Vol. 62

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

2021

Boletín de artículos científicos 62ª Reunión Anual Asociación Argentina de Astronomía Rosario, Provincia de Santa Fe, octubre de 2020

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 62



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 62, correspondiente a la reunión anual 2020: Alberto Marcos Vásquez (Editor en Jefe), Francisco Andrés Iglesias (Secretario Editorial), Mario Agustín Sgró (Técnico Editorial) y Estela Marta Reynoso (Editora Invitada)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958 Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Leonardo J. Pellizza (presidente) Susana E. Pedrosa (vicepresidente) Rodrigo F. Díaz (secretario) Daniel D. Carpintero (tesorero) Andrea V. Ahumada (vocal 1) Andrea P. Buccino (vocal 2) Georgina Coldwell (1er suplente) Hebe Cremades (2do suplente)

Comisión Revisora de Cuentas

Sofía A. Cora Gerardo Juan M. Luna Luis R. Vega

Comité Nacional de Astronomía

Cristina Mandrini (secretaria) Lydia Cidale Hebe Cremades Federico González Hernán Muriel

62ª Reunión Anual de la AAA

Rosario, Provincia de Santa Fe 13 al 16 de octubre de 2020 Organizada por la Universidad Nacional de Rosario y el Complejo Astronómico Municipal "Galileo Galilei"

Comité Científico

Estela M. Reynoso (IAFE, presidente) Andrea Ahumada (OAC) Hebe Cremades (UTN - FRM) Rubén Vázquez (IALP) Guillermo Bosch (IALP) Emilio Donoso (ICATE) Florencia Vieyro (IAR) César Bertucci (IAFE)

Comité Organizador Local

Diego Sevilla (FCEIA, presidente) Silvia Morales (FCEIA) Daniel Severín (FCEIA) Carlos Silva (FCEIA) Guillermo Ibañez (FCEIA) Manuel Bertoldi (FCEIA, CAMR) Sandra Carracedo (CAMR) Fernanda Pacenti (CAMR) Juan I. Gerini (CAMR) Raúl Barontini (CAMR) Guillermo García (CAMR) Lisandro Duri (IPS-UNR)

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Publicado por

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

ISSN 1669-9521 (versión digital) ISSN 0571-3285 (versión impresa)

Créditos:

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

Impreso en Buenos Aires, julio de 2021

www.astronomiaargentina.org.ar

Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) contiene los trabajos correspondientes a la 62a Reunión Anual de la AAA, que se desarrolló entre los días 13 y 16 de Octubre de 2020 en formato remoto via internet, debido a la pandemia de COVID-19. La reunión fue coorganizada por la Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura de la Universidad Nacional de Rosario, y el Complejo Astronómico Municipal "Galileo Galilei" dependiente de la Secretaría de Cultura y Educación de la Municipalidad de Rosario. Durante la misma se realizaron exposiciones científicas, charlas dirigidas al público general y a docentes, como así también se llevó a cabo el concurso de astrofotografía "Rosario 2020".

La reunión convocó 476 miembros integrantes de la comunidad científica que presentaron un total de 179 trabajos orales y murales, de los cuales el Comité Editorial recibió 91 contribuciones. Luego del proceso de revisión por pares y corrección editorial se publican en este volumen 88 artículos. Científicas y científicos de reconocimiento internacional en diversos temas, brindaron charlas de puesta al día en sus respectivas áreas. De las nueve charlas invitadas que se dieron en la reunión, se incluyen en este volumen seis artículos de revisión. Durante la reunión se entregó el premio Carlos M. Varsavsky a la mejor tesis doctoral del bienio 2018-2019 al Dr. Santiago del Palacio, quien acompañó la recepción del galardón con una charla invitada, cuyo artículo correspondiente se incluye en el presente volumen.

Agradecemos el aporte fundamental de autoras y autores cuyas contribuciones conforman esta edición del Boletín. Expresamos también nuestro profundo agradecimiento a los colegas del país y del exterior que llevaron a cabo la importante tarea de revisión de las contribuciones recibidas. El esfuerzo de todas estas personas, fundamental para el fortalecimiento de la comunidad astronómica argentina, es especialmente destacable este año en el que el proceso de escritura, revisión y edición de los artículos, se realizó en el difícil contexto impuesto por la pandemia de COVID-19.

Argentina, 5 de junio de 2021.

Alberto Marcos Vásquez Editor en Jefe Francisco Andrés Iglesias Secretario Editorial

Mario Agustín Sgró Técnico Editorial Estela Marta Reynoso Editora Invitada

Fotos ganadoras del primer premio en las tres categorías del concurso de astrofotografía "Rosario 2020" desarrollado en el marco de la 62a Reunión Anual de la AAA, organizado por el Complejo Astronómico Municipal "Galileo Galilei" (CAM) dependiente de la Secretaría de Cultura y Educación de la Municipalidad de Rosario. Fotos reproducidas con permiso del CAM.



Júpiter cerca de su oposición, el 02/08/2020 Matías Martini - Córdoba Categoría: fotografía planetaria



Vía Láctea Pablo Lucero - Laboulaye, Córdoba Categoría: fotografía de campo amplio (1er premio compartido)



La Cruz del Sur Daniel Martínez - Pueblo Muñoz, Santa Fe Categoría: fotografía de campo amplio (1er premio compartido)



M78 - Nebulosa de emisión y absorción Silvio Bilos - Rosario Categoría: fotografía de espacio profundo

Índice general

Prefacio	. v
Ganadores concurso de astrofotografía "Rosario 2020"	VII
SH. Sol y Heliosfera	1
Desarrollo de modos MHD tipo sausage en arcos coronales	
M. Cécere, H. Capettini, A. Costa, G. Krause & O. Reula	, 1
Actividades proto-operativas de meteorología del espacio en Argentina V. Lanabere, N.A. Santos, B.D. Dorsch, A.E. Niemelä-Celeda, V.E. López, C. Gutiérrez, A.M. Gulisano & S. Dasso .	. 4
Reconstrucción tomográfica y modelado MHD de la baja corona para la rotación CR2223 de la campaña WHPI	
D.G. Lloveras, A.M. Vásquez, F.A. Nuevo, N. Sachdeva, W. Manchester IV, B. Van der Holst & R. Frazin	. 7
Characterization of structures in the solar wind at 1 au	
B.D. Dorsch, N.A. Santos, V. Lanabere & S. Dasso	, 10
Modulación interplanetaria del flujo de rayos cósmicos galácticos	
C. Gutierrez & S. Dasso	13
Calibración del detector de rayos cósmicos instalado en la base Antártica Argentina Marambio	
N.A. Santos, S. Dasso, A.M. Gulisano, O. Areso & M. Pereira for the LAGO Collaboration	16
Configuración magnética preeruptiva de la región NOAA 12127 mediante extrapolación no lineal del campo	
L.A. Merenda, F.A. Iglesias, C.H. Mandrini & H. Cremades	. 19
Caracterización dinámica y termodinámica de una eyección coronal de masa durante su propagación en la corona solar	
L. Di Lorenzo, L.A. Balmaceda & H. Cremades	. 22
Estudio del tiempo de vida de los grupos de manchas solares registrados por SOON	
L. Leuzzi, C. Francile & L.A. Balmaceda	25
Hydrodynamic modeling of tomographically reconstructed coronal loops	
C. Mac Cormack, M. López Fuentes, C.H. Mandrini, D.G. Lloveras & A.M. Vásquez	. 28
Ondas de radio kilométricas de tipo II generadas por ECMs: relación con estructuras interplanetarias y grado de geoefectividad	
F. Manini, H. Cremades & F.M. López	. 31
SSE. Sistemas Solar y Extrasolares	34
Origen de la bimodalidad de radios de los planetas Kepler desde una perspectiva de formación y evolución planetaria.	
Informe invitado.	<i></i>
<i>O.M.</i> Guilera	. 34

	The 8/5 resonance between TRAPPIST-1 innermost planets	
	C. Charalambous & C. Beaugé	41
	Craterización en Titán: efectos atmosféricos y edad de superficie	
	N.L. Rossignoli, R.P. Di Sisto & M.G. Parisi	44
	Análisis de la velocidad radial para un grupo de exoplanetas: Hacia la caracterización de sus atmósferas R.G. Miculán, R.F. Díaz & A.F. Torres.	47
	Determinación de los parámetros H y G para 4000 asteroides del catálogo Gaia DR2	
	M. Colazo, R. Duffard & W. Weidmann	50
	Evaluación del impacto de la interacción de mareas en la evolución térmica del manto terrestre	
	S.H. Luna, M.G. Spagnuolo & H.D. Navone	53
	Identificación de asteroides Hungaria en resonancias seculares	
	N.E. Trógolo, A.M. Leiva, J. Correa-Otto & M. Cañada-Assandri	56
	Una red neuronal para la búsqueda de exoplanetas utilizando el método de velocidad radial	
	L.A. Nieto, R.F. Díaz & E.C. Segura	59
ŀ	AE. Astrofísica Estelar	62
	Identificación de candidatas a estrellas Be utilizando redes neuronales	
	Y. Aidelman, C. Escudero, F. Ronchetti, F. Quiroga, A. Granada & L. Lanzarini	62
	Emisión molecular de ¹² CO en una estrella Be clásica	
	Y.R. Cochetti, M.L. Arias, M. Kraus, L.S. Cidale, A.F. Torres & A. Granada	65
	Estudio espectroscópico de dos variables β Cephei: CD-46 4639 y HD 117357	
	A.F. Torres, L. Áreas Zavala, L.S. Cidale, C. Quiroga & M.L. Arias	68
	Relación actividad-rotación para estrellas frías	
	R.V. Ibañez Bustos, A.P. Buccino & P.J.D. Mauas	71
	A NIR spectral sequence of O-type supergiants	
	F.N. Giudici Michilini, G.A. Ferrero, R. Gamen, N. Morrell & R. Barbá	74
	NGC 2660: Gaia DR2, ASteCA and the end of controversies?	77
	E.E. Giorgi, G.I. Perren, M.A. De Laurenti, G.R. Solivella, M.S. Pera, A. Cruzado & R.A. Vazquez	//
	Fotometría "Python"del cúmulo abierto NGC 6834	80
		80
	Nodeling of emission lines in low-ionization winds of B-type stars	83
	Estudio de variables astaclísmicas dasde la evolución binario: El caso de SS Curz	00
	C. Rodriguez, M.A. De Vito & O.G. Benvenuto	86

Double-peaked supernovae M. Orellana & M.C. Bersten	 	89
An improved model for the upper atmosphere of Ensilon Eridani	 	
M.C. Vieytes & J.I. Peralta	 	92
Resolución del transporte radiativo en una atmósfera magnetizada		
G.M. Vera Rueda & R.D. Rohrmann	 	95
Clasificación automatizada de sistemas binarios eclipsantes detectados en el relevamiento VVV		
I. Daza, L.V. Gramajo, M. Lares, C.E. Ferreira Lopes, J.J. Clariá, T. Palma & D. Minniti	 	98
Modeling of molecules in circumstellar media		
R.E. Vallverdú, M. Kraus, A.F. Torres & M.L. Arias	 	101
High-resolution, near-infrared observations of B[e] supergiants		
M.L. Arias, R. Vallverdú, A.F. Torres & M. Kraus	 	104
NF. Sistemas Estelares		107
New Millay Way Pulge Clobular Clusters From The VVVX Survey: Open Questions. Informa invitedo		107
D. Minniti, T. Palma & J.J. Clariá	 	107
Investigando la zona de los cúmulos inmersos DBS 114-115-117		
G. Baume, S. Ramirez Alegria & J. Borissova.	 	113
Aprendizaje automático para identificar poblaciones estelares en galaxias cercanas		
G. Baume, M.J. Rodriguez, C. Feinstein & E. Gularte	 	116
Bayesian estimation of King's profile parameters for ten open clusters in the Milky Way		
M.S. Pera, G.I. Perren, H.D. Navone & R.A. Vázquez	 	119
Fine structure of the main sequence of NGC 2516 scrutinized with Gaia and ASteCA		
G.I. Perren, E. Giorgi, M.S. Pera, H.D. Navone, A. Cruzado & R.A. Vázquez	 	122
MI Madia Interactalar		125
Antilicia de la mazión de farmación actular sinculada e la fuente IDAS 15402-5426		123
Analisis de la region de formación estelar vinculada a la fuente IRAS 15492-5426 A.V. Corvera & M.A. Corti	 	125
Procesos fícicos en nebuloses planetarias utilizando espectrosconía de campo integral	 	
R.A. Pignata, W. Weidmann & D. Mast	 	128
Observaciones de alta resolución del remanente de supernova G308.4-1.4		
L.K. Eppens & E.M. Reynoso	 	131
Estudio en radio de dos fuentes de muy alta energía		
A. Petriella, L. Duvidovich & E. Giacani	 	134

Fragmentation and molecular outflows in the IRDC core G34.43+00.24 MM1	
N.L. Isequilla, M.B. Areal, M.E. Ortega & S. Paron	137
EG. Estructura Galáctica	140
Age and metallicity gradients in simulated galaxies of the Local Group	
O.F. Marioni & M.G. Abadi	140
Gas accretion onto the disc of a simulated Milky Way-mass galaxy	
F.G. Iza, S.E. Nuza & C. Scannapieco	143
A model for star formation in cosmological simulations of galaxy formation	
E. Lozano, C. Scannapieco & S.E. Nuza	146
Chemical abundance patterns in Local Group galaxies within cosmological simulations	1.10
L. Biaus, C. Scannapieco & S.E. Nuza	149
AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología	152
Galaxias de bajo brillo superficial: Desafiando límites. Informe invitado.	
A.V. Smith Castelli	152
Spin bias: theory and observations. Informe invitado.	
A.D. Montero-Dorta	159
Local metallicity in simulated galaxies	
F. Collacchioni, C.A. Correa, C.D.P. Lagos & S.A. Cora	165
Modulación de gran escala en procesos bariónicos en vacíos en expansión o contracción	160
A.M. Koariguez Mearano, D.J. Faz & F. Stasyszyn.	108
Ensamblaje de cúmulos de galaxias por eventos de acreción de grupos de galaxias	171
	1/1
C.G. Escudero, A.V. Smith Castelli, E.R. Faifer, L.A. Sesto, C.L. Mendes de Oliveira, F.R. Herpich & C.E. Barbosa	174
Current status of the OUBIC experiment	
C.G. Scóccola & the QUBIC Collaboration	177
The Fornax Cluster through S-PLUS	
A.V. Smith Castelli, C. Mendes de Oliveira, F. Herpich, C.E. Barbosa, C. Escudero, M. Grossi, L. Sodré, C.R. de Bom,	
L. Zenocratti, M.E. De Rossi, A. Cortesi, R. Cid Fernandes, A.R. Lopes, E. Telles, G.B. Oliveira Schwarz et al	180
Grupos de galaxias enanas en un Universo ACDM	
C.Y. Yaryura, M.G. Abadi, A.N. Ruiz & S.A. Cora	183
The colour-magnitude relation of simulated early-type galaxies as a function of their kinematics	
L.J. Zenocratti, A.V. Smith Castelli, M.E. De Rossi & F.R. Faifer	186

The mass-metallicity-kinematics relation of the stellar components of EAGLE galaxies
Search of Extended Objects in the Southern Sky (SExOSS) using S-PLUS DR1: photometric characterization of extragalactic sources
R.F. Haack, I. Andruchow, I.E. López, V. Reynaldi, J. Saponara & A. Smith Castelli
Exploring the inner region of NGC 1316 through CO ALMA data J. Saponara, M.V. Reynaldi, A.V. Smith Castelli, F.R. Faifer, P. Benaglia, L.A. Sesto & C.G. Escudero
La relación color-magnitud de galaxias de tipo temprano analizada mediante los índices de Lick M.C. Scalia, A.V. Smith Castelli, F.R. Faifer, J.P. Godoy & N. Guevara
Observational evidence of fractality in the large-scale distribution of galaxies T. Canavesi & T.E. Tapia T. Canavesi & T.E. Tapia
Diagnóstico de la galaxia remanente de una fusion NGC 4382 C.G. Escudero, L.A. Sesto, F.R. Faifer, A.V. Smith Castelli & M.V. Reynaldi
Localización de grupos compactos de galaxias en el entorno de vacíos cosmológicos I. Daza, A. Zandivarez & A. Ruiz
Estudio global del cúmulo de Antlia: primera detección de galaxias ultradifusas J.P. Calderón, L.P. Bassino, S.A. Cellone, M. Gómez & J.P. Caso
Cúmulo de Antlia: comparación con Illustris-TNG J.P. Calderón, I. Gargiulo, L.P. Bassino, S.A. Cora, A. Monachesi, F.A. Gómez & S.A. Cellone
Propiedades de discos y esferoides en las simulaciones Illustris-TNG y EAGLE V.A. Cristiani & M.G. Abadi
GNIRS NIR Integral Field Spectroscopy of NGC 5128 R.J. Díaz, D. Mast, G. Gaspar, G. Günthardt, H. Dottori, M.P. Agüero, J.A. Camperi, C.G. Díaz, G. Gimeno
& A. D'Ambra
F.M. Delfino, C.G. Scóccola, C.A. Vega-Martínez & S.A. Cora
Star formation history of stellar systems in NGC 1316 L.A. Sesto, C.G. Escudero, F.R. Faifer, V. Reynaldi, A.V. Smith Castelli & C.E. Barbosa Star formation history of stellar systems in NGC 1316
Sobre la distribución de masa de la galaxia Fourcade-Figueroa J. Saponara, P. Benaglia, B.S. Koribalski & P. Kamphuis
Candidatos a blazares como asociaciones de fuentes γ en el relevamiento VVV L.G. Donoso, M.V. Alonso, A. Pichel, L.D. Baravalle & D. Minniti
Reionización por jets de núcleos galácticos activos L.P. Garate Núñez, G.J. Escobar, L.J. Pellizza & V. Bosch-Ramon

Dark matter deficient galaxies in hydrodynamical simulations
El monstruo en su laberinto: Polyo caliente en gran escala en el AGN de NGC 4945
G. Gaspar, R.J. Díaz & D. Mast
Ensamble de galaxias de tipo temprano en el Universo local: el caso NGC 1700
F.R. Faifer, C.G. Escudero, L.A. Sesto, V. Reynaldi, J. Saponara & A.V. Smith Castelli
OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías 246
Non-thermal radiation associated with massive stars. Contribución Premio Varsavsky.
S. del Palacio, V. Bosch-Ramon & G.E. Romero
Neutron Stars Today. Informe invitado.
J.E. Horvath
Impact of neutrino oscillations on the r-process in different astrophysical scenarios
M.M. Saez, K.J. Fushimi, M.E. Mosquera & O. Civitarese
Interactions of equatorial winds in super-Eddington stellar sources
L. Abaroa, P. Sotomayor Checa & G.E. Romero
Microcuásares como fuentes de rayos cósmicos
G.J. Escobar, L.J. Pellizza & G.E. Romero
Estudio de alta precisión del púlsar J0437–4715 desde el Instituto Argentino de Radioastronomía
V. Sosa Fiscena, E. Comol, S. ael Falacio, C.O. Lousio, J.A. Comol, G. Gancio, F. Garcia, E. Guiterrez, F. Hauscarriaga, P. Kornecki, F.G. López Armengol, G.C. Mancuso, A.L. Müller & A. Simaz Bunzel
Radiative model for the microguasar SS433. Non-thermal emission from the eastern jet
P. Sotomayor Checa & G.E. Romero
Non-thermal processes in the how shocks of hyper-velocity stars
J.R. Martínez, S. del Palacio & G.E. Romero
Análisis espectro/temporal de la emisión de ravos X de la binaria XTE J1739-285 observada por NuSTAR
E.A. Saavedra, F.A. Fogantini, J.A. Combi, F. García & G.C. Mancuso
ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos 280
State of the art and challenges of the Argentine space weather laboratory (LAMP) in the Antarctic Peninsula. Informe invitado.
A.M. Gulisano, S. Dasso, O. Areso, M. Pereira, N.A. Santos, V. López, V. Lanabere & H. Ochoa
The TOROS data reduction pipeline
I. Daza, M. Lares, B. Sánchez, J.B. Cabral, M. Beroiz & M. Domínguez

