considerarse la observación astronómica como un concepto que involucra otras nociones, como la de información o la de inferencia, es indispensable ponderar entre aquellas más afines y adecuarlas a las prácticas vigentes. Estas últimas recogen diferentes rasgos de la experimentación, la medición, la evidencia y de técnicas de visualización científica para la producción y el análisis de representaciones visuales (Hassan & Fluke, 2011; Hassan et al., 2013; Rector et al., 2007, 2017; Dykes et al., 2018). Investigar las dificultades que presenta el concepto actual de observación, posibilita la elaboración de un cuerpo coherente de interrelaciones e interdependencias conceptuales. Ello permite identificar y reconocer aspectos epistemológicos relevantes para una valoración de las observaciones y de las simulaciones en la astronomía contemporánea.

5. Consideraciones finales

Como se mencionó antes, la mayoría de las posturas filosóficas que intentan recuperar la relevancia de las prácticas científicas en los procesos observacionales, lo hacen desde una perspectiva en común. Esta se halla fuertemente apuntalada en diferentes aspectos asociados a los procesos cognitivos que inciden en la actividad observacional. Aunque dichos aspectos son cruciales en la dinámica proceso-producto, se ha considerado que los mismos no son suficientes para establecer una caracterización apropiada de la noción de observación astronómica. De esta manera, al descuidar y dejar de lado detalles que trascienden aspectos de una eventual epistemología antropocéntrica, se concluye aquí que es necesario dar una aproximación al ámbito de la autonomía inherente a los sistemas y plataformas multi-instrumentales del presente. En este sentido, podrían considerarse como temas de investigación, entre muchos otros, la validación externa o la opacidad epistémica involucradas en las diferentes etapas y capas de la observación. Estos ejes incluyen tanto instrumentos tradicionales, herramientas astroinformáticas (*machine learning*, *deep learning* o IA) y tipos de simulaciones computacionales, como así también las interrelaciones entre éstos.

Finalmente, en este breve artículo, se ha intentado mostrar que en la medida en que las prácticas observacionales se han ido sofisticando, a partir del desarrollo tecnológico en el instrumental, el concepto tradicional de observación en astronomía ha ido perdiendo la capacidad de reflejar matices sutiles de relevancia epistemológica. De esta manera, podría plantearse lo siguiente: ¿qué se considera actualmente una observación astronómica?, ¿en qué consiste y cómo se lleva a cabo la misma?, ¿cuáles son sus "rostros" epistemológicos? y ¿cuál es el alcance de las simulaciones en las observaciones actuales? A fin de intentar responder estos interrogantes, se destaca la necesidad de llevar a cabo investigaciones interdisciplinarias y minuciosas sobre los componentes tecno-científicos asociados a la actividad observacional y simulacional. Así, los enfoques histórico-epistemológicos esclarecen las metodologías empleadas al momento de generar nuevos conocimientos astronómicos. En un sentido práctico, siguiendo a Fritz Zwicky (Zwicky, 1948, 1957), estos enfoques arrojan una comprensión extra que permiten darle forma a un problema observacional concreto. De este modo, ello suele conducir a la resolución del mismo y a un eventual descubrimiento científico.

Agradecimientos: Se agradece especialmente a la Dra. Beatriz García y a la Dra. Paula Benaglia por la invitación a tan prestigiosa Reunión. También se agradece al Prof. Víctor Rodríguez, al grupo de investigación "ModelAR" del Centro de Investigaciones de la Facultad de Filosofía y Humanidades de la UNC y al personal del Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba por el apoyo constante.

Referencias

Boyd N., et al., 2023, *Philosophy of Astrophysics: Stars, Simulations, and the Struggle to Determine What is Out There*

Bozzoli M., 2022, Epistemología e Historia de la Astronomía, 1, 9

Bozzoli M., Domínguez M., 2023, Argumentos de Razón Técnica, 26, 249

Bozzoli M., Huvelle X., 2024, Epistemología e Historia de la Astronomía, 2, en prensa