Retrasos troposféricos VLBI estimados con VieVs durante CONT11 y CONT17	
A. Juarez & L.I. Fernández	289
Proyecto de autoguiado para el telescopio Jorge Sahade	
J.L. Aballay, G. Fernández, M. Giménez, R. Godoy & P. Pereyra	292
Acondicionamiento de un radiotelescopio utilizando Software Defined Radio (SDR)	
S.B. Araujo Furlan & C.A. Valotto	295
HEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía	298
Observaciones astronómicas en la República Argentina antes del Observatorio Nacional	
S. Paolantonio	298
Archaeoastronomical study of Christian churches in Fuerteventura	
M.F. Muratore & A. Gangui	301
Eclipses de Sol observados en la República Argentina: período 1810 – 1950	
S. Paolantonio	304
Fotometría DSLR de estrellas variables: Una experiencia didáctica con SX Phe	
S.V. Blas, G.J. Caselli & C.M. Silva	307
PISCIS: Platform for Interactive Search and Citizen Science	
I. Daza, I.G. Alfaro, J.A. Benavides, M. Lares, M.V. Santucho, J.B. Cabral, A.L. O'Mill, F. Rodriguez & M. Koraj	310
O. Otros	313
Soporte de decisiones frente al COVID-19: reporte de una experiencia interdisciplinaria	
M. Lares, J.B. Cabral, V. Daza, N. Luczywo, D. Paz, B. Sanchez & F. Stasyszyn	313
The role of the galactocentric distance of a civilization on its chance of contacting other intelligent civilizations	
M. Lares, J.G. Funes & L.V. Gramajo	316
Índice alfabético de autores	319

Desarrollo de modos MHD tipo sausage en arcos coronales

M. Cécere^{1,2}, H. Capettini^{1,3}, A. Costa¹, G. Krause^{4,5} & O. Reula^{6,2}

- Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina
- ² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina
- ³ Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina
- ⁴ Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología, CONICET-UNC, Argentina
- ⁵ Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC, Argentina
- ⁶ Instituto de Física Enrique Gaviola, CONICET-UNC, Argentina

Contacto / mariana.cecere@unc.edu.ar

Resumen / Para poder inferir las propiedades del plasma coronal, la sismología coronal combina la medición de señales temporales y espaciales de oscilaciones y ondas magnetohidrodinámicas de diferentes estructuras magnéticas con sus modelados teóricos. En el caso particular de los arcos coronales, los modos de oscilación más estudiados son los *sausage* rápidos y los estacionarios lentos, debido a que su compresibilidad los hace susceptibles de ser observados. Realizando simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas, analizamos la capacidad de diferentes tipos de perturbaciones, asociadas con fluctuaciones de energía habituales de la corona solar, para generar estos tipos de modos. Encontramos que deposiciones confinadas de energía excitan modos lentos, mientras que perturbaciones globales, capaces de modificar en forma casi instantánea la temperatura en toda la estructura del arco, excitan modos rápidos del tipo *sausage*.

Abstract / In order to infer the properties of the coronal plasma, coronal seismology combines the measurement of temporal and spatial signals of oscillations and magnetohydrodynamic waves of different magnetic structures with their theoretical modeling. In the particular case of coronal loops, fast sausage modes and standing slow modes are the most studied oscillation modes, because their compressibility makes them susceptible to being observed. By performing magnetohydrodynamic numerical simulations, we analyze the capability of different types of disturbances, associated with typical solar corona energy fluctuations, to generate these types of modes. We found that confined energy deposition excites slow modes, while global perturbations, capable of instantly modifying the loop temperature, excite fast sausage modes.

Keywords / Sun: oscillations — Magnetohydrodynamics (MHD) — Shock waves

1. Introducción

1

Los modos sausage modelados como perturbaciones axisimétricas de cilindros magnéticos son modos magnetoacústicos rápidos compresibles, que perturban el plasma dentro del arco en dirección radial provocando una contracción simétrica y un ensanchamiento del tubo sin distorsión de su eje (Edwin & Roberts, 1983). Estos modos tienen períodos característicos de $\sim [5-10]$ s, se amortiguan en pocos períodos y generalmente se encuentran asociados con arcos fulgurantes en regiones activas (e.g., Zaitsev & Stepanov, 1989; Nakariakov et al., 2003; Srivastava et al., 2008; Van Doorsselaere et al., 2011). De la detección de pulsaciones cuasi periódicas en perfiles temporales en microondas y en rayos X duros, Asai et al. (2001) propusieron que tales modulaciones pueden producirse por las variaciones de estructuras magnéticas macroscópicas, por ejemplo, oscilaciones de arcos magnéticos coronales. Al analizar un arco fulgurante en microondas, Inglis et al. (2008) mostraron que todo el arco oscila con el mismo período y casi en fase, produciendo un modo sausage magnetohidrodinámico (MHD) o un régimen periódico de reconexiones magnéticas. Jess et al. (2010) y Nakariakov et al. (2018) presentaron interesantes ejemplos de observación de excitación de oscilaciones MHD en un arco coronal por un microflare.

Los modos magnetoacústicos lentos se excitan en toda la corona. En los arcos coronales, se los considera modos MHD longitudinales con períodos del orden de varios minutos amortiguados en pocos períodos (e.g., Wang et al., 2005; Nakariakov et al., 2019). Numerosas observaciones han revelado que estas oscilaciones pueden ser provocadas por fulguraciones impulsivas calientes ubicadas en algún lugar del arco, por ejemplo, cerca de un punto de apoyo del arco o cerca del ápice (De Moortel et al., 2002; Costa & Stenborg, 2004; Mariska, 2006). Selwa et al. (2005); Fernández et al. (2009); Ogrodowczyk et al. (2009) realizando simulaciones numéricas emularon las erupciones impulsivas mediante pulsos de deposiciones de energía que desencadenan características numéricas que se asemejan a ondas estacionarias magnetosónicas lentas.

Para estudiar la producción de modos *sausage*, estudiamos diferentes escenarios de liberación de energía que se asemejan a la acción de los *microflares*. Para ello, analizamos la acción de deposiciones impulsivas de energía capaces de excitar un patrón de modos acoplados. En primer lugar estas deposiciones fueron localizadas en una pequeña región del arco, y en segundo lugar, abarcaron la totalidad del arco coronal.

2. El modelo

El modelo considera que la dinámica está descrita por las ecuaciones MHD ideales (sin considerar la gravedad), que describen el comportamiento macroscópico de un plasma compresible, ideal y completamente ionizado a través de la densidad (ρ), velocidad (\mathbf{v}), presión (p) y campo magnético (\mathbf{B}). Las simulaciones se realizaron usando el código FLASH (Fryxell et al., 2000), un conjunto de herramientas de simulación de alto rendimiento, de código abierto disponible públicamente, desarrollado en el Center for Astrophysical Thermonuclear Flashes (Flash Center) de la Universidad de Chicago.

2.1. Configuración de equilibrio

La configuración de equilibrio consiste en un cilindro recto rodeado por la corona solar y la cromosfera en sus extremos. Se impone simetría axial alrededor de r = 0 y utilizamos una simulación 2.5D en coordenadas cilíndricas (r, z). En la Tabla 1 se muestran los diferentes valores de los parámetros del plasma iniciales para que haya equilibrio entre el arco y la corona. Inicialmente, el campo magnético se toma en la dirección z, y el medio está en reposo. Las dimensiones del arco son: radio $R_a = 3$ Mm y longitud L = 25 Mm (Nakariakov et al., 2003).

Tabla 1: Valores iniciales del sistema corona/arco en equilibrio.

	Corona	Arco
Densidad $[g cm^{-3}]$	1.66×10^{-15}	8.33×10^{-14}
Temperatura [MK]	1.000	2.890
B_z [G]	60	51
β	0.002	0.38

2.2. Perturbaciones

Para este trabajo proponemos perturbar un arco coronal que está inicialmente en estado de equilibrio con el medio que lo circunda. Consideramos un arco cuya densidad es un orden de magnitud mayor $(n \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3})$ que el medio coronal, con una temperatura del orden del MK y con las dimensiones antes descriptas. Calculamos los tiempos característicos conductivos ($\tau_{\rm cond}$) y radiativos $(\tau_{\rm rad})$ dentro del arco en dos regiones diferentes. En el caso de un arco en una región tranquila, los tiempos de conducción ($\tau_{\rm cond} \sim 10^5$ s) son mayores que los de radiación ($\tau_{\rm rad} \sim 10$ s); por lo que una perturbación típica de energía será rápidamente radiada. En este escenario, una perturbación localizada en una región pequeña del eje del arco podría generar un patrón oscilante, lo que llamaremos perturbación localizada de energía. En el caso de un arco en una región activa, al producirse una fulguración, las bases cromosféricas pueden alcanzar temperaturas del orden de las decenas de MK. Calculamos en cuanto tiempo ese calor se conduce a lo largo del arco, y en cuanto tiempo esa energía se radia. Obtuvimos que el tiempo de conducción ($\tau_{\rm cond} \sim 10 \, {\rm s}$)



Figura 1: Evolución de la densidad a diferentes tiempos. Crédito: Capettini et al., A&A, 644, 4, 2020, reproducido con permiso (Ĉ)ESO.

es muy pequeño respecto al de radiación ($\tau_{\rm rad} \sim 10^4$ s). Este mecanismo calienta muy rápido al arco y genera un desequilibrio con el exterior, siendo esto lo que denominaremos perturbación global.

3. Resultados y discusión

3.1. Perturbaciones locales

Un pulso instantáneo de 1.5×10^{27} erg en una esfera de radio $R_p = 1$ Mm, temperatura 8 MK y $n = 10^{10}$ cm⁻³, se asemeja a la perturbación de energía liberada por un microflare (Aschwanden, 2005). Esta perturbación localizada en el centro del arco (z = 17.5 Mm), produce una onda de choque esférica que en la evolución se vuelve altamente colimada en la dirección z por la acción del campo magnético de arco (ver Fig. 1). Se desarrolla un par de frentes de choque lentos opuestos y, cuando se alcanza la cromosfera, se reflejan principalmente dentro del arco. Además, un frente de onda de choque rápido aparece en la dirección radial que alcanza el entorno coronal a través del contorno del arco. La Fig. 2 muestra la transformada de Fourier (TF) de las variables MHD realizada en el punto $p_1 = (0.2, 20)$ Mm. Notamos que hay dos frecuencias características: $\nu_1 = 0.01 \text{ Hz} \rightarrow \tau_1 =$ 100 s correspondiente a un modo magnetoacústico lento, y $\nu_2 = 0.075 \text{ Hz} \rightarrow \tau_1 = 13.3 \text{ s correspondiente a}$ un modo magnetoacústico rápido. En este caso vemos en densidad como el modo predominante es el lento, y aunque se ha excitado un modo rápido, su amplitud es insignificante.

3.2. Perturbaciones globales

En este caso, perturbamos a todo el arco con la misma cantidad de energía que el caso anterior $(1.5 \times 10^{27} \text{ erg})$. El desequilibrio inicial produce una onda de choque que viaja hacia afuera del arco, drenando parte de su energía hacia la corona. Luego, la densidad del arco empieza a oscilar, con las mismas frecuencias características encontradas en el caso anterior, pero donde ahora, el modo rápido es el que predomina sobre el lento (ver densidad en la Fig. 3).



Figura 2: Amplitud de Fourier de las diferentes variables MHD (\hat{X}_{MHD}) medidas en el punto $p_1 = (0.2, 20)$ Mm, para el caso de la perturbación local. Crédito: Capettini et al., A&A, 644, 5, 2020, reproducido con permiso ©ESO.



Figura 3: Idem Fig. 2, para el caso de la perturbación global. Crédito: Capettini et al., A&A, 644, 6, 2020, reproducido con permiso ©ESO.

3.3. Importancia del parámetro β en la excitación de los modos sausage

La excitación de los modos de sausage requiere la capacidad del medio para comprimir y restaurar regularmente las líneas del campo magnético. Por lo tanto, la presión térmica debe ser comparable a la presión y tensión magnéticas para equilibrar la resistencia del campo magnético. Como el parámetro β mide la importancia relativa entre energía térmica y magnética, parece un parámetro adecuado para analizar la capacidad del arco para excitar los modos sausage. Para estudiar esto, realizamos experimentos numéricos, variando el parámetro β (Caso I) y los valores de energía utilizados (Caso II) (ver Tabla 2, el caso de referencia es el caso global de la subsección anterior). Los resultados se detallan en la siguiente sección.

4. Conclusiones

A partir de deposiciones instantáneas de energía que emulan un *microflare*, distinguimos 2 situaciones, 1) per-

Tabla 2: Temperatura, campo magnético, parámetro
 β y valores de energía para los diferentes casos.

	Referencia	Caso I	Caso II
T [MK]	3.1	4.3	4.1
B[G]	51	45	58
β	0.4	0.7	0.4
Energía $[10^{27} \text{erg}]$	1.5	1.5	37

turbación de energía local y 2) perturbación de energía global, que originan oscilaciones acopladas cuyas frecuencias características son 2 (una lenta y una rápida). En el primer caso, domina el modo lento (longitudinal al eje del arco). Este tipo de perturbaciones excitan la propagación de ondas de choque altamente colimadas por el campo magnético. En este caso, los modos rápidos (transversales al eje del arco) tienen señales débiles. En el segundo caso, domina el modo rápido, i.e., este tipo de perturbación es capaz de producir un modo sausage. Esto sugiere que la rareza de este tipo de modos es debido al requerimiento de que el efecto de la conducción de calor sea el efecto dominante, estando de acuerdo con arcos de regiones activas (calientes y cortos). Por último, en el análisis realizado variando el parámetro β y la energía de la perturbación en el caso global notamos que: si la energía depositada es la misma, pero el parámetro β es mayor, la señal rápida crece casi en la misma cantidad que la señal lenta. Pero si el parámetro β es el mismo, pero la energía depositada es mayor, hay un crecimiento sustancial de la señal rápida sobre el incremento de la señal lenta.

Referencias

- Asai A., et al., 2001, ApJL, 562, L103
- Aschwanden M.J., 2005, Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)
- Costa A., Stenborg G., 2004, Solar Phys., 222, 229
- De Moortel I., Hood A.W., Ireland J., 2002, A&A, 381, 311
- Edwin P.M., Roberts B., 1983, Solar Phys., 88, 179
- Fernández C.A., et al., 2009, MNRAS, 400, 1821
- Fryxell B., et al., 2000, ApJS, 131, 273
- Inglis A.R., Nakariakov V.M., Melnikov V.F., 2008, A&A, 487, 1147
- Jess D.B., et al., 2010, ApJL, 712, L111
- Mariska J.T., 2006, ApJ, 639, 484
- Nakariakov V.M., Melnikov V.F., Reznikova V.E., 2003, A&A, 412, L7
- Nakariakov V.M., et al., 2018, ApJ, 859, 154
- Nakariakov V.M., et al., 2019, ApJL, 874, L1
- Ogrodowczyk R., Murawski K., Solanki S.K., 2009, A&A, 495, 313
- Selwa M., Murawski K., Solanki S.K., 2005, A&A, 436, 701
- Srivastava A.K., et al., 2008, MNRAS, 388, 1899
- Van Doorsselaere T., et al., 2011, ApJ, 740, 90
- Wang T.J., et al., 2005, A&A, 435, 753
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1989, Soviet Ast., 15, 66

Actividades proto-operativas de meteorología del espacio en Argentina

V. Lanabere¹, N.A. Santos¹, B.D. Dorsch¹, A.E. Niemelä-Celeda¹, V.E. López^{1,2}, C. Gutiérrez¹, A.M. Gulisano^{3,4,5} & S. Dasso^{1,3,4}

¹ Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

² Servicio Meteorológico Nacional, Argentina

³ Grupo LAMP, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

⁴ Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁵ Instituto Antártico Argentino, Dirección Nacional del Antártico, Argentina

Contacto / vlanabere@at.fcen.uba.ar

Resumen / La meteorología del espacio estudia principalmente las condiciones Sol-Tierra que pueden influenciar diferentes aspectos de la tecnología moderna, como por ejemplo, el rendimiento y confiabilidad de las comunicaciones aéreas basadas en tecnologías espaciales y terrestres, sistemas de posicionamiento global, redes de energía eléctrica, tecnologías satelitales, y salud humana en el espacio. El Sol es la fuente exógena de eventos de meteorología del espacio cuyos efectos sobre la alta atmósfera terrestre pueden sumarse a fuentes endógenas como por ejemplo las ondas de gravedad atmosféricas. Desde el año 2016, el Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio (LAMP) realiza un monitoreo diario de la información en tiempo real (instrumentos en el espacio y superficie) de las condiciones de meteorología del espacio. Mas aún, desde enero 2020, LAMP es centro regional de alerta del servicio internacional del ambiente espacial (ISES, por sus siglas en inglés). En este trabajo presentamos los últimos productos operativos desarrollados por LAMP y que son ofrecidos públicamente en **spaceweather.at.fcen.uba.ar**.

Abstract / Space weather mainly refers to the Sun-Earth conditions that can influence the performance and reliability of space and ground-based technologies aviation communications, global positioning systems, electric power grid, satellite technologies, and human health in space. The Sun is the exogenous source of space weather events whose effects on the upper atmosphere can be added to endogenous events such as atmospheric gravity waves. Since 2016, the Argentine space weather laboratory (in Spanish Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio, LAMP) carries out daily monitoring of real-time information (space and ground-based instruments) on space weather conditions. Furthermore, since January 2020 LAMP is the argentine regional warning center of the International Space Environment Service (ISES). In this work we present the latest operative space weather products developed by LAMP that are offered publicly at spaceweather.at.fcen.uba.ar.

Keywords / Sun: heliosphere — solar-terrestrial relations

1. Introducción

Es ampliamente aceptado que la actividad solar puede producir grandes perturbaciones en el entorno espacial terrestre y en otros planetas. La meteorología del espacio o *space weather* en inglés, estudia las condiciones variables de la heliósfera que puedan afectar tanto la actividad terrestre (e.g. Eastwood et al., 2017, 2018) como las misiones exploratorias en otros planetas (e.g. Hassler et al., 2018; Hapgood, 2019).

Diversas instituciones internacionales, como la Organización Meteorológica Mundial (OMM), la Organización de Aviación Civil (OACI), y la Oficina de Asuntos del Espacio Exterior de las Naciones Unidas (UNOO-SA, por sus siglas en inglés), han comenzado a desarrollar programas y actividades relacionadas con la meteorología del espacio. Por ejemplo, a partir del 7 de noviembre del año 2019 comenzó a funcionar el servicio de información meteorológica espacial de apoyo a la navegación aérea internacional, en el marco de OA- CI. Esta información consiste en el monitoreo diario de los fenómenos solares que puedan afectar las comunicaciones de alta frecuencia relacionadas con el transporte aéreo, la navegación y vigilancia basadas en el sistemas de posicionamiento global, y los niveles de radiación a bordo de aeronaves civiles.

El Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio (LAMP) es uno de los diversos grupos en Argentina que realiza estudios relacionados con meteorología del espacio. En los trabajos de Denardini et al. (2016a,b,c) se puede encontrar un estudio detallado sobre meteorología del espacio en Latinoamérica, incluyendo Argentina. LAMP tiene su sede en la Universidad de Buenos Aires (UBA), con su laboratorio para el desarrollo de instrumentos de meteorología espacial en el Laboratorio Espacial del Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, UBA-CONICET), oficinas en IA-FE, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos (UBA) y en Instituto Antártico Argentino. A Tabla 1: Listado de productos operativos ofrecidos por LAMP separados por los diferentes dominios del sistema Sol-Tierra. (**) Productos a ser incorporados en corto plazo.

Dominio	Producto		
Dominio	11000000		
Actividad solar	Coronógrafo		
	Magnetograma		
	Flujo de rayos X		
	Flujo de protones ^{**}		
Medio interplanetario	CMI		
	Velocidad del viento solar		
	Ángulo del CMI		
Cinturones de radiación	n Flujo de electrones		
	Fluencia de electrones		
Campo geomagnético	Índice Kp		
	Índice Dst		
	Índice regional ^{**}		
Ionósfera	Contenido total electrónico		

partir del año 2019, LAMP cuenta además de un laboratorio antártico para estudios relacionados con la meteorología del espacio, ubicado en la Base Antártica Marambio (Gulisano et al., 2020) donde se instaló un detector de rayos cósmicos (Santos et al., 2020). Más información sobre las actividades del grupo LAMP relacionadas con colaboraciones nacionales e internacionales, investigación y desarrollo de instrumental se pueden encontrar en Lanabere et al. (2020). Finalmente, en enero del año 2020, LAMP fue nombrado como centro de alerta regional de meteorología del espacio por el servicio internacional del ambiente espacial (ISES, por sus siglas en inglés).

2. Productos operativos

Desde el año 2016, LAMP ofrece diferentes productos operativos en su portal en español de meteorología del espacio^{*} indicados en la Tabla 1. Los productos se dividen de acuerdo a los diferentes entornos: actividad solar, medio interplanetario, cinturones de radiación, campo geomagnético, e ionósfera. Además, se ofrece un boletín semanal que contiene información resumida sobre las condiciones del entorno espacial-terrestre observadas durante un período de una semana. En este trabajo se presentan las novedades respecto a los productos operativos previamente mencionados en Lanabere et al. (2020). A continuación se describen los primeros cuatro entornos, mientras que la ionósfera y su producto operativo, contenido total electrónico, se puede encontrar en la sección 3.4 de Lanabere et al. (2020).

2.1. Actividad solar

En el dominio de actividad solar se incorporaron imágenes de la corona solar para los últimos 4 días obtenidas con el coronógrafo SOHO/LASCO C2. Las imágenes cubren una distancia entre 1.5 y 6 radios solares. De esta forma es posible detectar, eyecciones coronales de masa y regiones donde las líneas de campo magnético se encuentran cerradas. Además, se muestran magnetogramas del instrumento HMI/SDO para los últimos siete días y con resolución horaria, que incluyen además la identificación de regiones activas, las cuales son las principales regiones donde pueden originarse fulguraciones solares y eyecciones coronales de masa. Finalmente, el producto operativo del flujo de rayos X en dos longitudes de onda obtenidos por el satélite GOES-16, permite identificar la ocurrencia de fulguraciones solares. Actualmente se encuentra en desarrollo un producto del flujo protones asociado a eventos de protones solares.

2.2. Medio interplanetario

El medio interplanetario está permeado por viento solar, que está compuesto principalmente por protones y electrones, que transportan parte del campo magnético solar. La Fig. 1 muestra las condiciones del medio interplanetario en el entorno terrestre para un periodo de siete días con resolución de 1 minuto. En el panel correspondiente al campo magnético interplanetario (CMI), se muestra la intensidad del campo magnético total (B_t) y su componente sur (B_z) en coordenadas GSM. Según el trabajo de Gonzalez et al. (1994), condiciones de $B_z < -5$ nT por un periodo de mas de 2 horas pueden dar lugar a tormentas geomagnéticas moderadas.

La velocidad del viento solar (V_{sw}) se muestra en el panel central de la Fig. 1. El producto de V_{sw} con $B_z < 0$ representa un buen estimador del forzado interplanetario a la actividad geomagnética. En particular se pueden diferenciar dos tipos de viento solar: viento lento $(V_{sw} < 400 \text{ km s}^{-1})$ y viento rápido $(V_{sw} > 500 \text{ km s}^{-1})$. Cuanto mayor sea la velocidad del viento solar, mayor será el forzado.

El CMI presenta una forma de espiral debido a la rotación del Sol y a la condición de congelamiento del plasma a las líneas de campo. El panel inferior de la Fig. 1 muestra el ángulo que forma el CMI con respecto a la línea Sol-Tierra. Dependiendo de la polaridad magnética este valor puede ser $\alpha \sim 45^{\circ}$ si la dirección es saliendo del Sol o $\alpha \sim -135^{\circ}$ si tiene dirección hacia el Sol. Una descripción detallada sobre la definición del ángulo α y la determinación de los umbrales definidos pueden encontrarse en el trabajo de Dorsch et al. (2020).

2.3. Cinturones de radiación de Van Allen

Los cinturones de radiación de Van Allen son zonas con partículas energéticas atrapadas por el campo magnético terrestre. Los electrones de alta energía que conforman el cinturón de radiación exterior pueden afectar dispositivos electrónicos en satélites que orbitan la Tierra. Un aumento en el flujo de electrones energéticos puede resultar en una pérdida temporal o permanente de su funcionamiento.

En la Fig. 2 se muestra el flujo de electrones con energías mayores a 2 MeV para un período de 7 días medidos con el satélite GOES-16. Los umbrales corresponden a los percentiles calculados con datos históricos del flujo de electrones medido por GOES-15. Además,

^{*}http://spaceweather.at.fcen.uba.ar/



Figura 1: Condiciones del medio interplanetario en el entorno terrestre. *Panel superior:* magnitud del campo magnético interplanetario (negro) y su componente sur, B_z en GSM (rojo). *Panel central:* Velocidad del viento solar. *Panel inferior:* ángulo entre el CMI y la linea Sol-Tierra



Figura 2: Flujo de electrones con energías mayores a 2 MeV observados por GOES, para un período de 7 días.

los satélites son mas susceptibles a la fluencia, es decir a la cantidad de partículas por unidad de área por unidad de tiempo. Por lo tanto, se desarrolló un producto que muestra la fluencia de electrones de altas energías (E > 2 MeV) en un período de 24 horas con índices de riesgo para satélites de órbita geoestacionaria basados en el trabajo de Horne et al. (2013).

2.4. Campo geomagnético

La actividad geomagnética puede ser rápidamente detectada a partir de índices de actividad geomagnética como por ejemplo, el índice planetario Kp y el índice Dst. En ambos casos incluimos un producto que muestra dichos valores para un período de 7 días. Cada índice cuenta además con los umbrales definidos por la Oficina Nacional de Administración Oceánica y Atmosférica (NOAA, por sus siglas en inglés) y por el trabajo de Gonzalez et al. (1994). En esta línea, nos encontramos trabajando con los magnetómetros instalados en el territorio Argentino, con el fin de desarrollar un índice geomagnético regional.

3. Conclusiones

En este trabajo presentamos las novedades de los productos operativos desarrollados por LAMP, de utilidad para el monitoreo de las condiciones del entorno terrestre. Desde el año 2019, LAMP comenzó a desarrollar un sistema de alertas por suscripción. Las alertas se emiten cuando las condiciones en el entorno espacial-terrestre superan determinados umbrales. Por este motivo, es importante desarrollar algoritmos automáticos de adquisición de datos, realizar un análisis y definir umbrales como parámetros clave para la emisión de alertas. Finalmente, con el fin de ampliar el monitoreo de las condiciones de meteorología del espacio, se incluyen además los siguientes pasos en relación a nuevos productos operativos a ser implementados en los próximos meses.

Agradecimientos: Los autores agradecen el soporte parcial de los subsidios UBACyT (UBA) y PIP-CONICET-11220130100439CO.

Referencias

- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016a, Adv. Space Res., 58, 1916
- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016b, Adv. Space Res., 58, 1940
- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016c, Adv. Space Res., 58, 1960
- Dorsch B.D., et al., 2020, BAAA, 62, (enviado)
- Eastwood J.P., et al., 2017, Risk Analysis, 37, 206
- Eastwood J.P., et al., 2018, Space Weather, 16, 2052
- Gonzalez W.D., et al., 1994, J. Geophys. Res., 99, 5771
- Gulisano A.M., et al., 2020, BAAA, 62, (enviado)
- Hapgood M., 2019, The Impact of Space Weather on Human Missions to Mars: The Need for Good Engineering and Good Forecasts, 69–91, Springer International Publishing, Cham
- Hassler D.M., et al., 2018, Space Weather, 16, 1702
- Horne R.B., et al., 2013, Space Weather, 11, 169
- Lanabere V., et al., 2020, Adv. Space Res., 65, 2223
- Santos N.A., et al., 2020, BAAA, 62, (enviado)

Reconstrucción tomográfica y modelado MHD de la baja corona para la rotación CR2223 de la campaña WHPI

D.G. Lloveras¹, A.M. Vásquez¹, F.A. Nuevo^{1,2}, N. Sachdeva³, W. Manchester IV³, B. Van der Holst³ & R. Frazin³

¹ Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

³ Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, EE.UU.

Contacto / dlloveras@iafe.uba.ar

Resumen / La predicción de las condiciones meteorológicas espaciales requiere modelos magnetohidrodinámicos (MHD) tridimensionales (3D), que deben validarse con datos observacionales. El reciente mínimo de actividad solar, entre los ciclos solares 24 y 25, brinda una nueva oportunidad de estudiar la interacción Sol-Tierra bajo condiciones solares y espaciales más simples. La iniciativa internacional Whole Heliosphere and Planetary Interactions (WHPI) tiene como objetivo este propósito. En este trabajo estudiamos un período dentro de la campaña WHPI, la rotación de Carrington 2223. Utilizando imágenes de Extremo Ultravioleta, llevamos a cabo la reconstrucción tomográfica de la densidad y temperatura electrónica coronal en el rango de alturas heliocéntricas $r \lesssim 1.25 \text{ R}_{\odot}$. Utilizando magnetogramas sinópticos como condiciones de contorno, usamos el modelo MHD-3D ALFVÉN WAVE SOLAR MODEL para simular la corona y el viento en la rotacion seleccionada. Estudiamos la capacidad del modelo para reproducir las reconstrucciones tomográficas en estructuras magnéticas abiertas. En particular, investigamos la relación entre la distribución 3D reconstruida de las propiedades termodinámicas en la corona baja y la distribución 3D de los parámetros físicos del viento solar del modelo MHD, discriminando sus componentes rápida y lenta.

Abstract / The prediction of spatial weather conditions requires three-dimensional (3D) magnetohydrodynamic (MHD) models, which must be validated with observational data. The recent minimum of solar activity, between solar cycles 24 and 25, renews the opportunity to study the Sun-Earth interaction under the simplest solar and space conditions. The international initiative Whole Heliosphere and Planetary Interactions (WHPI) targets this specific purpose. In this article, we study a rotation within the WHPI campaign, the Carrington rotation 2223. Using Extreme Ultraviolet images, we carried out the tomographic reconstruction of the density and coronal electron temperature in the range of heliocentric heights $r \leq 1.25 \text{ R}_{\odot}$. Applying synoptic magnetograms as boundary conditions, we used the MHD-3D ALFVÉN WAVE SOLAR MODEL to simulate the corona and wind at the selected rotation. We study the ability of the model to reproduce tomographic reconstructions in open coronal magnetic structures. In particular, we investigated the relation between the reconstructed 3D distribution of the thermodynamic properties in the low corona and the 3D distribution of the physical parameters of the terminal solar wind of the MHD model, discriminating its fast and slow components.

Keywords / Sun:corona — Sun: UV radiation

1. Introducción

Recientemente el Sol ha transitado un mínimo de actividad solar. Durante un período mínimo, el sol se encuentra en su estado más relajado y simple, y nos ofrece una muy buena oportunidad para estudiar y comprender la relación Sol-Tierra a gran escala. En este contexto, se lleva a cabo la campaña de colaboración Whole Heliosphere and Planetary Interactions (WHPI). Al centrarse en rotaciones solares particulares cercanas al mínimo solar, la campaña es un esfuerzo coordinado de observación y modelado para caracterizar la heliosfera durante el mínimo solar.

La corona solar es el lugar donde el viento solar se calienta y acelera, hay eventos impulsivos como erupciones solares y eyecciones de masa coronal. La observación y el modelado de la corona solar son de gran relevancia para la comprensión de los fenomenos físicos que allí ocurren, contribuyendo a mejorar la capacidad de predicción del tiempo espacial.

En el presente trabajo utilizamos el modelo magnetohidrodinámico (MHD) tridimensional (3D) coronal y de viento solar ALFVÉN WAVE SOLAR MODEL (AW-SoM, Tóth et al. 2012). El modelo considera el calentamiento de la corona mediante la inclusión de la interacción no lineal de ondas de Alfvén que se propagan (y que se reflejan), se disipan y transfieren energía a escalas más pequeñas (Sokolov et al. (2013), van der Holst et al. (2014)).

El modelo AWSoM es validado a medida que se desarrolla. En particular en su última versión se utilizó la técnica de tomografía de medida de emisión diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés) como uno de los métodos de validación de forma global en Sachdeva et al. (2019) y discriminando diferentes estructuras magnéticas en Lloveras et al. (2020).

Siendo aún un tema de investigación abierto, se han propuesto diversos mecanismos físicos para explicar el origen del viento solar lento (Suess et al. (2009), Oran et al. (2015)). El objetivo de este trabajo es correlacionar la densidad electrónica basal determinada mediante la técnica tomografía con las componentes rápida/lenta del viento solar dadas por el modelo AWSoM.

2. Método

La técnica DEMT permite reconstruir la emisividad 3D a partir de una serie temporal de imágenes en Extremo Ultravioleta (EUV) que cubra media rotación solar. Posteriormente se combina la emisividad 3D reconstruida de todas las bandas del telescopio para determinar la medida de emisión diferencial local (LDEM, por sus siglas en inglés) en cada celda de la malla de cálculo tomográfica. Luego, tomando los momentos de la LDEM se puede estimar la densidad (N_e) y temperatura electrónica entre 1.025 R_{\odot} y 1.3 R_{\odot}. La técnica se explica en detalle en Frazin et al. (2009).

En este trabajo se utilizaron imágenes de las bandas 171, 193 y 211 Å obtenidas con el instrumento Atmospheric Imaging Assembly (Lemen et al., 2012) a bordo del Solar Dynamics Observatory.

El modelo AWSoM utiliza como único condicionamiento observacional un magnetograma sinóptico. Utilizamos el magnetograma de ADAPT-GONG (Arge et al., 2010) como condición de contorno inicial, el cual incorpora un modelo físico de transporte de flujo magnético fotosférico. Esta incorporación realza la componente radial del campo magnético en la zona polar, y favorece el modelado de las líneas abiertas. El modelo permite obtener de forma 3D las variables físicas MHD entre 1.05 R_{\odot} y 1 UA. En particular, en este trabajo consideraremos la componente radial de la velocidad del viento solar (V_r).

Estudiaremos la relación entre la densidad N_e en la baja corona obtenida de DEMT, con la velocidad V_r obtenida del modelo AWSoM a alturas mayores. Con este fin se determina la geometría de las líneas de campo desde coordenadas específicas de un punto de partida desde 6 R_{\odot} hacia el interior. Para muestrear uniformemente el volumen abarcado por las reconstrucciones DEMT se seleccionó un punto de partida en el centro de cada celda de la grilla 3D espaciadas uniformemente cada 1° de latitud y longitud. Estas líneas reconstruidas son abiertas y, en un mínimo solar, tienen su base en las regiones polares.

Trazando la geometría de las líneas magnéticas a través de la grilla 3D de ambos resultados se determina N_e y V_r a lo largo de las mismas. Utilizando un ajuste hidrostático isotérmico (ver Ec. 5 de Lloveras et al. (2017)), se determina la densidad basal ($r = 1.025 \text{ R}_{\odot}$) para cada línea abierta.

3. Resultados

Se seleccionó la rotación de Carrington (CR) 2223, uno de los objetivos de la campaña WHPI, debido que es-



Figura 1: Mapa de Carrington de N_e a 1.025 R_☉ para CR 2223 obtenidas con DEMT. Las curvas negras indican las fronteras entre las regiones magnéticas abiertas y cerradas determinadas en base al modelo magnético de AWSoM.



Figura 2: Mapa de Carrington de V_r a 6 R_{\odot} para CR 2223 dada por el modelo AWSoM. La línea blanca denota la posición del cambio de polaridad magnética.

ta exhibió una morfología coronal particularmente simple. Como ejemplo de resultado de la técnica DEMT, la Fig. 1 muestra el mapa resultante de N_e a la altura $r = 1.025 \text{ R}_{\odot}$ en función de la latitud y la longitud de Carrington. La curva negra indica la frontera entre la región magnéticamente abierta (zona polar asociada al agujero coronal) y la región magnéticamente cerrada (asociada al *streamer* ecuatorial). Esta frontera es obtenida considerando el campo magnético del modelo AWSoM y la denominaremos frontera AC de ahora en más. Las celdas color negro corresponden a regiones no reconstruidas por la técnica DEMT y fueron excluidas del análisis.

Para una mejor diferenciación entre las componentes rápidas y lentas del viento solar utilizaremos V_r a 6 R_{\odot}, la altura más alta que hemos trazado. Se muestra en la Fig. 2 un mapa latitud-longitud de V_r a esta altura. La línea blanca denota la posición del cambio de polaridad de la componente radial del campo magnético (hoja de corriente heliosférica) dada por el modelo.

La Fig. 3 muestra la variación latitudinal del promedio longitudinal de N_e a 1.025 R_☉ y V_r a 6 R_☉. Las barras negras indican la variabilidad del promedio para cada latitud y las líneas verticales negras indican la posición promedio de la frontera AC. Los perfiles muestran, en promedio, una relación inversa entre la densidad electrónica y la velocidad del viento solar en la



Figura 3: Panel superior: promedio de variación longitudinal de N_e basal. Panel inferior: promedio de variación longitudinal de V_r a 6 R_o, para CR 2223. La línea vertical negra indica el promedio de la separación entre líneas magnéticamente abiertas y cerradas indicada en la Fig. 1.

región abierta. Esta relación inversa ha sido observada para una rotación del mínimo anterior y fué reportada en Lloveras et al. (2020).