Bozzoli M., Paz D., 2023, Revista Disertaciones, 12, 43

Bozzoli M., Stasyszyn F., 2020, Filosofía e Historia de la Ciencia en el Cono Sur. Selección de trabajos del XI Encuentro, 1, 123
Bradt H., 2004, *Astronomy Methods: A Physical Approach to Astronomical Observations*
Chang H., 2004, *Inventing Temperature: Measurement and Scientific Progress*, OUP Usa, New York, US
Chang H., 2005, Philosophy of Science, 72, 876
Doboszewski J., Elder J., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2401.16323
Dykes T., et al., 2018, MNRAS, 477, 1495
Edwards K.J., Gaber M.M., 2014, *Astronomy and Big Data: A Data Clustering Approach to Identifying Uncertain Galaxy Morphology*
Elder J., 2024, Studies in History and Philosophy of Science Part A, 104, 119
Hassan A., Fluke C.J., 2011, PASA, 28, 150
Hassan A.H., et al., 2013, MNRAS, 429, 2442
Hudson R., 2013, *Seeing Things: The Philosophy of Reliable Observation*, Oxford University Press, Oxford and New York
Humphreys P., 2004, *Extending Ourselves: Computational Science, Empiricism, and Scientific Method*, Oxford University Press, New York, US
Humphreys P., 2013, Computer Simulations and the Changing Face of Experimentation, 1, 12
Jacquart M., 2020, Philosophy of Science, 87, 1209
Jacquart M., 2021, The Routledge Companion to Philosophy of Physics, 53, 731
Kosso P., 1988, British Journal for the Philosophy of Science, 39, 449
Kosso P., 2006, Studies in History and Philosophy of Science Part A, 37, 224
Lenhard J., Kueppers G., Shinn T., 2007, *Simulation: Pragmatics Constructions of Reality*
Longair M.S., 2006, *The Cosmic Century*
Maxwell G., 1962, H. Feigl, G. Maxwell (Eds.), *Scientific Explanation, Space, and Time: Minnesota Studies in the Philosophy of Science*, 181–192, University of Minnesota Press
Morrison M., 2015, *Reconstructing Reality: Models, Mathematics, and Simulations*, Oup Usa, New York, US
Parker W.S., 2017, British Journal for the Philosophy of Science, 68, 273
Rector T.A., et al., 2007, AJ, 133, 598
Rector T.A., et al., 2017, PASP, 129, 058007
Reiss J., 2019, Synthese, 196, 3103
Rodríguez V., Pereyra Z., 2004, Epistemología e Historia de la Ciencia, Selección de trabajos de las XIV Jornadas, 10, 433
Shapere D., 1982, Philosophy of Science, 49, 485
van Fraassen C.B., 1980, *The Scientific Image*
Way M.J., et al., 2012, *Advances in Machine Learning and Data Mining for Astronomy*
Weisberg M., 2013, *Simulation and Similarity: Using Models to Understand the World*, New York, US
Weisberg M., et al., 2018, Philosophy of Science, 85, 1204
Wilson K., 2017, Synthese, 198, 1
Winsberg E., 2010, *Science in the Age of Computer Simulation*, University of Chicago Press, Chicago
Zwicky F., 1948, The Observatory, 68, 121
Zwicky F., 1957, *Morphological astronomy*

Índice alfabético de autores

A

Aballay, J.L. 436, 440, 453
Abaroa, L. 385, 397, 417
Abrevaya, X.C. 31
Agüero, M.P. 289
Ahumada, A.V. 61, 169, 177, 199, 211
Aidelman, Y. 105
Aidelman, Y.J. 173
Albacete Colombo, J.F. 401
Alberici Adam, A. 117
Althaus, L.G. 125, 137, 149
Álvarez, M.P. 465
Alvarez, W.E. 436, 440
Andruchow, I. 337
Araya, I. 81
Argüelles, C.R. 234, 293
Arias, M.L. 153
Ascasibar, Y. 242
Astudillo, J. 361
Avila Marín, G.F. 117

B

Badaracco, M.B. 230, 377, 401
Balbi, J.N. 469
Baracchi, M.A.J. 53
Bartolomeo Koninckx, L. 93
Bashkanov, M. 373
Baume, G. 173, 185, 203, 207
Bazzoni, F. 101
Bell, K.J. 137
Benaglia, P. 449, 457
Benvenuto, O.G. 93, 145
Bersten, M.C. 113, 133, 141
Biaus, L. 238, 242, 285
Bignone, L. 401
Bignone, L.A. 230, 377
Boeris, C.E. 461
Boland, A. 305
Bornancini, C.G. 61
Bosch, G. 22
Bozzoli, M. 473
Brambilla, D. 301
Brandão, D. 301
Bravo, B. 465
Bromm, V. 317
Buccino, A.P. 121
Burrafato, Y.D. 309
Bustos Fierro, I. 193, 465