Para todas las líneas magnéticas abiertas trazadas, la Fig. 4 muestra la relación de dispersión entre $N_e(1.025 \text{ R}_{\odot})$ obtenida por DEMT y $V_r(6 \text{ R}_{\odot})$. Ésta última es multiplicada por el signo de la componente radial del campo magnético (B_r) , a fin de diferenciar el hemisferio norte (valores positivos) del hemisferio sur (valores negativos). Cada punto corresponde a una línea abierta y el color indica el módulo de la latitud a la altura de 6 R_{\odot} . La recta azul es obtenida mediante un ajuste de cuadrados mínimos en cada hemisferio y denota, en promedio, una tendencia inversamente proporcional entre ambas magnitudes.

El viento solar lento se encuentra en bajas latitudes (color azul), cercano al ecuador y tiene densidades basales relativamente altas. A medida que aumenta la latitud se encuentran líneas abiertas con menor densidad y mayor velocidad, alcanzando las velocidades más altas en la zona mas polar (viento solar rápido).

4. Conclusiones y trabajo futuro

Al trazar los resultados DEMT y AWSoM a lo largo de las líneas magnéticamente abiertas pudimos correlacionar, por primera vez, la densidad electrónica en la base coronal obtenida con tomografía, con las componentes rápida/lenta del viento solar dadas por el modelo AW-SoM para cada línea abierta.

Encontramos que el viento solar lento esta asociado a las líneas abiertas de menor latitud (envoltorio del *strea*-



Figura 4: Gráfico de dispersión de N_e basal en función de V_r a 6 R_{\odot} para cada línea magnética trazada. Se multiplica la velocidad del viento por el signo del campo magnético radial (B_r) para diferenciar los hemisferios. En color se indica, para cada línea, el módulo de la latitud a 6 R_{\odot}. Las rectas se obtienen mediante un ajuste por cuadrados mínimos.

mer) que poseen densidades basales mayores, mientras que el viento rápido se encuentra en latitudes mayores y está asociado a densidades basales relativamente menores. Se observó una correlación inversa entre N_e basal y V_r . Esto último es consistente con la idea de que la mayor parte del viento solar lento se origina (durante un mínimo solar) a lo largo de las lineas magnéticas abiertas más cercanas al *streamer*, caracterizadas por altos valores en el factor de expansión (Wang et al., 2009).

El campo de velocidad del viento solar del modelo AWSoM a $6 R_{\odot}$, tanto en módulo como en distribución espacial, y en particular la asociación de la componente más lenta del viento con las líneas más cercanas al *streamer*, resultan también consistentes con los resultados del modelo dependiente del tiempo MHD-2.5D de tres fluidos mostrados en Abbo et al. (2016).

Próximamente expandiremos el análisis a lo largo de líneas de campo comparando las propiedades terminales del modelo AWSoM a 1 UA con los resultados tomográficos en la corona interior y extenderemos el análisis a otras rotaciones solares.

Referencias

- Abbo L., et al., 2016, SSRv, 201, 55
- Arge C.N., et al., 2010, AGU Fall Meeting Abstracts, vol. 2010, SM51A–1749
- Frazin R.A., Vásquez A.M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
- Lemen J.R., et al., 2012, Solar Phys., 275, 17
- Lloveras D.G., et al., 2017, Solar Phys., 292, 153
- Lloveras D.G., et al., 2020, Solar Phys., 295, 76
- Oran R., et al., 2015, ApJ, 806, 55
- Sachdeva N., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.08110
- Sokolov I.V., et al., 2013, ApJ, 764, 23
- Suess S.T., et al., 2009, J. Geophys. Res., 114, A04103
- Tóth G., et al., 2012, J. Comput. Phys., 231, 870
- van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81
- Wang Y.M., Ko Y.K., Grappin R., 2009, ApJ, 691, 760

Characterization of structures in the solar wind at 1 au

B.D. Dorsch¹, N.A. Santos¹, V. Lanabere¹ & S. Dasso^{1,2,3}

¹ Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

² Grupo LAMP, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

³ Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contact / brendorsch@hotmail.com

Resumen / Las propiedades del viento solar en el entorno terrestre son consecuencia de la actividad solar y de los procesos que ocurren durante la evolución del plasma interplanetario desde el Sol hasta 1 au, y son esenciales para determinar el nivel de acoplamiento Sol-Tierra. En este trabajo analizamos datos de plasma y campo magnético observados con instrumentos a bordo de la nave espacial *ACE*, durante el período 1998-2017. Presentamos un análisis de la relación entre diferentes propiedades del viento solar y los eventos geoefectivos de origen solar, con la finalidad de generar herramientas operativas que permitan identificar dichos eventos. Nos enfocamos en el comportamiento de las eyecciones coronales de masa interplanetarias, identificadas en el catálogo de Richardson y Cane durante el período mencionado, en relación con la temperatura del viento solar y con la espiral de Parker, en el punto L1. A partir de este estudios definimos umbrales para la temperatura del plasma, el ángulo entre el campo magnético interplanetario y la línea Sol-Tierra, y el ángulo entre el campo magnético interplanetario y la línea Sol-Tierra, y el ángulo entre el campo magnético interplanetarias.

Abstract / The properties of the solar wind at the terrestrial space environment are consequences of the solar activity and the processes that occur during the evolution of the interplanetary plasma from the Sun to 1 au and are important to determine the level of Sun-Earth coupling. In this work we analyze plasma and magnetic field data from the *ACE* spacecraft, during the period 1998-2017. We present an analysis of the relationship between different characteristics of the solar wind and the geoeffective events of solar origin, in order to generate operational tools that allow to identify such events. We focus the study on the behavior of interplanetary coronal mass ejections, identified in the Richardson and Cane catalog during the mentioned period, in relation to the temperature of the solar wind and the Parker spiral, at the L1 point. From this study, we define thresholds for the plasma temperature, the angle between the interplanetary magnetic field and the Sun-Earth line, and the angle between the interplanetary magnetic field and the solar between the interplanetary structures.

Keywords / Sun: coronal mass ejections — solar wind — solar-terrestrial relations

1. Introduction

The solar-terrestrial space environment, so called geospace, is a region with properties strongly dependent on the solar wind conditions near Earth. Therefore, to study the solar wind properties is essential to determine the level of coupling between the geosphere and the interplanetary (IP) medium. The solar wind is not always as ideal as Parker (1958) has proposed, in particular when transient events travel in the medium, such as interplanetary coronal mass ejections (ICMEs). Some of the main properties observed at 1 au, which are related to a subset of ICMEs called Magnetic Clouds (MCs) (Burlaga et al., 1981): smooth and large rotation of the interplanetary magnetic field (IMF), lower proton temperature and larger intensity of the IMF, with respect to values found in the typical solar wind.

In-situ observations of the solar wind show a direct dependence between the solar wind speed (V_{sw}) and the proton temperature (T_p) . However, such relation is not observed in ICMEs. Démoulin (2009) found that the correlation between V_{sw} and T_p in the open magnetic field configuration of the solar wind is the result of its acceleration and heating near the Sun. However, the closed configuration of ICMEs is dominated by magnetic forces and the correlation between T_p and V_{sw} is no longer significant.

It is necessary to understand how the IP conditions vary during and outside ICMEs and how much the properties (IMF, T_p , V_{sw}) deviate from the expected values. Also, it motivates us to develop an operational tool that facilitates the identification of transient IP events such as ICMEs (see Lanabere et al., 2020).

2. Data analysis

2.1. Data and ICMEs catalog

To conduct the present study, data from the Advanced Composition Explorer (ACE) spacecraft at the Lagrangian point L1 are analyzed, selecting the hourly averaged data from the Magnetometer Instrument (MAG) and the Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) instruments, during the period from February 1998 to September 2017 (which includes most of the solar cycles 23 and 24). From the mentioned instruments we selected the variables: proton temperature (T_p) , velocity (V_{sw}) and the interplanetary magnetic field (IMF) in GSE coordinates $(B_x, B_y \text{ and } B_z)$.

To study the ICME events the list of ICMEs from the Richardson and Cane catalog (Richardson & Cane, 2010)^{*} is used, where the start and the end of the ICMEs are marked by the start and the end of the magnetic ejecta (defined with a smooth and strong magnetic field), respectively. Then, ACE data are divided into two groups: data belonging to ICMEs (10776 points) and data belonging to an IP medium without ICMEs or non-ICME data (135034 points). As expected, most of the data correspond to non-ICME data, and only ~ 7.39% of the total data set corresponds to ICMEs data.

2.2. Variables definition

In order to proceed with the study, it is required to introduce a few variables. First, we define the angle between the projection on ecliptic of the IMF and the Sun-Earth line, α . According to Prölss & Bird (2012), this angle is given by $\tan(\alpha) = B_y(r)/B_x(r) = B_\lambda(r)/B_r(r)$, where B_λ and B_r are the azimuthal and radial components of the IMF, respectively. The expected value of α , according with the Parker spiral, is expressed as $\tan(\alpha) = r\Omega_s/V_{sw}$, where r is the radial distance to the Sun, Ω_s is the angular velocity of the Sun and V_{sw} is the solar wind speed. At 1 au, for a solar rotation of ~ 27 days and a solar wind speed of 400 km s⁻¹, it is expected that $\alpha \simeq 45^{\circ}$.

Second, the angle between the IMF and the ecliptic plane, φ , which is expressed as $\varphi = \arccos[(B_x^2 + B_y^2)^{1/2}/|B|]$. As specified by Parker (1958), at the ecliptic, where we analyze, should be obtained that $\varphi \simeq 0^\circ$, which indicates that the IMF is on the plane of the ecliptic.

3. Results

3.1. The connection between solar wind speed and proton temperature

The relationship between the solar wind speed and the proton temperature has been analyzed in several studies. Using data from August 1974 to April 1980, Lopez (1987) found a relationship between these two variables, separating slow V_{sw} ($<500 \text{ km s}^{-1}$) from fast V_{sw} ($>500 \text{ km s}^{-1}$). For fast V_{sw} (V_{sw}^F), a linear relationship between T_p and V_{ws} was found whereas, for slow $V_{sw}(V_{sw}^S)$, a linear relationship was found too but between V_{sw} and $T_p^{1/2}$.

To validate this relationship, the same fit is performed for the data period, from 1998 to 2017. Since the previous relationships are not observed in ICME events, ICME data are filtered to perform this study. The values of V_{sw} are taken up to 750 km s⁻¹, seeing

Table 1: Fits we obtained for the Lopez functions for slow and fast solar wind using the new data set. R^2 is the coefficient of determination. T_p in 10³K, V_{sw} in km s⁻¹. A in (K km⁻¹ s)^{1/2} and K km⁻¹ s, B in K^{1/2} and K, for V_{sw}^S and V_{sw}^F , respectively.

Lopez Functions	V_{sw}	Α	В	R^2
$T^{1/2} = AV_{sw} + B$	<500	$\begin{array}{c} 0.032 \\ \pm \ 0.001 \end{array}$	$\begin{array}{c}-4.6\\\pm\ 0.22\end{array}$	0.997
$T = AV_{sw} + B$	>500	0.61 + 0.064	-180 + 40	0.92



Figure 1: In bars, it is shown the probability distribution function (PDF) (left y axis), while, in shade, the percentage of the cumulative PDF (right y axis). The horizontal black dashed lines mark the quartiles. The vertical black dashed line indicates $T_{obs}=T_{exp}$.

that above this value there are a few points that do not correspond to the solar wind in calm conditions. V_{sw} is divided into bins of width 25 km s⁻¹. Then, the mean value of T_p is taken from the T_p values inside each of the bins. Afterward, a linear fit is made for T_p and V_{sw}^F , and for $T_p^{1/2}$ and V_{sw}^S . From these results, an expected proton temperature (T_{exp}) is obtained. The results are shown in Table 1. With a high coefficient of determination, \mathbb{R}^2 , the resulting values for the coefficients A and B are similar to those found by Lopez (1987), being respectively: 0.031 ± 0.002 (K km⁻¹ s)^{1/2} and -5.1 ± 7 K^{1/2} for V^S_{sw}, 0.51 ± 0.06 K km⁻¹ s and -142 ± 39 K for V_{sw}^F . The Probability Density Function (PDF) and the Cumulative Density Function (CDF) of the relative error of T_{exp} , regarding the observed value (T_{obs}) for non-ICME data, are shown in Fig. 1. The CDF shows 50% of the data below 0, which implies that the expression obtained for T_{exp} tends slightly to overestimate the value of T_{obs} .

The resulting T_{exp} is used to analyze the criterion proposed for Richardson & Cane (1995), which indicate that during ICMEs it is observed that $T_{obs}/T_{exp} \leq 0.5$. Applying the previous adjustment to the Richardson & Cane relationship, it is found that around 67% of the ICME data fit the criterion.

^{*}https://idoc.ias.u-psud.fr/

sites/idoc/files/CME_catalog/html/

ACE-ICMEs-list-dates-quality-nosheath-forweb.html



Figure 2: Angle between the ecliptic projected IMF and the Sun-Earth line (α), for ICME and non-ICME normalized data. The red dashed lines mark the defined threshold around the two expected angles, α_a and α_t .



Figure 3: Angle between the IMF and the ecliptic (φ), for ICME and non-ICME normalized data. The red dashed lines mark the defined threshold around the ecliptic plane ($\varphi=0^{\circ}$).

3.2. Analysis of the interplanetary magnetic field direction

From the Parker spiral, the angle α is expected to be of approximately $\alpha_a \simeq 45^\circ$, if the direction of the IMF is away from the Sun, and $\alpha_t \simeq -135^\circ$ if it is towards the Sun. Fig. 2 displays the distribution of α for ICME and for non-ICME normalized data. From the analysis of the data, a threshold is established in $\pm 45^\circ$, around each expected angle. It is found that around 73.9% of the non-ICME data remains under this threshold. But, for ICME data this value falls to approximately 59.3%.

On the other hand, the angle φ shows the deflection of the IMF from the ecliptic plane. Fig. 3 exhibits the distribution of ICME and non-ICME normalized data for φ . From the study of this variable, a threshold is established in \pm 30°, around the ecliptic

 $(\varphi = 0^{\circ})$, within which approximately 72.6% of the non-ICME data are found. For ICME data, this value drops to around 56.5%. The distributions of the two groups

of data present differences as can be seen in Fig. 2 and Fig. 3.

4. Conclusions

We analyzed ACE data with the aim of characterizing interplanetary properties and identifying properties of ICMEs, from 1998 to 2017. The dataset was divided into two groups, ICME data and non-ICME data.

Increasing and changing the period of the dataset, the relationship between V_{sw} and T_p found by Lopez (1987) was confirmed and new similar fitted coefficients were found, namely, a new expression for the expected proton temperature (T_{exp}) was obtained. The performance of using T_{exp} for this study showed a slight overestimation with respect to the observed non-ICME data. This expression was used to analyze the Richardson criterion for ICMEs and it was obtained that around 67% of the ICME data fits the criteria.

The angle between the projection of the IMF on the ecliptic plane and the Sun-Earth line (α) was studied. A threshold of ±45° around the two expected angles, α_a and α_t , was defined. It was found that about 73.9% of the non-ICME data and 59.8% of the ICME data falls below this threshold value. Also, the angle between the IMF and the ecliptic plane (φ) was examined and a threshold of ±30° around the ecliptic plane was defined. About 73.9% of the non-ICME data and 56.5% of the ICME data satisfy this criterion.

Interplanetary conditions can trigger geospheric storms with an impact on space technologies and other modern systems. Thus, characterizing the solar wind in advance, at 1 au, is vital. From these results, an operational tool was generated in order to facilitate the identification of these events (see Lanabere et al. (2020)). This one and other operational tools are found on the website of our group (LAMP^{**}). There is still work to be done and we look forward to improve these tools and to develop new ones. In the future we expect to determine which criteria allow us to have a higher probability of ICME identification.

Acknowledgements: The authors acknowledge partial support from the Argentinian grants UBACyT (UBA), PIP-CONICET-11220130100439CO, and PICT-2019-02754.

References

- Burlaga L., et al., 1981, J. Geophys. Res., 86, 6673
- Démoulin P., 2009, Solar Phys., 257, 169
- Lanabere V., et al., 2020, BAAA, 62, submitted
- Lopez R.E., 1987, J. Geophys. Res., 92, 11189
- Parker E.N., 1958, ApJ, 128, 664
- Prölss G., Bird M., 2012, *Physics of the Earth's Space Environment: An Introduction*, Springer Berlin Heidelberg
- Richardson I.G., Cane H.V., 1995, J. Geophys. Res., 100, 23397
- Richardson I.G., Cane H.V., 2010, Solar Phys., 264, 189

^{**}http://spaceweather.at.fcen.uba.ar/2/

Modulación interplanetaria del flujo de rayos cósmicos galácticos

C. Gutierrez¹ & S. Dasso^{1,2,3}

¹ Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

² Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

³ Grupo LAMP, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contacto / cgutierrez@iafe.uba.ar

Resumen / La manifestación interplanetaria de eyecciones coronales de masa solar (en inglés *Interplanetary Coronal Mass Ejections*, ICMEs) son consecuencias de inestabilidades de estructuras en la corona del Sol. Las regiones de interacción de corrientes de flujo (en inglés *Stream Interaction Regions*, SIRs) constan de plasma interplanetario que surge de la consecuente interacción entre viento solar rápido y lento. Es bien sabido que tanto las ICMEs como los SIRs son potenciales causas de decrecimientos Forbush (en inglés, *Forbush Decreases*, FDs), los cuales consisten en un decrecimiento repentino en el flujo de rayos cósmicos galácticos (en inglés *Galactic Cosmic Rays*, GCRs) observados en superficie, por ejemplo por monitores de neutrones. En este trabajo se estudiaron un gran número de eventos ICMEs y SIRs de distintos catálogos, analizando las propiedades del viento solar de los instrumentos *MAG* y *SWEPAM* a bordo de la nave espacial *ACE* con una resolución temporal de 16 y 64 segundos respectivamente. Los datos correspondientes a los GCRs se obtuvieron de los monitores de neutrones de la base antártica MacMurdo, con una resolución temporal de 1 hora. El objetivo de este trabajo es encontrar las diferencias en los FDs que resultan de distintos eventos ICMEs y SIRs. Los resultados presentados ayudarán a entender mejor los mecanismos físicos involucrados en la modulación de rayos cósmicos debido a estructuras transitorias del viento solar.

Abstract / Interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) are the manifestations of instabilities in the solar corona. Stream Interaction Regions (SIRs) are interplanetary plasma that arise from the interaction between a fast solar wind stream and slow solar wind stream. It is well known that both ICMEs and SIRs are potential drivers of Forbush Decreases (FDs), which consist in an abrupt decrease in the galactic cosmic rays (GCRs) flux observed on the Earth's surface, for example using Neutron Monitors (NMs). In this work we study a large number of ICMEs and SIRs events from different catalogues, analyzing the solar wind properties with data from MAG and SWEPAM instruments aboard the ACE spacecraft with a time resolution of 16 and 64 seconds, respectively. GCRs data were obtained from the Mc Murdo NM, with a time cadence of 1 hour. The main aim of this work is to find the difference between the FDs resulting from different ICMEs and SIRs events. The results presented here will help to better understand the physical mechanisms involved in the GCRs modulation due to solar wind transient structures.

Keywords / Sun: heliosphere — Sun: solar wind — ISM: cosmic rays

1. Introducción

Las eyecciones de masa coronal (en inglés *Coronal Mass Ejections*,CMEs) están asociadas a inestabilidades magnéticas que ocurren en la corona solar y en ciertas ocasiones están asociados a fulguraciones solares. Cuando sus manifestaciones interplanetarias (ICMEs) llegan al entorno espacial de la tierra, se observa un decrecimiento en el flujo de los rayos cósmicos galácticos (GCRs). Este decrecimiento abrupto en el flujo de GCRs se conoce como decrecimiento Forbush (FD) y tiene una duración que va desde unas pocas horas a varios días.

Las mediciones simultáneas a través de varios monitores de neutrones (NMs), así como también las mediciones in situ del campo magnético interplanetario (IMF) y de las propiedades del viento solar fueron fundamentales para entender los fenómenos físicos asociados a los FDs (Cane, 2000). Los FDs se producen principalmen-

te por (1) las distintas subestructuras de las ICMEs, y (2) las Regiones de Interacción de Flujo (SIRs). Las SIRs se forman cuando un flujo de viento solar rápido alcanza un flujo de viento solar lento, formando una estructura en compresión que se traslada radialmente desde el sol. El origen de las SIRs radica en regiones solares de viento solar rápido, las cuales co-rotan con el Sol. Así, si la región fuente sobrevive a una rotación solar completa, la estructura SIR resulta ser recurrente y vuelve a observarse en el entorno terrestre luego de \sim 27 días. Al subconjunto de SIRs recurrentes se las denomina CIRs (del inglés Co-rotating Interacting Regions). Así, los FDs pueden dividirse en dos categorías: los FDs recurrentes (generadas por CIRs) y los FDs no-recurrentes (generadas tanto por ICMEs como por SIRs-no-CIRs). Una comparación entre FDs originados por ICMEs/SIRs, utilizando parámetros termodinámicos medios del medios interplanetarios fue realizada por Melkumyan (Melkumyan et al., 2021).

2. Datos y metodología

Para estudiar las propiedades del campo magnético interplanetario se utilizaron los datos del instrumento MAG de la sonda espacial ACE con una resolución temporal de 16 segundos. Las propiedades del plasma del viento solar se estudiaron con los datos del instrumento SWEPAM de ACE, los cuales tienen una cadencia temporal de 64 segundos. Para el análisis del flujo de GCRs se utilizaron los datos del monitor de neutrones MC Murdo, los cuales presentan una resolución temporal de 1 hora. Para el análisis de las ICMEs se utilizó el catálogo de Richardson & Cane 2010^{*} y el catálogo de Regnault et al. 2020^{**}. Se estudiaron todas las ICMEs del período (1998-2016). Para el análisis de SIRs se utilizó la lista de Jian et al. 2006***. Se estudiaron todos las SIRs del período (1995-2009). Las ICMEs se dividieron en tres categorias mediante un criterio de velocidad media acorde con resultados de Masías-Meza (Masías-Meza et al., 2016). Las ICMEs cuya velocidad media es menor a 450 $\mathrm{km \, s^{-1}}$ se categorizaron como ICMEs lentas, las ICMEs cuya velocidad media superaba los 550 $\mathrm{km\,s}^{-1}$ se definieron como ICMEs rápidas, y las que están entre ambas se categorizaron como ICMEs intermedias.

3. Resultados y Discusión

En la Figura 1 se muestra una ICME rápida observada por ACE el 11 de Abril de 2011. En el primer panel se observa el campo magnético interplanetario y sus componentes en el sistema GSE, en el segundo panel la velocidad del viento solar en la dirección Sol-Tierra (-Vx en GSE) y en el último panel se aprecia el flujo de GCRs. El flujo relativo de GCRs se definió como:

$$GCR[\%] = \frac{GCR(t) - \overline{GCR}}{\overline{GCR}} * 100, \qquad (1)$$

donde \overline{GCR} es el valor medio del flujo de GCRs anterior considerando una ventana temporal de igual tamaño que el evento ICME/SIR a la ICME o a la SIR, y GCR(t) es el valor del flujo en el momento t. En la Figura 2 se observa un evento SIR. Los paneles contienen la misma información que los de la Figura 1. Vale la pena observar que el decrecimiento en el flujo de los GCRs en el caso de la ICME rápida es de ~ 10 % mientras que el decrecimiento en el caso de la SIR es de apenas ~ 2%. En la ICME se pueden apreciar los dos descensos en el flujo de los GCRs asociados a la llegada del choque interplanetario (primero) y a la estructura magnética que la genera (después). En el caso de la SIR se observa un decrecimiento en el flujo de GCRs más gradual.

En la Figura 3 se muestra el gráfico de dispersión entre la máxima amplitud de los FDs (A_{FD}) y el campo magnético máximo (B_{max}) de las ICMEs (rojo) y

```
ACE-ICMEs-list-dates-quality-nosheath-forweb.html
```

***http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/



Figura 1: ICME rápida observada el 11 de Abril de 2011. Panel superior: Campo magnético interplanetario en módulo (negro) y sus tres componentes en GSE. Panel medio: Velocidad del viento solar en la dirección Sol-Tierra (- V_x en GSE). Panel inferior: Flujo de GCRs, en azul el flujo total corregido por presión, en verde el flujo relativo. La línea punteada de color azul indica la llegada del choque interplanetario, las líneas rojas verticales indican el inicio y el final de la nube magnética que contiene la ICME respectivamente. Las líneas rojas punteadas horizontales indican el máximo valor del campo magnético interplanetario, el máximo de - V_x y el mínimo flujo de GCR relativo durante la ICME respectivamente, mientras que la línea azul horizontal indica el valor medio de B y de - V_x durante la ICME.

de las SIRs (azul). Uno de los resultados más evidentes es que hay una mayor correlación entre B_{max} y A_{FD} (r = 0.68) para ICMEs que la correlación correspondiente entre B_{max} y A_{FD} (r = 0.32) para SIRs. Otro resultado que se puede inferir de la Figura 3 es que la amplitud de los FDs causados por las ICMEs es mayor a la de los causados por SIRs. Un aspecto común a ambas estructuras es que a mayor B_{max} , mayor es la amplitud del FD. En la Figura 4 se muestran dos histogramas. En el primer histograma se observan las amplitudes máximas de los FDs causados por las ICMEs rápidas y las amplitudes máximas de los FDs causados por las ICMEs lentas. Se concluye que las ICMEs rápidas causan FDs más intensos que las ICMEs lentas ya que las amplitudes son mayores para las ICMEs rápidas. En el segundo histograma se tienen las amplitudes máximas de los FDs causados por todos los eventos ICMEs y todos los eventos SIRs analizados. Analizando el histograma podemos inferir que los FDs causados por los SIRs en general no superan amplitudes de 5% y suelen tener amplitudes que van de 0% a 5%, mientras que las ICMEs tienen un espectro de amplitudes mayor, pudiéndose observar FDs con amplitudes de más de 20%.

14

^{*}http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/ icmetable2.htm

^{**}https://idoc.ias.u-psud.fr/

sites/idoc/files/CME_catalog/html/



Figura 2: Región de Interacción de Flujo (SIR) ocurrida el 23 de Mayo de 1999 y sus efectos sobre el flujo de GCRs. La figura tiene la misma información y formato que la Figura 1



Figura 3: Diagrama de dispersión entre la amplitud máxima del FD (A_{FD}) y el campo magnético máximo (B_{max}) para las ICMEs (puntos rojos) y para las SIRs (puntos azules). Las líneas roja y azul corresponden a la recta de regresión lineal para las ICMEs y las SIRs respectivamente. ρ es el coeficiente de correlación de Spearman, r es el coeficiente de correlación de Pearson.



Figura 4: El primer histograma relaciona la máxima amplitud de los FDs causados por las ICMEs rápidas y las ICMEs lentas. En el eje de abscisas la amplitud máxima del FD, y en eje de ordenadas el número total de eventos. En el segundo histograma se relacionan las máximas amplitudes para los FDs causados por todos los eventos ICMEs y todos los eventos SIRs.

4. Conclusiones y trabajos futuros

Se estudiaron 457 ICMEs para un período de 20 años y 450 SIRs para un período de 15 años. Se comprobó que los FDs causados por las ICMEs poseen una mayor amplitud que los FDs causados por las SIRs. También se verificó que las ICMEs más rápidas poseen FDs más intensos respecto de los generados por ICMEs lentos, así como también que la amplitud de FDs producidos por ICMEs están mejor correlacionadas con B_{max} que los FDs producidos por SIRs. Como futuro trabajo se espera realizar un análisis de época superpuesta para encontrar patrones típicos para ambas estructuras interplanetarias, así como también modelar su perfil temporal y analizar el tiempo de recuperación de los distintos FDs.

Referencias

Cane H.V., 2000, SSRv, 93, 55
Jian L., et al., 2006, Solar Phys., 239, 337
Masías-Meza J.J., et al., 2016, A&A, 592, A118
Melkumyan A.A., et al., 2021, MNRAS, 500, 2786
Regnault F., et al., 2020, J. Geophys. Res., in press
Richardson I.G., Cane H.V., 2010, Solar Phys., 264, 189

Calibración del detector de rayos cósmicos instalado en la base Antártica Argentina Marambio

N.A. Santos¹, S. Dasso^{1,2,3}, A.M. Gulisano^{2,3,4}, O. Areso² & M. Pereira² for the LAGO Collaboration

¹ Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

² Grupo LAMP, Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

- ³ Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina
- ⁴ Grupo LAMP, Instituto Antártico Argentino, Dirección Nacional del Antártico, Argentina

Contacto / nsantos@at.fcen.uba.ar

Resumen / Durante 2019 el grupo LAMP (Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio) dasarrolló el laboratorio Antártico de Meteorología del Espacio en la base Argentina Marambio, en la Península Antártica. El principal instrumento instalado fue un detector de rayos cósmicos basado en el efecto Cherenkov en agua. Este detector es el primer nodo antártico permanente de la colaboración LAGO (*Latin American Giant Observatory*). El transporte de rayos cósmicos galácticos de baja energía se ve afectado por estructuras transitorias en la heliósfera. Por lo tanto, estudiar las variaciones temporales del flujo de partículas cósmicas secundarias observadas en tierra es de relevancia para la Meteorología del Espacio. En este trabajo presentamos y analizamos el primer año de observaciones del flujo de rayos cósmicos secundarios de este detector.

Abstract / In 2019 an Antarctic Space Weather laboratory was deployed by the LAMP group (Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio) at Marambio base, in the Antarctic Peninsula. The main instrument installed was a cosmic ray detector based on water Cherenkov radiation. This detector is the first permanent antarctic node of the LAGO Collaboration (Latin American Giant Observatory). Transient heliospheric structures affect lowest-energy galactic cosmic rays transport. Thus, study temporal variations of the observed flux at Earth is relevant for Space Weather. We present and analyze one-year observations of the flux of secondary cosmic rays observed by this detector.

Keywords / astroparticle physics — instrumentation: detectors — solar-terrestrial relations

1. Introducción

El flujo de rayos cósmicos galácticos está modulado por la manifestación interplanetaria de eventos solares transitorios. En este sentido, poseer detectores de partículas al nivel del suelo que observen las variaciones del flujo de rayos cósmicos secundarios, es de vital importancia para el desarrollo de estudios en Meteorología del Espacio. Por ejemplo, los decrecimientos Forbush son observados tanto por monitores de neutrones como también por detectores Cherenkov en agua (Pierre Auger Collaboration et al., 2011). Los decrecimientos Forbush están asociados con estructuras interplanetarias como las eyecciones de masa coronales interplanetarias y regiones de interacción entre flujos de viento solar rápido y lento (p.ej. Melkumyan et al., 2021).

Los detectores Cherenkov son altamente sensibles a los decrecimientos Forbush (p.ej. Pierre Auger Collaboration et al., 2011 y Dasso et al., 2012). Esta clase de detectores tienen la ventaja de ser robustos, de bajo costo, de fácil mantenimiento y amigables con el medio ambiente. En este trabajo presentamos al detector Cherenkov en agua instalado en el laboratorio Antártico Argentino de Meteorología del Espacio en la base Marambio (64.24°S, 56.62°O; altitud: 196 m s.n.m.). Este detector forma parte de un proyecto multidisciplinario que involucra diferentes instituciones (ver Gulisano et al., 2021) y, además, es parte de la red internacional *Latin American Giant Observatory* (LAGO)* (Asorey et al., 2016; Dasso et al., 2016; Sidelnik, 2016). Este es el único detector Cherenkov en agua en la Antártida que está midiendo de forma operativa e ininterrumpida el flujo de rayos cósmicos secundarios, desde su instalación en marzo de 2019. El laboratorio también cuenta con un magnetómetro, una estación meteorológica, un receptor GPS para generar la estampa de tiempo correspondiente a los datos observados y un sistema de telemetría que provee los datos en tiempo real a un servidor en Buenos Aires (Gulisano et al., 2021).

La ventaja de tener un detector en altas latitudes es que esas regiones poseen una rigidez de corte magnética baja, respecto de sitios que se encuentran en bajas latitudes (en Marambio $R_c = 2.32$ GV, Masias-Meza, 2014) y, por lo tanto, las rayos cósmicos galácticos con menor energía logran llegar a la superficie.

El flujo de partículas secundarias observado en la superficie depende tanto de la modulación interplanetaria de partículas cósmicas primarias, como así también de las condiciones de la atmósfera donde se desarrolla la lluvia extendida. Esta lluvia se origina a partir de

^{*}http:\lagoproject.net

la interacción entre los rayos cósmicos primarios y las partículas presentes en la atmósfera. Así, es importante conocer el detalle de los efectos atmosféricos para recuperar una señal proporcional al flujo de primarios.

En la sección 2 describimos al detector y su calibración. En la sección 3 exponemos las primeras observaciones y el conteo de partículas corregido por presión. En la sección 4 comparamos el conteo observado con el detector Cherenkov respecto del conteo observado con un monitor de neutrones ubicado en Oulu ($64.05^{\circ}N$, $25.47^{\circ}E$). Finalmente, en la sección 5 presentamos las conclusiones.

2. Detector Cherenkov en agua para Meteorología del Espacio

El laboratorio Antártico Argentino de Meteorología del Espacio fue desarrollado por el grupo LAMP (Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio)^{**} en la base Marambio entre enero y marzo del 2019.

El principal instrumento instalado fue el detector Cherenkov en agua llamado Neurus. El detector Neurus consiste en un tanque cilíndrico de acero inoxidable (diámetro: 0.96 m, altura: 1.20 m) que fue llenado con agua purificada. Cuando una partícula con carga eléctrica ingresa al detector con una velocidad mayor a la de la luz en agua produce radiación Cherenkov que es detectada por un tubo fotomultiplicador. Un recubrimiento interno hecho con Tyvek (a) asegura la reflexión y difusión de los fotones Cherenkov dentro del tanque. Es sabido que, de todas las partículas secundarias generadas en la lluvias atmosféricas extendidas, los detectores Cherenkov son sensibles principalmente a la componente muónica y electromagnética, las cuales están dominadas por $\mu\pm$, $e\pm$ y γ (p.ej. Sarmiento-cano et al., 2019).

Desde marzo de 2019, y durante el primer año de operación, estuvieron funcionando dos sistemas de adquisición en paralelo. Por un lado, un osciloscopio operando en modo tasa, cuenta los pulsos que exceden un umbral de pico. El umbral fue elegido de forma tal de incluir la detección de partículas secundarias con energía depositada asociada a la componente electromagnética. Estos datos los vamos a presentar en la siguiente sección.

Por otro lado, una placa Red Pitaya STEMlab^{***}, operando en modo osciloscopio, registra la traza de tres pulsos por segundo seleccionados al azar, limitado por la velocidad de adquisición de la Red Pitaya y la comunicación con la computadora que registra los datos. El área bajo la curva de voltaje V(t) de cada pulso (o carga), representa la energía depositada por cada partícula en el detector.

En la Fig. 1 presentamos el histograma de carga para los pulsos registrados durante los primero 10 meses de operación del detector, entre el 25 de marzo del 2019 y el 11 de enero del 2020. Para generarlo consideramos 300 intervalos de carga y los 73 218 009 pulsos registrados. El máximo en bajos valores de carga está relacionado con el nivel de disparo y está generado principalmente



Figura 1: Histograma de carga calibrado de Neurus. Datos adquiridos desde 25/03/19 hasta el 11/01/20.

por la componente electromagnética de las lluvias extendidas. Valores altos de carga corresponden a la entrada simultánea de múltiples partículas. Valores intermedios están asociados a muones. En particular el segundo máximo, conocido como joroba del muón, corresponde a la energía depositada por muones que ingresan verticales al detector. Teniendo en cuenta esto, el histograma de carga puede ser re-interpretado en función de la energía depositada por muones verticales. Asumiendo que un muón deposita 2 $MeV s^{-1}$ en agua (p.ej. Asorey, 2011) y sabiendo que el nivel de altura de agua en el tanque es de 100 cm, el valor de un VEM (Vertical Equivalent Muon) es equivalente a (200 ± 10) MeV. Esta calibración permite estudiar la evolución temporal de los eventos transitorios heliosféricos para diferentes bandas de energía depositada.

3. Correcciones de la tasa de conteo de partículas secundarias

En modo tasa, el sistema registra el número total de partículas por segundo que ingresan al tanque. La contribución más importante a este conteo está dado por partículas secundarias de bajas energías. El promedio temporal de la tasa es de 160 partículas por segundo. En este trabajo construimos el promedio horario de la tasa de conteo (S) y de las variables atmosféricas para el período estudiado.

Para observar el comportamiento del flujo de rayos cósmicos primarios, debemos eliminar efectos atmosféricos presentes en el flujo de secundarios. Uno de los efectos más importantes está vinculado con la variación de la presión atmosférica (P). Llamamos S_0 y P_0 a la media del conteo y la presión, respectivamente, durante el período de estudio. Luego, definimos los valores relativos $\Delta S = S - S_0$ y $\Delta P = P - P_0$ y el coeficiente barométrico β . Realizamos una corrección de la tasa de conteo basada en la siguiente relación entre S y las mediciones de presión atmosférica (P) en la ubicación del laboratorio: $\Delta S/S_0 = \beta \Delta P$. La Fig. 2 muestra la anticorrelación encontrada entre la tasa de conteo relativa y la variación de la presión atmosférica. El coeficiente barométrico que obtuvimos a partir de un ajuste lineal es $\beta = -(0.17 \pm 0.02)$ % hPa⁻

Después de remover el efecto de presión, realiza-

^{**}http://spaceweather.at.fcen.uba.ar/2/lamp

^{***}http://www.redpitaya.com/



Figura 2: Anticorrelación entre la presión y la desviación relativa de la tasa de conteo durante el período considerado.



Figura 3: Serie temporal de la desviación relativa de la tasa de conteo.

mos una corrección asociada al efecto de la temperatura interna del laboratorio sobre las componentes de la electrónica. En la Fig. 3 se muestra la serie $\Delta S'/\Delta S'_0$ (desviación relativa de la tasa de conteo corregida por presión y temperatura interna). Está claro que hay una modulación estacional con un máximo en invierno y mínimo en verano. Esto es consistente con lo que se ha discutido, por ejemplo, en De Mendonça et al., 2013, y lo vamos a considerar en el futuro para evaluar una adecuada corrección de este efecto atmosférico estacional.