C

Cécere, M. 8
Córsico, A.H. 137, 149
Cabral, L. 457, 461
Calcaferro, L.M. 137, 149
Calderón, J.P. 345
Callen, A.R. 193
Camino, N.E. 465
Camperi, J.A. 289
Canullan-Pascual, M.O. 393
Carvalho, L. 357, 377, 401
Caso, J.P. 161, 293
Castagnino, J. 230, 377, 401
Castelletti, G. 177
Cataldi, P. 377, 401
Celi, M.O. 373
Cellone, S. 445
Cellone, S.A. 1, 337
Cerdosino, M.C. 321
Chavero, C.A. 69
Chisari, N.E. 377
Christen, A. 117
Cidale, L. 105
Cidale, L.S. 81, 117
Cieza, L.A. 65
Clariá, J.J. 169
Cochetti, Y.R. 153
Coenda, V. 185
Collado, O.A. 436, 440, 453
Colombo, P.D. 121
Combi, J.A. 381
Command, H. 449, 461
Correa, A.E. 45
Cortesi, A. 301, 329
Corti, M.A. 85, 181, 189, 465
Costanza, B. 262, 281
Crespi, V. 234
Curé, M. 81

D

Damia Rincón, C. 85

De Bórtoli, B. 203
De Bórtoli, B.J. 161
De Biasi, M.S. 189, 465
De Laurenti, M.A. 197
De Rossi, M.E. 258, 297, 309, 317
De Vito, M.A. 93, 145
del Valle, M.V. 73
Deluca, A. 293
Di Gregorio, C. 105
Di Sisto, R.P. 49, 57
Dias, B. 207
Dottori, H. 289
Díaz, R.J. 289

E

Ennis, A.I. 161
Ertini, K. 89, 113, 133, 141
Ertola Urtubey, M. 365
Escobar, G.J. 357, 361, 377, 401
Escudero, C. 277, 305, 329
Escudero, C.G. 341
Eylenstein, B. 22

F

Faifer, F. 277, 305, 329, 445
Faifer, F.R. 266
Feinstein, C. 185, 203, 207
Fernández Corazza, M. 457
Fernández, G.L. 440, 453
Fernández, L.I. 427
Fernandez, C. 445
Fernandez, M.C. 227
Ferrari, F. 301
Ferrari, L. 89, 141
Ferreira, G. 61
Ferrero, L. 219
Ferrero, L.V. 223
Figueroa, G.E. 409
Figueroa-Tapia, F.I. 81
Filócomo, A. 377, 401
Fiorentino, M. 207
Fische, N. 377, 401
Fliger, E. 449
Fogantini, F.A. 381
Folatelli, G. 89, 129, 141
Folgueira-López, M. 427
Font, A.S. 297
Fourestey, G. 269
França, J.P. 230
Frazin, R.A. 18
Fumagalli, M. 461

G

Günthardt, G. 289
Gómez, M.N. 53, 69
Gallardo, M.C. 397
Gamboa Lerena, M.M. 262
Gamen, R. 105
Gancio, G. 449, 457
Garcia, L. 449
García, A.L. 199, 211
García, F. 349, 381
García, L.H. 53
Giménez, M.A. 436, 440, 453
Giorgi, E.E. 97, 197
Giuliani, B.G. 440, 453
Glatzel, W. 117
Godoy, J.P. 329
Gomez, J.L. 41
Gomez, M.E. 421
Gormaz-Matamala, A.C. 81
Granada, A. 105, 153, 173
Grandi, N.E. 38
Grimozzi, S.E. 297
Guevara, N. 341
Guilera, O.M. 41, 45, 65
Gutiérrez Soto, L.A. 305
Gutiérrez-Soto, L.A. 301
Gutierrez Soto, L.A. 266

H

Haack, R. 345
Haack, R.F. 301
Hamilton, J.Ch. 262
Handler, G. 137
Hauscarriaga, F. 449
Hormaeche, C.S.B. 61

I

Iannuzzi, M. 105
Ibañez Bustos, R. 121
Illesca, D.M.F. 157
Iorio, G. 361
Iza, F.G. 238, 242, 285

J

Janssen Corro, I.S. 173

K

Kardum, L. 262

Kawaler, S.D. 137
Kepler, S.O. 137, 149
Kerber, L. 207
Klimchuk, J.A. 27
Kourniotis, M. 117

L

López Fuentes, M. 27
López, L.D. 258
López, M. 105
López, P. 325
Laclavere, T. 262
Landi, E. 18
Leiva, M.M. 197
Li, J. 431
Lopes, A.R. 301
Lopes, P.A. 301
Lopez, P. 269
Lozano, E. 238, 242, 285
Lugones, G. 393, 413