Comparación con un monitor de neutrones

Realizamos una comparación preliminar de Neurus con datos del monitor de neutrones ubicado en Oulu. La rigidez de corte magnética en Oulu es $R_c \approx 0.8 \text{ GV}$, similar y ligeramente menor a la de Marambio. Para comparar la serie temporal, eliminamos el efecto estacional de Neurus. Normalizamos ambas bases de datos de forma que tengan media nula y desviación estándar igual a uno. Estas dos series de tiempo para abril de 2019 las presentamos en la Fig. 4. Podemos ver que en general ambas series temporales están en buen acuerdo. La discrepancia observada entre el 8 y 11 de abril podría estar asociada con un efecto atmosférico local, teniendo en cuenta que las partículas secundarias observadas por ambos detectores ($\mu \pm$, $e \pm$ y γ en el caso de Neurus, nen el caso de Oulu) responden distinto a las condiciones atmosféricas.



Figura 4: Comparación del conteo corregido de Neurus (detector Cherenkov) y Oulu (monitor de neutrones) durante abril de 2019.

5. Conclusiones

En este trabajo presentamos un nuevo detector de rayos cósmicos para estudios de Meteorología espacial basado en el efecto Cherenkov en agua, instalado en la Antártida en 2019, como parte de la red de detección LAGO, siendo actualmente el único nodo de la colaboración que funciona de forma operativa. Seleccionamos los primeros diez meses de funcionamiento y corregimos la tasa de conteo. Removimos el efecto de la presión atmosférica sobre la tasa de conteo a partir del coeficiente barométrico obtenido para el sitio: $\beta = -(0.17 \pm 0.02)$ % hPa⁻ Presentamos la calibración del histograma de carga de Neurus y también una comparación entre Neurus y el monitor de neutrones de Oulu que resultó en buen acuerdo. A partir de las mejoras que realizamos a principios de 2020, estamos registrando la traza de todas las partículas que llegan al detector, y vamos a poder hacer un análisis más profundo de las mediciones de Neurus.

Agradecimientos: Agradecemos el soporte de los subsidios UBACYT (UBA) y PIP-11220130100439CO (CONICET). La colaboración LAGO agradece a todas las instituciones participantes y a la colaboración Pierre Auger por su apoyo continuo. Agradecemos a la base de datos NMDB, fundada bajo el programa FP7 de la Unión Europea para proporcionar datos, así como a Oulu NM (http://cosmicrays.oulu.fi) y el Sodankyla Geophysical Observatory.

Referencias

- Asorey H., 2011, International Cosmic Ray Conference, vol. 11, 467
- Asorey H., Dasso S., for the LAGO collaboration, 2016, Proc. Sci., ICRC2015, 247
- Dasso S., Asorey H., for the Pierre Auger Collaboration, 2012, Adv. Space Res., 49, 1563
- Dasso S., et al., 2016, Proc. Sci., ICRC2015, 105
- De Mendonça R.R.S., et al., 2013, J. Geophys. Res., 118, 1403
- Gulisano A.M., et al., 2021, BAAA, enviado
- Masias-Meza J. & Dasso S., 2014, Sun geosph., 9, 41
- Melkumyan A.A., et al., 2021, MNRAS, 500, 2786
- Pierre Auger Collaboration, et al., 2011, J. Instrum., 6, 1003
- Sarmiento-cano C., et al., 2019, Proc. Sci., ICRC2019, 412
- Sidelnik I., 2016, Proc. Sci., ICRC2015, 665
Configuración magnética preeruptiva de la región NOAA 12127 mediante extrapolación no lineal del campo

L.A. Merenda^{1,2}, F.A. Iglesias^{2,3}, C.H. Mandrini⁴ & H. Cremades^{2,3}

¹ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNCuyo, Argentina

² CEDS, Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / lucianomerenda3@gmail.com

Resumen / Estudiamos las propiedades magnéticas de la región activa NOAA 12127 previas a una fulguración clase M1.5, acompañada de una eyección coronal de masa, el 1 de agosto de 2014. Estimamos su campo magnético coronal preeruptivo mediante una extrapolación no lineal libre de fuerza y comparamos los resultados con imágenes en H α y 171 Å. El campo extrapolado logra reproducir la morfología de configuraciones magnéticas asociadas a un filamento y arcos coronales, identificados en la región.

Abstract / We studied the magnetic properties of active region NOAA 12127 previous to a M1.5-class flare, that was accompanied by a coronal mass ejection, on the August 1, 2014. We estimated the pre-eruptive coronal magnetic field using a non-linear force-free extrapolation, and compared the results with images in H α and 171 Å. The extrapolated field is able to reproduce the general morphology of the magnetic configurations linked to a filament and several coronal loops identified.

Keywords / Sun: filaments, prominences — Sun: magnetic fields — Sun: coronal mass ejections (CMEs)

1. Introducción

Las exerciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés) se originan principalmente en regiones activas (ARs, por sus siglas en inglés), donde la emergencia de tubos de flujo magnético con torsión contribuye a la acumulación de energía no potencial y de helicidad del campo magnético (B). En la baja corona, la presión magnética domina sobre la presión del plasma, por lo que cambios abruptos asociados a la reconexión de las líneas de campo, liberan grandes cantidades de energía magnética en forma de energía cinética y térmica del plasma, alimentando así eventos violentos como las CMEs. Se han propuesto diferentes mecanismos de inicio de las CMEs. Se pueden mencionar la emergencia de tubos de flujo magnético, la reconexión de líneas de campo debajo o por encima de un tubo de flujo preexistente, el exceso de torsión en el tubo de flujo y otros (por referencias ver Iglesias et al. 2020). Sin embargo, no se ha llegado a un consenso sobre cuál es el principal mecanismo, pues se requiere de mediciones detalladas del campo coronal.

En la actualidad no es posible obtener magnetogramas de alta sensibilidad y resolución en la corona, debido principalmente a la baja relación señal a ruido y a los campos magnéticos débiles. En consecuencia, se recurre a estimaciones del campo coronal utilizando extrapolaciones de magnetogramas fotosféricos. Estas técnicas asumen un campo magnético coronal libre de fuerzas (FF, por sus siglas en inglés), lo que equivale a suponer que la densidad de corriente es paralela al campo magnético local ($\nabla \times B = \alpha B$). El modelo de campo puede ser lineal o no lineal (LFFF o NLFFF, por sus siglas en inglés) según se considere a la variación espacial del parámetro α nula o no, respectivamente. Los resultados de las extrapolaciones pueden calificarse comparando con imágenes en el ultravioleta de arcos coronales. Si bien los modelos LFFF se han utilizado exitosamente en ARs, existe evidencia observacional de que el parámetro α no es constante (Wiegelmann & Neukirch, 2002). Por otra parte, estos modelos no dan una correcta estimación del contenido de energía magnética libre o de la helicidad magnética, cantidades cruciales para la comprensión de los mecanismos de inicio de las CMEs.

En este trabajo analizamos las propiedades magnéticas de una AR previas a la erupción de una CME y modelamos el campo magnético coronal mediante una extrapolación NLFFF.

2. Datos

La AR seleccionada es la NOAA 12127. La misma fue observada por el magnetómetro Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) a bordo del *Solar Dynamics Observatory (SDO)* y se encuentra en una ubicación cercana al meridiano central, reduciendo efectos de proyección. Elevento eruptivo analizado es una fulguración de clase M1.5 en rayos X blandos que ocurrió el 01 de agosto del 2014 y fue acompañada de una CME. El campo magnético coronal de esta AR no ha sido estudiado previamente.

El magnetograma vectorial y los parámetros fotosféricos de la región, con una cadencia de 720 s dentro de un margen de ± 5 h del tiempo de erupción obser-



Figura 1: Parámetros fotosféricos de la región SHARP que incluye a la AR 12127. Con líneas verticales se indica la hora de ocurrencia de la fulguración (discontinua) de la extrapolación NLFFF del campo (sólida), y de una fulguración previa en la AR 12130 cercana (punteada).

vado, se obtuvieron de la serie Space-weather HARPs (SHARPs) correspondiente (Bobra et al. 2014). Analizamos la evolución temporal de parámetros magnéticos fotosféricos que generalmente se asocian a la ocurrencia de un evento eruptivo, en particular el flujo magnético (Usflux), la helicidad de la corriente total (Totusjh) y un *proxy* de la energía magnética libre (Totpot). Las series temporales de estas magnitudes se muestran en la Fig. 1.

Se procesaron imágenes en 171 Å del instrumento Atmospheric Imaging Assembly (AIA) abordo de SDO, y del telescopio Halpha Solar Telescope for Argentina (HASTA) del Observatorio Félix Aguilar en San Juan, para identificar arcos coronales. Inspeccionamos además los datos correspondientes al sensor de flujo en ravos X blandos del satélite GOES-15 y se pudo asociar a la AR estudiada una fulguración M1.5 con máximo a las 18:13 UT del 01 de agosto de 2014. Investigando imágenes de los coronógrafos LASCO a bordo del Solar and Heliosphereic Observatory (SOHO) y las imágenes en intensidad de AIA 304 Å a bordo de SDO, pudimos asociar a la región bajo estudio una CME. Esta CME^{*} es de tipo Halo y se aprecia en LASCO C2 a partir de las 18:36:05, posee una velocidad lineal media de 789 km s⁻¹, aceleración media de -15.2 m s^{-2} , masa de $4.3 \times 10^{15} \text{ g y}$ energía cinética 1.31×10^{31} erg.

3. Extrapolación no lineal del campo

Como objetivo principal de este trabajo, realizamos la extrapolación NLFFF del campo fotosférico previo a la ocurrencia de la fulguración. Utilizamos la implementación de T. Wiegelmann (Wiegelmann & Inhester, 2010), la misma no ha sido explorada por otro grupo en Argentina y nos fue provista por el autor. El proceso consta de dos partes que se detallan a continuación.

Primero se preprocesan el magnetograma vectorial fotosférico, a fin de obtener una condición de contorno inferior que sea más consistente con la hipótesis FF, y que este suavizado para disminuir el trabajo computacional. Para esto se busca minimizar el balance neto de flujo (ϵ_{flux}), de fuerza (ϵ_{force}) y de torque (ϵ_{torque}) magnéticos adimensionales, definidos en Wiegelmann et al. (2006). Luego del preprocesado la variación porcentual fue del +16 %, -99 % & -99 % respectivamente.

Segundo, se comienza la extrapolación calculando una condición inicial en forma de un campo coronal puramente potencial. Se parte de esta condición inicial y se itera para ajustar una solución que minimice una métrica de error L que es la suma de la condiciones de campo FF, de divergencia nula para el campo magnético y el error con la condición de contorno inferior,

$$L = \int_{V} w_f \frac{|(\nabla \times B) \times B|}{B^2} + w_d |\nabla B| d^3 V + \int_{S} (B - B_{obs}) W (B - B_{obs}) d^2 S.$$
(1)

Aquí w_f y w_d son pesos que valen 1 en toda la caja excepto en los bordes laterales y superior, donde valen 0 (con una transición gradual). W es una matriz diagonal que se calcula a partir del error (nivel de ruido) en el magnetograma de entrada (B_{obs}). A fin de minimizar los efectos en la convergencia de los errores de medición de B_{obs} , realizamos la extrapolación 3 veces. Comenzando con un alto (x8) promediado espacial del magnetograma de entrada, y utilizando en cada sucesiva extrapolación NLFFF el resultado de la anterior, debidamente interpolado para incrementar la resolución espacial hasta la final (la mitad de la del magnetograma SHARP).

4. Resultados y discusión

El campo coronal extrapolado puede verse en las Fig. 2 y 3. El valor obtenido para las métricas de error L1 =7.9794 (hipótesis FF), L2 = 5.3629 (Divergencia cero), el ángulo promedio entre el campo y la densidad de corriente es de 8.7962°. Los valores de los parámetros que comparan el campo con la solución potencial definidos por Schrijver et al. (2006) son, para el vector de correlación 0.858875 (1), para el producto de Cauchy-Schwartz 0.774723 (1), para el vector de error normalizado 0.679162 (0), para el vector de error medio 1.019073(0) y para la energía magnética del campo extrapolado relativa al campo potencial (energía magnética libre) 1.297440 (1), entre paréntesis el valor para una reconstrucción perfecta. De la Fig. 2 puede apreciarse que el campo coronal obtenido por el modelo NLFFF puede representar cualitativamente a los arcos coronales vistos en 171 Å. Además, de la Fig. 3, puede verse como las líneas de campo presentan una importante torsión cerca del filamento visible en 304 Å y H α , este tipo de estructuras topológicas son imposibles de reproducir por un modelo LFFF.

^{*}Parámetros derivados del catálogo https://cdaw.gsfc. nasa.gov/CME_list/



Figura 2: *Panel superior*: magnetograma en la dirección de la visual de HMI. *Panel Medio*: AIA 171 Å. Las flechas azules apuntan a lazos coronales. *Panel inferior*: líneas en tres dimensiones (3D) seleccionadas del campo extrapolado dibujadas sobre el magnetograma de fondo.

El evento (fulguración y CME asociada) tiene lugar luego de un período (~2 h) de persistente emergencia de flujo magnético (Fig. 1a) que trae asociado un incremento del proxy de la energía magnética libre (Fig. 1b). Esto esta de acuerdo con la energía libre del campo extrapolado de ~ 30 %. Parte de esta energía se libera durante el proceso de reconexión magnética que da origen a la fulguración observada (notar la reducción en la helicidad de corriente luego de la fulguración en la Fig. 1b), e impulsa parcialmente la CME. La CME es masiva, un orden de magnitud mayor que los valores medios reportados en Vourlidas et al. (2010) y con una velocidad elevada relativa al viento solar lento típico (< 500 km s⁻¹), por lo que es esperable un perfil cinemático desacelerado como el observado.

Como trabajo futuro, compararemos cuantitativamente el campo obtenido con el resultado de una extrapolación LFFF (Mandrini et al., 1996) para verificar la robustez de los resultados y las diferencias. Ademas, estudiaremos diversos escenarios de reconexión mediante un análisis de la topología coronal y su dinámica, incluyendo el calculo de helicidad magnética, la localización

de puntos nulos y cuasiseparatrices magnéticos.

Agradecimientos: Este trabajo se realizó bajo la beca "Estímulo a la Investigación Científica" de la A.A.A. Agradecemos a Julia Chifu y Thomas Wiegelmann por proveer el código para calcular la extrapolación NLFFF y su valiosa ayuda. También a Federico Nuevo por su ayuda con el programa PARAVIEW.



Figura 3: Panel superior: imagen en H α de HASTA. Panel medio: AIA 304 Å. Panel inferior: líneas 3D seleccionadas del campo extrapolado que presentan una alta torsión, dibujadas sobre el magnetograma de fondo. Las flechas verdes apuntan a un filamento.

Referencias

- Bobra M.G., et al., 2014, Solar Phys., 289, 3549
- Iglesias F.A., et al., 2020, Adv. Space Res., 65, 1641
- Mandrini C.H., et al., 1996, Solar Phys., 168, 115
- Schrijver C.J., et al., 2006, Solar Phys., 235, 161
- Vourlidas A., et al., 2010, Solar Phys., 261, 53
- Wiegelmann T., Inhester B., 2010, A&A, 516, A107
- Wiegelmann T., Inhester B., Sakurai T., 2006, Solar Phys., 233, 215
- Wiegelmann T., Neukirch T., 2002, Solar Phys., 208, 233

Caracterización dinámica y termodinámica de una eyección coronal de masa durante su propagación en la corona solar

L. Di Lorenzo
1,2, L.A. Balmaceda 3,4 & H. Cremades
2,5

¹ Instituto de Física Aplicada Dr. Giorgio Zgrablich, UNSL, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ George Mason University, EE.UU.

⁴ Goddard Space Flight Center, National Aeronautics and Space Administration, EE.UU.

⁵ CEDS, Facultad Regional Mendoza, Universidad Tecnológica Nacional, Argentina

Contacto / leonardodilorenzo@gmail.com

Resumen / Las eyecciones coronales de masa (ECMs) constituyen uno de los factores determinantes de la meteorología del espacio. A pesar de ser ampliamente estudiadas, aún no se ha determinado en detalle cómo evolucionan su estructura interna y propiedades termodinámicas en la corona solar y hasta 1 UA. Si bien varias de estas propiedades como el índice politrópico y temperatura, entre otras, han podido ser estimadas a partir de mediciones *in situ*, su determinación en la corona no ha sido posible de forma sistemática. En este trabajo se estudia la evolución de una ECM que ocurrió el día 16 de junio de 2010, en un rango de distancias heliosféricas de 4 a 15 radios solares. A partir de los perfiles de velocidad y aceleración, se calculan diferentes magnitudes dinámicas y termodinámicas, en particular las fuerzas que interactúan y el índice politrópico, utilizando el modelo FRIS (*Flux Rope Internal State*). Se obtuvo que la fuerza de Lorentz domina sobre las demás fuerzas, y que el índice politrópico tiende a 1 a medida que la ECM se propaga. Asimismo, se analiza el efecto del uso de distintos ajustes a los perfiles cinemáticos en el cálculo de las cantidades mencionadas.

Abstract / Coronal mass ejections (CMEs) are key factors for determining space weather conditions. Despite having been widely studied, to date it has not been possible to ascertain how their internal structure and thermodynamic properties evolve in the solar corona and up to 1 AU. Although several of these properties like the polytropic index and temperature, among others, have been estimated from *in situ* measurements, their determination at coronal heights has not been possible in a systematic manner. In this report we analyze the evolution of a CME that erupted on 16 June 2010, in a range of heliospheric distances of 4-15 solar radii. From the speed and acceleration profiles, we calculate various dynamic and thermodynamic quantities, in particular the interacting forces and the polytropic index, by means of the Flux Rope Internal State (FRIS) model. We found that the Lorentz force dominates over the other forces, and that the polytropic index approaches to 1 as the CME propagates. In addition, the impact of using different fittings to the kinematic profiles in the calculation of the mentioned quantities is analyzed.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: corona — Sun: heliosphere — solar-terrestrial relations

1. Introducción

Las ECMs son los fenómenos más energéticos que ocurren en la atmósfera solar. Comenzaron a ser observadas en la década de los 70 por medio de coronógrafos y son eyectadas del Sol hacia el medio interplanetario con velocidades que van desde 100 $\rm km\,s^{-1}$ hasta valores por encima de 2000 km s^{-1} . Las propiedades termodinámicas de las ECMs, como el índice politrópico, la temperatura y la tasa de calentamiento, han sido estudiadas estadísticamente con mediciones realizadas in situ (v.q. Liu et al., 2006). Para entender mejor el comportamiento de las ECMs durante su propagación y expansión, es necesario estudiar estas cantidades en la corona a distancias superiores a 4 R_{\odot} . Las ECMs son el principal agente modificador de la meteorología del espacio, por lo que su estudio es de particular interés en la comunicad científica para predecir las consecuencias de las tormentas geomagnéticas asociadas a estos fenómenos.

2. Descripción de los datos y metodología

Para determinar los parámetros morfológicos geométricos de la ECM en 3D se aplica el modelo GCS (Graduated Cylindrical Shell, Thernisien, 2011) a distintos instantes de tiempo usando tripletes de imágenes simultáneas proporcionadas por instrumentos a bordo de las misiones STEREO y SOHO. Con los parámetros obtenidos en la reconstrucción 3D de la ECM podemos determinar el radio menor de la cuerda de flujo $(R = h\kappa_{ar}/(1 + \kappa_{ar}); \text{ ver Fig.1})$. El parámetro κ_{ar} es la razón de aspecto, que representa la tasa de expansión vs. la altura de la ECM y h es la altura heliocéntrica del frente de la ECM. Definimos L como la distancia desde la superficie del Sol hasta el centro de la ECM $(L = h - R - R_{\odot})$ y D como distancia heliocéntrica del centro de la ECM (D = h - R). La Fig. 2 muestra los perfiles de estas magnitudes en función de t y sus respectivos ajustes: cuadrático, cúbico y exponencial. A partir estas cantidades se obtienen la velocidad de



Figura 1: Representación gráfica de las magnitudes R, L y h, superpuestas en una secuencia de imágenes de STEREO/SECCHI-COR2.



Figura 2: Caracterización cinemática de la ECM. Superior: Distancias h, $D \neq R$. Central: Velocidad de expansión y propagación. Inferior: Aceleración de expansión y propagación, con sus respectivos ajustes.

expansión ($v_e = dR/dt$), velocidad de propagación $(v_c = dD/dt)$, aceleración de expansión $(a_e = d^2 R/dt^2)$ y aceleración de propagación $(a_c = d^2D/dt^2)$ en función de t (Fig. 2, paneles medio e inferior). Notar que las tres funciones utilizadas para los ajustes representan muy bien la evolución de D, R y h en función de t, de manera que en el panel superior de la Fig. 2 las tres curvas aparecen superpuestas. En el panel inferior de la Fig. 2, podemos visualizar los perfiles de aceleración en donde se hace evidente la diferencia entre los ajustes realizados. Los valores obtenidos de D, R, v_e, v_c y a_e son utilizados como parámetros de entrada en el modelo FRIS (Mishra & Wang, 2018, de aquí en adelante MW18). Este modelo asume que la ECM se comporta como una cuerda de flujo que evoluciona de manera auto-similar (κ_{ar} permanece constante) y que



Figura 3: *Superior:* Cálculo y corrección de masas a partir de mediciones (símbolos y línea roja), junto con corrección por efecto del ocultador (línea azul). *Inferior:* Densidad de electrones a partir del modelo FRIS (línea azul) y de las mediciones (símbolos y línea roja).

la masa se conserva. El modelo plantea la ecuación de conservación del momento considerando la fuerza de Lorentz, la fuerza térmica y la fuerza centrífuga debida al movimiento poloidal del plasma dentro de la cuerda de flujo. El modelo no incluye una expresión explícita de la fuerza debido al arrastre por la interacción de la ECM con el viento solar, ya que su efecto es incorporado al utilizar las mediciones cinemáticas realizadas en la corona. Además de las fuerzas, utilizando el modelo FRIS podemos estimar las propiedades termodinámicas de la ECM como el índice politrópico (más detalles en MW18).

3. Análisis dinámico y termodinámico

Como el modelo FRIS considera que la masa permanece constante, estimamos la masa de la ECM a partir de imágenes de luz blanca para evaluar la validez de esta suposición. El cálculo de masa se realizó mediante el método descripto en Vourlidas et al. (2010). Los valores obtenidos se muestran en el panel superior de la Fig. 3 y son ajustados con la función propuesta por Bein et al. (2013) (línea roja) y luego corregidos por el efecto del ocultador del coronógrafo (línea azul). Observamos que hay un incremento de la masa durante la propagación de la ECM. Para calcular la densidad de electrones también fue necesario estimar el volumen de la ECM, mediante el método de Holzknecht et al. (2018). En el panel inferior de la Fig. 3 se muestra la densidad calculada a partir de los datos experimentales (rojo) y la estimación obtenida por el modelo FRIS (azul). Nótese que estos están dados en función de constantes desconocidas/arbitrarias que surgen al resolver las integrales para las diferentes fuerzas (más detalle en MW18).



Figura 4: Índice politrópico, obtenido a partir del modelo FRIS utilizando los perfiles cinemáticos de la Figura 2.

En la Fig. 4 se grafica el índice politrópico que surge del modelo FRIS, a partir de los ajustes en la Fig. 2 como parámetros de entrada. En los tres casos se ven perfiles con comportamiento similar y tendiendo al mismo valor luego de $\sim 10 \text{ R}_{\odot}$. También se analizan las fuerzas que actúan durante la expansión y propagación de la ECM. La variación de la razón de la fuerza de Lorentz (f_{em}) y la fuerza térmica (f_{th}) vs. la distancia heliocéntrica se muestra en el panel superior de la Fig. 5. La fuerza de Lorentz domina a la fuerza térmica y a medida que la ECM se propaga, esta razón va tendiendo a 1. En el panel central de la Fig. 5 también se ve que la fuerza de Lorentz domina sobre la fuerza centrífuga (f_n) en todo el rango de distancias. Comparando ambas figuras es también notorio que la razón entre las fuerzas f_{em}/f_{th} es mucho mayor que la razón f_{em}/f_p y que las deducciones obtenidas son independientes del ajuste utilizado. Analizando el panel inferior de la Fig. 5, podemos ver que la fuerza de Lorentz posee signo negativo lo que indica que se opone a la expansión, mientras que las fuerzas térmica y centrífuga poseen signos positivos contribuyendo a la expansión de la ECM.

4. Discusión y conclusiones

Con los datos mostrados en la Fig. 2 se aplicó el modelo FRIS, que permitió describir propiedades internas y termodinámicas de la ECM a alturas mayores a ~ 4 R_☉ y hasta 15 R_☉. El comportamiento del modelo FRIS no ha sido estudiado anteriormente comparando diferentes ajustes para los perfiles cinemáticos. Encontramos que los resultados son sensibles a la elección de los perfiles de velocidad y aceleración utilizados. Si bien no es posible elegir uno de estos ajustes como el mejor, evaluar distintas funciones analíticas permite acotar los rangos entre los que varían las cantidades estimadas.

En este trabajo analizamos la variación del índice politrópico y las fuerzas. En la Fig. 4 puede verse que el índice politrópico disminuye rápidamente entre 5 y 10 R_{\odot}, mostrando la mayor variación en el caso del ajuste cuadrático. Sin embargo, independientemente de los varios ajustes realizados, el valor del índice politrópico es cercano a 1 a distancias mayores a 10 R_{\odot}, lo que sugiere que estaríamos ante un proceso isotérmico. Valores similares fueron reportados por Liu et al. (2006), a partir de mediciones *in situ*. Al evaluar la contribución



Figura 5: Resultados del modelo FRIS. *Superior:* razón entre el valor absoluto de las fuerzas de Lorentz y térmica vs. altura. *Centro:* razón entre el valor absoluto de las fuerzas de Lorentz y centrífuga. *Inferior:* Valores relativos de las fuerzas

de las diferentes fuerzas, encontramos un límite superior para f_{em}/f_{th} al considerar aceleración constante (ajuste cuadrático) y un límite inferior cuando la aceleración se supone variable en el tiempo a partir del ajuste exponencial. Lo opuesto ocurre para el caso de f_{em}/f_p .

A futuro, esperamos mejorar el modelo FRIS, intentando determinar las constantes desconocidas para obtener valores absolutos que nos permitan realizar extrapolaciones teóricas a 1 UA, para comparar los resultados obtenidos en la corona con los medidos por instrumentos *in situ*. Asimismo, se contemplará modificar las ecuaciones para incluir cambios en la masa y densidad.

Agradecimientos: LDL es becario doctoral y HC miembro de la CIC de CONICET. Los autores agradecen: a la AAA y editores de su boletín, al árbitro/a por sus constructivos comentarios, y al proyecto UTI4915TC (UTN). Los autores reconocen el uso de datos de STEREO (NASA), SOHO (ESA–NASA) y Wind (NASA).

Referencias

obtenidas.

Bein B.M., et al., 2013, ApJ, 768, 31
Holzknecht L., et al., 2018, CEAB, 42, 3
Liu Y., et al., 2006, JGR, 111, A12S03
Mishra W., Wang Y., 2018, ApJ, 865, 50
Thernisien A., 2011, ApJS, 194, 33
Vourlidas A., et al., 2010, ApJ, 722, 1522

Estudio del tiempo de vida de los grupos de manchas solares registrados por SOON

L. Leuzzi^{1,2}, C. Francile^{1,3} & L.A. Balmaceda^{4,5}

¹ Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina

⁴ George Mason University, EE.UU.

⁵ Goddard Space Flight Center, National Aeronautics and Space Administration, EE.UU.

Contacto / leuzzi@unsj-cuim.edu.ar

Resumen / Las manchas solares son estructuras que emergen en escalas de tiempos de horas a días y pueden llegar a durar de días a semanas. Debido a la rotación solar, no siempre es posible tener un registro completo del tiempo de vida de los grupos de manchas con observaciones desde Tierra. Esto dificulta obtener los tiempos de vida característicos que son imprescindibles en modelos de transporte de flujo magnético o modelos de dínamo solar. Por ello hacemos uso de la función Kaplan-Meier (K-M) que es una técnica estadística aplicable cuando la muestra a analizar incluye observaciones o mediciones incompletas debido a la naturaleza misma de los datos. En este trabajo presentamos los primeros resultados obtenidos al analizar los datos provistos por los distintos observatorios de la red SOON (*Solar Observing Optical Network*) que abarca el periodo comprendido de 1982 a 2016.

Abstract / Sunspots are structures that emerge on time scales from hours to days and can last from days to weeks. Due to the solar rotation, it is not always possible to have a complete record of the lifetime of the sunspot groups with observations from Earth. This impedes to correctly characterize the lifetime of sunspots groups, which are essential parameters in magnetic flux transport or solar dynamo models. For this reason we use the Kaplan-Meier function, which is a statistical technique applicable when a portion of the data or observations is not detectable. In this paper we present the first results obtained by analyzing the data provided by the different observatories of SOON (*Solar Observing Optical Network*) that covers the period from 1982 to 2016.

Keywords / Sun: sunspots — Sun: activity — methods: data analysis — methods: statistical

1. Introducción

El estudio de las propiedades temporales de las manchas solares tales como el tiempo de decaimiento, tiempo de vida y el tamaño máximo que alcanzan, entre otras, se encuentra afectado por la corta duración de las mismas y por la rotación solar con periodos diferenciales según la latitud en que se encuentren. A esto se suman las incertidumbres de observaciones cercanas al limbo solar debido a los efectos de proyección y oscurecimiento al limbo.

Todo esto hace dificultoso tanto la determinación precisa de los valores característicos como el seguimiento continuo de estas propiedades en periodos de tiempo extendidos. En particular, en el estudio de la duración o tiempos de vida de los grupos de manchas solares el valor obtenido es frecuentemente un valor inferior al tiempo de vida real. Por esta razón, se considera que estas mediciones poseen una censura por la izquierda (en inglés, *left-censored*).

Para subsanar este problema, generalmente los trabajos se concentran en subconjuntos de las muestras que poseen solo mediciones completas, lo que causa que se cuente con una muestra pequeña y sesgada de la población. Por ejemplo, en estudios de tiempos de vida de grupos de manchas utilizando datos de Royal Greenwich Observatory, se analizaron los grupos de manchas observados entre longitudes $\pm 73^{\circ}$ del meridiano central (Ringnes, 1964), o entre $\pm 60^{\circ}$ (Henwood et al., 2010), lo que causa que las muestras analizadas fueran sesgadas y tuvieran bias, dificultando la comparación con muestras de otros observatorios o diferentes ciclos solares.

Por este motivo para describir a la población con una función de distribución apropiada es necesario utilizar un estimador que permita atenuar el inconveniente de no poseer muestras completas de los observatorios que abarquen el mismo periodo de tiempo.

Este es el caso del operador Kaplan-Meier (K-M) que tiene en cuenta la censura de los datos y provee una reconstrucción del tipo máxima probabilidad de la función de distribución real cuando ésta última presenta limitaciones.

En este trabajo se aplica el operador K-M para caracterizar la función de distribución de los tiempos de vida de grupos de manchas solares a partir de los datos de la red SOON (*Solar Observing Optical Network*), particularmente al caso *left-censored* con nivel de censura en longitudes heliográficas $\pm 70^{\circ}$. El objetivo es determinar los valores característicos de los tiempos de vida para diferentes ciclos solares.

2. Metodología

En este trabajo se analizan los tiempos de vida de los grupos de manchas registradas por la red de telescopios SOON, la cual está constituida por 5 telescopios solares. Los datos registrados por los observatorios pertenecientes a la red SOON son de acceso público^{*}.

De estos datos se seleccionaron los tiempos de observación iniciales y finales para cada uno de los grupos de manchas observados, conjuntamente con su número de grupo designado por NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) y su longitud heliocéntrica. El periodo de tiempo analizado es desde 1982 hasta 2016, abarcando los ciclos solares 21, 22, 23 y 24, haciendo un total de 8 350 grupos analizados con una cantidad de observaciones de entre 2 y 102 para cada grupo de manchas.

Para la estimación del tiempo de vida de las manchas solares se consideraron los primeros y últimos instantes de observación de cada grupo, realizando el cálculo de la diferencia de tiempos en fracciones de día Juliano.

A los efectos de cuantificar la cantidad de grupos de manchas que revisten en la categoría de censuradas en cuanto a sus tiempos de vida, se realizó una clasificación de las mismas según el primer y ultimo instante de observación reportados en los datos, que pueden o no corresponder a los instantes verdaderos de nacimiento y desaparición. Se consideraron diferentes categorías a saber:

- Categoría 1, cuando el grupo de manchas nace en el hemisferio no visible, $(|long| > 70^{\circ})$ y decae o desaparece en el hemisferio visible $(long < 70^{\circ})$.
- Categoría 2, cuando el grupo de manchas nace en el hemisferio visible ($|long| < 70^{\circ}$) y decae o desaparece en el hemisferio no visible, ($|long| > 70^{\circ}$).
- Categoría 3, cuando los grupos nacen y desaparecen en el hemisferio no visible, $(|long| > 70^{\circ} \text{ en todos los casos})$.
- Categoría 4, cuando los grupos de manchas nacen y desaparecen en el hemisferio visible, $(|long| < 70^{\circ} \text{ en todos los casos})$.

Los grupos de manchas en la Categoría 4 son aquellos que cuentan con observaciones completas y por lo tanto se conoce el tiempo de vida preciso/exacto. Las categorías restantes corresponden a grupos para los cuales el tiempo de vida calculado es siempre menor al valor real y por lo tanto son observaciones censuradas por la izquierda. El resultado de esta clasificación se puede apreciar en la Figura 1.

A continuación, a estos tiempos de vida se les aplica el operador K-M para obtener las funciones del tiempo de vida, con nivel de censura en longitudes $\pm 70^{\circ}$.

Para generar la probabilidad estimada para la muestra de datos que son inherentemente censurados, utilizamos el operador Kaplan-Meier (Feigelson & Nelson, 1985).



Figura 1: Histograma de Clasificación

En K-M, la distribución de probabilidad acumulada para la observación k-ésima, $K(L_k)$ se define como:

$$K(L_k) = 1 - \prod_{i=1}^{k-1} \left(1 - d_i/n_i\right)^{\delta_i},$$
(1)

donde d_i es el número de observaciones del límite inferior L_i , y n_i es el número de observaciones igual o mayor a L_i . δ_i es igual a 1 para una observación y cero para un valor por debajo del límite.

3. Resultados

Al analizar la Figura 1, se observa una marcada prevalencia de la Categoría 4 con un porcentaje de 38.26% frente a las otras categorías que poseen porcentajes similares entre sí, siendo para la Categoría 1, 19.71\%, para la 2, 20.43\% y para la 3, 21.59\%.

Es decir, un 62% de las mediciones del tiempo de vida corresponden a datos censurados.

El resultado de la estimación de los tiempos de vida utilizando el operador K-M se puede observar en los *Paneles* de la Figura 2, donde se muestran las gráficas obtenidas para cada uno de los ciclos solares considerados. Como ordenadas se tiene la probabilidad establecida por el operador K-M y como abscisas el tiempo de vida de los grupos de manchas.

En la Tabla 1 se resumen los resultados estadísticos al analizar los diferentes ciclos solares. Se muestra el número total de observaciones, el número de grupos con observaciones completas del tiempo de vida, el tiempo de vida característico representado por la mediana del conjunto de datos, con el correspondiente intervalo de confianza del 95 % (IC).

Tabla 1: Tiempos de vida característicos para los diferentes ciclos solares analizados.

Ciclo	N^{o}	N^o de	Mediana del	IC
	de obs	eventos completos	tiempo de vida [días]	95%
21	1047	444	14.5	[11.5, 32.1]
22	2958	1097	21.5	[17.2, 70.4]
23	2772	1049	14.9	[14.4, 35.4]
24	1571	605	19.9	[12.5, 32.3]

^{*}https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/ solar-data/solar-features/sunspot-regions/usaf_ mwl/



Figura 2: Operador K-M aplicado a los ciclos 21, 22, 23 y 24. La línea recta de trazo vertical indica el valor de la mediana del tiempo de vida y la línea horizontal su correspondiente valor del estimador K-M. En el caso de los ciclos 22 y 24 existen valores de tiempos de vida mayores a 100 días, no incluidos en el gráfico.

4. Conclusión

En este trabajo se presentan los primeros resultados del análisis de la función de distribución de los tiempos de vida de grupos de manchas solares de la red SOON aplicando análisis estadístico de supervivencia mediante el operador K-M. Para dicho análisis se utilizaron todos los datos de las manchas solares disponibles, incluidos aquellos que tienen censura debido a que no se conoce el instante verdadero de nacimiento/desaparición de las mismas y que representan aproximadamente un 62% de la muestra. Estos resultados indican una mayor probabilidad de encontrar grupos con tiempo de vida menor a 20 días para todos los ciclos, luego de los 20 días difieren según los ciclos. En el caso de los ciclos 21 y 23, los pocos grupos de manchas que superan los 20 días no tienen un tiempo de vida superior a los 40 días. En cambio, los ciclos 22 y 24 sí cuentan con unos pocos grupos que superan los 80 días de tiempo de vida.

Un análisis de los datos por separados para cada ciclo solar, ver Tabla 1, muestra que los ciclos 22 y 23 son los que poseen un mayor número de observaciones de grupos de manchas solares, aproximadamente el doble que el resto de los ciclos, como así también de cantidad de registros completos del tiempo de vida. Esto es debido a que los ciclos 21 y 24 están incompletos. Por otra parte, los ciclos 22 y 24 presentan valores mayores de la mediana del tiempo de vida.

Como trabajo a futuro se plantea la obtención y comparación de la función obtenida a partir del operador K-M para los diferentes observatorios SOON, como así también otras bases de datos para cubrir rangos de tiempo más extensos a los efectos de obtener una caracterización más completa de la variación de los tiempos de vida de los grupos de manchas solares para diferentes ciclos solares.

Agradecimientos: L.L. es becario postdoctoral CONICET. Este trabajo fue parcialmente financiado por CICITCA UNSJ 21/E1149.