M

Méndez, A. 141
Macaroff, T.I. 61
Maia, F.S.M. 207
Makler, M. 230
Mammana, L.A. 440
Manzan, E. 262
Marano Skreblin, N.C. 369
Marchesini, E.J. 337
Mariani, M. 373, 413
Marsengo-Colazo, A.V. 313
Martín, R.C. 61
Martinez, C.F. 121
Martinez, N.C. 215
Martinez-Bezoky, A. 199
Masini, L.E. 445
Mauas, P. 121
Mendez Llorca, A. 129
Mendez, C.C. 219, 223
Merchán, M. 313
Merchan, M. 325
Merlo Azzolina, L. 262
Merlo, D.C. 109, 465, 469
Meza, A.M. 22
Miller Bertolami, M.M. 41, 45, 125
Mirón Granese, N. 262
Morón, L.M. 101
Mulé, F. 101
Muravchik, C. 457

N

Natali, M.P. 22
Navone, H.D. 97
Nickeler, D.H. 227
Nuevo, F.A. 18
Nuza, S.E. 238, 242, 254, 258, 269, 285, 389

O

O'Mill, A.L. 321
Ocampo, M.M. 125
Orcajo, S. 65
Orellana, M. 141
Orellana, R.B. 189
Orsaria, M.G. 373, 393, 413
Ortega, M.E. 215
Ottero, N. 109
Oviedo, C.G. 121

P

Pérez, D. 273, 333, 365, 369, 409, 461
Padilla, N.D. 321, 325
Palma, T. 185
Panei, J.A. 81, 85
Paolantonio, S. 465
Parisi, C. 203
Parisi, M.G. 57
Paron, S. 215
Pasquevich, L. 417
Pastore, A. 373
Paz, D. 269
Paz, D.J. 1
Paíz, L.G. 181, 189
Pedrosa, S.E. 230, 377, 401
Pellizza, L.J. 230, 357, 361, 377, 401
Peluffo, E. 461
Pera, M.S. 97
Peralta, R. 105
Pereiras, H.R. 145
Pereyra, L. 269
Pereyra, P.F. 436, 440, 453
Perez Bergliaffa, S.E. 333
Perez, S. 65
Perren, G.I. 97, 197
Petriella, A. 215
Piat, M. 262
Piatti, A.E. 101, 157
Piccirilli, M.P. 141
Pina, M. 215

Pinto, J.D. 440
Pintos, I. 273
Prêle, D. 262

R

Rambaud, D. 262
Ranea-Sandoval, I.F. 373, 393, 405, 413
Rannau, F. 65
Rapoport, J.C. 325
Regna, T. 141
Regna, T.A. 133
Regnier, M. 262
Reynaldi, V. 266, 277, 305, 329
Ricci, T. 266
Rizzo, L. 181
Rodriguez, F. 269, 313
Rodriguez, J.I. 329
Rodriguez, M.E. 61, 69
Rodriguez, M.J. 207
Rodríguez, M.C. 405
Rodríguez-Buss, C.M. 169, 177
Roldán, G.A. 436
Román Aguilar, L.M. 113
Román Aguilar, L.M. 141
Romero, G.E. 1, 333, 365, 385, 397, 417, 449
Ronco, M.P. 41, 45
Rossignoli, N.L. 57
Ruíz Díaz, M.A. 173
Rubio, M. 219
Rueda Hernandez, J.A. 234

S

Saavedra, E.A. 381
Saez, M.M. 113
Sahade, A. 13
Saldaño, H.P. 219, 223
Salibe, M. 449
Salinas, L.I. 409
Salomone, H. 38
Santos Jr., J.F.C. 207
Scóccola, C.G. 246, 262, 281
Scannapieco, C. 238, 242, 285
Sesto, L. 277
Sesto, L.A. 341
Simondi-Romero, F.O. 61, 211
Smith Castelli, A. 345
Smith Castelli, A.V. 301
Sowicka, P. 137
Stasyszyn, F.A. 269
Supanitsky, A.D. 389

T

Teragni, A. 101
Torchinsky, S.A. 262
Torres, A.F. 153

U

Uzundag, M. 137, 149

V

Vásquez, A.M. 18
Vázquez, R.A. 97, 197
Varela, J.P. 266
Vega-Neme, L.R. 61, 169, 199
Venero, R.O.J. 81
Vieyro, F.L. 273

W

Wachlin, F.C. 125
Weber, F. 373
Weiss, J.L. 337
Werner, K. 137, 149
West Ocampo, L. 381

Z

Zain, P.S. 49
Zaldarriaga, M. 281
Zayas, S. 345