Referencias

Feigelson E.D., Nelson P.I., 1985, ApJ, 293, 192

- Henwood R., Chapman S.C., Willis D.M., 2010, Solar Phys., 262, 299
- Ringnes T.S., 1964, Astrophysica Norvegica, 9, 95

Hydrodynamic modeling of tomographically reconstructed coronal loops

C. Mac Cormack^{1,2}, M. López Fuentes¹, C.H. Mandrini¹, D.G. Lloveras¹ & A.M. Vásquez^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

Contact / cmaccormack@iafe.uba.ar

Resumen / La estructura de la corona solar se encuentra determinada por la presencia del campo magnético que le da forma a los arcos observados. En épocas de mínimo de actividad solar o en zonas de la corona tranquila (fuera de las regiones activas), las inhomogeneidades en densidad y temperatura entre los arcos y su entorno son relativamente bajas, haciendo que no sean fácilmente distinguibles en imágenes EUV. Utilizando tomografía de medida de emisión diferencial, combinada con modelos potenciales globales del campo magnético coronal, es posible caracterizar parámetros físicos del plasma a lo largo de arcos construidos a partir de líneas de campo obtenidas con el modelo. En este trabajo se utilizó una reconstrucción tomográfica de la rotación de Carrington 2082, para analizar estadísticamente las propiedades termodinámicas de los arcos coronales. Estos resultados se comparan con el modelo 1D, Hydrodynamics and Radiation Code (HYDRAD), para regímenes de calentamiento constante o impulsivo.

Abstract / The solar corona is structured by the magnetic field in the form of loops or flux tubes. During periods of minimum solar activity or in the quiescent corona (outside active regions), density and temperature inhomogeneities between loops and their surroundings are relatively low, making them not easily distinguishable in EUV images. Using differential emission measure tomography, combined with a global potential model of the coronal magnetic field, it is possible to characterize the physical parameters of the plasma along loops built from field lines obtained with the magnetic model. In this work, we use a tomographic reconstruction of the Carrington rotation 2082 to analyze statistically the thermodynamic properties of coronal loops. These results are compared with the 1D model, Hydrodynamics and Radiation Code (HYDRAD), for constant or impulsive heating regimes.

Keywords / Sun: corona — Sun: magnetic fields — Sun: UV radiation

1. Introduction

Over the years, the coronal heating problem has been one of the most intriguing questions of solar physics. The main challenge is yet to determine the actual mechanism that provides the heating that compensates the observed energy loses and maintains the coronal plasma at its typical million-degree temperatures. Most efforts to solve this problem relied on the comparison of observations with the predictions of different proposed theoretical models. Because of its high conductivity and low β , the coronal plasma is confined to move along magnetic field lines forming observationally distinguishable loops. Many theoretical models focus on reproducing loop temperature and density profiles, in order to understand how, when and where along the loops the energy is deposited and released. Comparing different modeled heating scenarios with coronal observations helps to determine what is the actual heating regime present in the corona (Priest et al., 2000; Bradshaw & Cargill, 2013). During magnetic activity minima and outside active regions, the homogeneity of the solar corona makes it difficult to identify individual magnetic loops and associated plasma properties. Several previous works have focused on differential emission measure (DEM) methods to estimate physical parameters of the quiescent corona (Hahn

& Savin, 2014; Morgan & Pickering, 2019). In this work we reconstruct the three-dimensional distribution of the coronal plasma properties using the DEM tomography (DEMT) technique developed by Frazin et al. (2009) and improved in further works (Vásquez, 2015; Nuevo et al., 2013; Lloveras et al., 2017; Mac Cormack et al., 2017). We combine DEMT results with magnetic field extrapolations obtained using a potential field source surface model (PFSS, Tóth et al. (2011)) to trace the thermal parameters along reconstructed coronal loops. We construct statistically representative loops for different length ranges and compare them with plasma profiles obtained using the 1D model, Hydrodynamics and Radiation Code (HYDRAD, Bradshaw & Cargill (2013)) assuming different heating regimes. We describe the technique and the model in Sec. 2 and 3, we present the results in Sec. 5 and conclude in Sec. 6.

2. DEMT model

Using series of EUV images taken along a full solar rotation, the DEMT technique provides a global distribution of coronal density and temperature. The procedure maps the corona into a spherical grid from 1.025 to $1.225 R_{\odot}$. On each voxel, the plasma emissivity is computed and the local differential emission measure

(LDEM) is determined using a Gaussian parameterization (Frazin et al., 2009). Computing the zeroth, first and second moments of the Gaussian function we obtain the density squared N^2 , the mean temperature T_m , and the temperature distribution width W_T on each voxel, respectively. The magnetic field is extrapolated using a potential model (PFSS, Tóth et al. (2011)) taking a synoptic magnetogram as a boundary condition. By combining the DEMT results with magnetic field lines integrated from the model, we obtain the plasma properties along the lines. We apply the procedure to Carrington rotation (CR) 2082, during the solar activity minimum between Solar Cycles 23 and 24. We use data from the Extreme UltraViolet Imager (EUVI, Wuelser et al. (2004)) telescope on board the Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) mission. We use three EUV channels (171, 195, and 284 Å), which have maximum sensitivity temperatures in the range 1.0–2.15^{MK} (see Table 1 in Nuevo et al. (2015)).

3. HYDRAD model

HYDRAD solves the 1D hydrodynamic equations for a symmetrical semicircular loop with an adaptive grid spanning the range [1.17, 4800] km. To solve the equations, the code assumes a variable gravitational acceleration along the field-aligned coordinate (q_{\parallel}) . The conductive flux is computed using the Spitzer formula $F_c(s) =$ $-\kappa T(s)^{5/2} \frac{dT}{ds}(s)$, where $\kappa = 9.2 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ is the Spitzer conductivity. The code provides different options to compute the radiation losses. In this work we use a polynomial fitting of the radiative loss function included in the code. Our main input parameter is the loop length. As boundary conditions we set the chromospheric depth in 5 Mm and the temperature and density at the interface between the chromosphere and the transition region around 20000 K and 10^{10} cm⁻³, respectively (Vernazza et al., 1981). We vary the heating regime of the modeled loops using three main scenarios: constant and uniform heating along the loop, constant and localized heating, and uniform impulsive events. For a detailed description of the model we refer the reader to Bradshaw & Cargill (2013).

4. Methodology and loop selection

The DEMT+PFSS reconstruction provides the density and temperature profiles of a large number of magnetic loops. Here, we selected only closed loops whose apexes are within the tomographic limits, resulting in a set of loops with lengths between 150 and 800 Mm. Since we are mainly interested in the mean thermal structure of the loops from base to top and, furthermore, the reconstructed loop properties are averages along a full solar rotation, we split the loops at the top and consider each leg separately, doubling the statistics. The loop legs are then grouped in 10 bins according to length, with each bin containing the same number of loops (~1600). A "typical" loop leg profile is constructed for each length bin, by averaging the densities and temperatures of the loops in the bin at 10 selected positions along the loops.

Thus, we had for each length bin, a "typical" leg represented by 10 points of average position, density and temperature. The respective errors at each point are obtained by taking the standard deviations of each averaged segment. In this work, we compare the "typical" DEMT loop for the 288 Mm bin with the mean profiles obtained with HYDRAD for the same loop length. We performed the comparison for the three heating regimes described in Sec. 3. To obtain a uniform heating we select different values of the chromospheric temperature and density. The code automatically computes the background heating needed to keep the loop in equilibrium. The ranges of chromospheric temperature used as initial conditions vary between 1.6×10^4 and 2.4×10^4 K. Chromospheric density values are between 5×10^9 and 3×10^{10} cm⁻³. Thus, heating rates vary between 5×10^{-6} and 2×10^{-5} erg cm⁻³ s⁻¹. For the second, localized heating regime, we select 4 different peak heating locations along the loop at: 5, 50, 100, and 140 Mm. For each of these values, we use 5 different spatial scales (the distance for which the heating linearly falls to zero at both sides of the peak): 5, 10, 30, 50, and 90 Mm. For the peak heating rate we used 5×10^{-5} , 1×10^{-4} and $5 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. For the uniform impulsive heating, we used events consisting in triangular functions of time with durations of 50, 100, 200, 300, and 400 s and peak heating rate values of 1×10^{-4} , 5×10^{-4} and $1 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. All the above values are chosen so that the modeled profile averages are near the range of the DEMT results.

5. Results

In order to quantitatively compare the DEMT and the model, we define a mean relative error parameter $E_m = \langle \frac{|\mathbf{X}\mathbf{H}_i - \mathbf{X}\mathbf{D}_i|}{|\mathbf{X}\mathbf{D}_i|} \rangle$, where the *i* index represents the same position in the DEMT and the HYDRAD loop and XD(XH) is the corresponding DEMT(HYDRAD) density or temperature. For each heating regime, we obtain the combinations of model parameters that best reproduce the DEMT results, by minimizing E_m . For the uniform heating regime, we found 6 results that present the smallest errors: $\sim 0.12 - 0.15$ for density and $\sim 0.20 - 0.33$ for temperature. These profiles are obtained with a background heating flux of $\sim 5 \times 10^5 \,\mathrm{erg}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. For the localized heating regime, the best results are obtained with the heating located at 5 Mm and spatial scales of 10 - 30 Mm. The errors are between 0.12 - 0.26 for density and 0.08 - 0.12for temperature. The resulting heating fluxes varied between $\sim 1 \times 10^3$ and $\sim 1.5 \times 10^3$ erg cm⁻² s⁻¹. Finally, for impulsive heating regime, we obtain errors between 0.10 - 0.18 for density and 0.11 - 0.21 for temperature, for a heating rate of 1×10^{-3} erg cm⁻³ s⁻¹ and durations of 200 - 300 s.

Figure 1 shows the average profiles obtained with HYDRAD for each heating regime. These profiles correspond to the results with the smaller E_m errors. For uniform heating, the average profiles coincide with the initial ones because the heating is uniform and constant in time. For localized heating, we average the profiles along times at which the density and temperature have

Mac Cormack et al.



Figure 1: Density and temperature profiles obtained with the DEMT technique (green and red dots, respectively) and the HYDRAD model (solid lines) for the typical 288 Mm loop. *Top panels:* show the loop modeled with HYDRAD that best approximates the DEMT results on each heating regime: uniform, localized and by impulsive events. *Bottom panels:* show a zoom of the colored area in the top panels. The green (red) solid line corresponds to the average temperature (density) curve obtained from the modeled profiles that better approximate the DEMT results. Segments accompanying the DEMT data points correspond to the standard deviations within the averaged bins.

reached stability. For impulsive events, we average the evolution of the profiles for times at which the temperature is within the telescope sensitivity range. The density profile of the DEMT reconstructed loops decreases exponentially, as expected, and temperatures present very small variations, which imply that the loops are nearly isothermal. This is the case for all the typical loops of the ten selected bins. For the HYDRAD results, we find a more pronounced decrease in the density profile. Although this could be a consequence of the method chosen to compute the radiation losses, it is worth noting also that the DEMT only includes plasma emitting at the temperature range of EUVI thermal response. If this is so and the DEMT underestimates the real loop density, this could be reflected in the comparison with the obtained HYDRAD profiles, particularly at the coronal base. While the mean DEMT density can be reproduced relatively well in the three modeled regimes (except for the data closest to the base), the temperature is more sensitive to the variation of the heating mechanism. We observe that the best fitting density and temperature profiles are found with the localized heating at the loop base.

6. Conclusion

Using the DEMT + PFSS technique, we obtain 10 typical loops of the quiescent corona which are isothermal and present exponentially decreasing density profiles. Using HYDRAD with different heating regimes we model density and temperature profiles for a typical loop of 288 Mm. A quantitative comparison between the profiles obtained with the DEMT and HYDRAD show a good consistency for the density, with differences of the order of 20% for all the heating mechanisms. For temperature, the closer approximation between the model and the DEMT is found with localized heating at the base of the loop and with heating by impulsive events, obtaining in both cases differences of the order of 10%. Our next step is to combine these two regimes, in search for a set of parameters that provides the best fitting in temperature and density simultaneously.

References

- Bradshaw S.J., Cargill P.J., 2013, ApJ, 770, 12
- Frazin R.A., Vásquez A.M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
- Hahn M., Savin D.W., 2014, AGU Fall Meeting Abstracts, vol. 2014, SH13C-4134
- Lloveras D.G., et al., 2017, Solar Phys., 292, 153
- Mac Cormack C., et al., 2017, ApJ, 843, 70
- Morgan H., Pickering J., 2019, Solar Phys., 294, 135
- Nuevo F.A., et al., 2013, ApJ, 773, 9
- Nuevo F.A., et al., 2015, ApJ, 811, 128
- Priest E.R., et al., 2000, ApJ, 539, 1002
- Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, ApJ, 732, 102
- Vásquez A.M., 2015, Adv. Space Res., in press, doi:10.1016/j.asr.2015.05.047
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., 1981, ApJS, 45, 635
 Wuelser J.P., et al., 2004, EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager



Ondas de radio kilométricas de tipo II generadas por ECMs: relación con estructuras interplanetarias y grado de geoefectividad

F. Manini^{1,2,3}, H.Cremades^{1,3} & F.M. López^{4,5}

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

³ CEDS, Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

⁴ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

⁵ Centro de Radioastronomía e Astrofísica Mackenzie, Brasil

Contacto / francoamaninig@gmail.com

Resumen / Se analizaron espectros dinámicos del receptor WAVES/TNR (*Thermal Noise Receiver*) a bordo de la misión espacial Wind entre el 01/01/2000 y el 31/12/2012, en búsqueda de eventos de radio de tipo II kilométricos (kmTII). Se construyó una base de datos que interrelaciona las características de emisiones de radio de baja frecuencia con estructuras interplanetarias detectadas *in situ* potencialmente asociadas a dichas emisiones de radio. Se encontraron un total de 105 eventos, de los cuales 32 no se encuentran catalogados en la lista de eventos de tipo II de Wind/WAVES . Además, 46 eventos se asociaron con detecciones *in situ* de eyecciones coronales de masa interplanetarias (ECMIs), con 36 de éstos presentando características de nube magnética (NM). Para 74 eventos se obtuvieron los valores del índice Dst (*Disturbance Storm Time*, por sus siglas en inglés) correspondiente, a fin de estudiar la geoefectividad de eventos con una ECMI o NM asociada. Para este grupo de estructuras interplanetarias asociadas a kmTII, se encontró que aquellos responsables de las tormentas geomagnéticas más intensas ocurrieron cerca del máximo de actividad solar. Por otro lado, se encontró que las mayores tormentas pueden ser atribuidas a ECMIs con características de NM. Mientras que los eventos de sólo ondas de choque, y ECMIs sin características de NM, se asociaron a tormentas de menor intensidad.

Abstract / We analyzed dynamic spectra from the WAVES/TNR (*Thermal Noise Receiver*) detector onboard the Wind mission, between 01/01/2000 and 12/31/2012 to search for Type II kilometric events (kmTII). A data base was built in which we correlate the low-frequency radio emissions with interplanetary structures detected *in situ* potencially associated with these radio emissions. A total of 105 events was found, 32 of which are not catalogued in the type II Wind/WAVES list of events. Moreover, 46 events were associated with *in situ* detections of interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), 36 of which presented magnetic cloud (MC) characteristics. For 74 events, the Disturbance Storm Time (Dst) value was obtained to study the geoeffectiveness of these events with an associated ICME or MC. For this set of interplanetary structures associated to kmTII, we found that those behind the most intense geomagnetic storms happened close to the solar activity maximum. We also find that some of the greatest storms can be attributed to ICMEs with MC characteristics. The shock-only events and the ICMEs without MC characteristics were associated with less powerful storms.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — solar-terrestrial relations — shock waves

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa (ECMs) son grandes erupciones de plasma caliente y energético combinado con campos magnéticos, que el Sol libera al espacio en periodos cortos de tiempo. Cuando se detectan *in situ* en el medio interplanetario, se llaman eyecciones coronales de masa interplanetarias (ECMIs). Éstas tienen una alta relevancia para la meteorología espacial. En particular, una ECMI viajando hacia la Tierra puede afectar significativamente el entorno de nuestro planeta, generando tormentas geomagnéticas y acarreando una serie de efectos indeseables para la sociedad.

Algunas ECMs, usualmente las más rápidas, están acompañadas de una onda de choque magnetohidrodinámica que viaja por delante del frente de la ECM. Durante su propagación, la onda de choque excita electrones del medio interplanetario, los cuales emiten radiación en radio de tipo II a la frecuencia local del plasma (Reiner et al., 1997; Bale et al., 1999). Esta emisión comienza a frecuencias de aproximadamente 400 MHz (longitudes de onda métricas) cerca del Sol, hasta llegar a frecuencias de 300-30 kHz (longitudes de onda kilométricas) para distancias heliocéntricas comprendidas en el rango de 20 a 170 radios solares.

En este trabajo nos basamos en la estrecha relación entre las emisiones de tipo II de baja frecuencia (kmTII de aquí en adelante) y las ondas de choque generadas por ECMs, para averiguar cómo afectan las características de estructuras interplanetarias asociadas. Además, exploramos la geoefectivdad de las estructuras magnéticas asociadas a los eventos kmTII analizados.



Figura 1: Histograma correspondiente a la totalidad de eventos detectados en este trabajo, por año.

2. Metodología y datos

Para registrar los eventos km TII detectados en el rango de frecuencias del detector TNR, se realizó una inspección visual cuidados a de los más de 4700 espectros dinámicos de TNR (provistos en el sitio oficial del instrumento Wind/WAVES), uno para cada día correspondiente al periodo de estudio. En particular se buscaron eventos que no hubieran sido reportados por el catálogo de emisiones de TII de la misión Wind/WAVES.

Para cada evento identificado se registró fecha y hora de comienzo y fin del evento, así como también el rango en frecuencia en que fue observado. Luego se examinó el catálogo de emisiones de TII métricas a decamétricas de Wind/WAVES para comprobar si algún evento se correspondía al evento kmTII identificado en TNR. El criterio para determinar si ambas emisiones de tipo II estaban asociadas entre sí, implicó que los rangos de frecuencia de ambas emisiones fueran compatibles. Es decir, el límite superior o inferior de la frecuencia catalogada dada en la lista oficial de Wind/WAVES debía ser menor a 256 kHz (límite superior de TNR). Además, se requirió que hubiera concordancia temporal entre la ocurrencia del registro oficial de la lista de Wind/WAVES y del kmTII identificado en TNR . El resultado final fue la identificación de 105 eventos de radio de baja frecuencia para su análisis.

Emisiones kilométricas y sus contrapartes in situ

La Figura 1 muestra la frecuencia anual de eventos km-TII durante el periodo de estudio. Las columnas naranjas corresponden a la totalidad de eventos por año, en tanto que las verdes son los eventos con onda de choque asociada. El histograma está en concordancia con el ciclo solar. Durante el máximo del ciclo 23 y la fase ascendente del 24, se observa el máximo número de eventos kmTII. El pico del ciclo 23 se condice con el máximo número de eventos detectados en un mismo año (25 eventos). Se distingue además un pico de eventos kmTII en el año 2005, que se corresponde con la fase decreciente del ciclo solar 23. Esto indica que durante la etapa de descenso de actividad del ciclo solar 23, se mantuvo un número elevado de eventos capaces de emitir radiación



Figura 2: ECMIs detectadas por año, según CR en azul, TNC en rojo y este trabajo en amarillo. El número anual de eventos está normalizado respecto del valor máximo de cada serie.

kmTII. Este pico en la frecuencia de eventos interplanetarios durante la fase decreciente del ciclo solar 23, en contraposición con la disminución de manchas solares, está de acuerdo con la cantidad persistente de ECMs detectadas durante el año 2005 (Wang & Colaninno, 2014; Lamy et al., 2019).

Tabla 1: Cantidad porcentual de eventos para los casos analizados. Se muestran las diferentes clasificaciones consideradas y se comparan con los valores correspondientes los eventos también reportados en la lista oficial de *Wind/WAVES*.

	Este trabajo	Lista $Wind/WAVES$
KmTII	100	100
Con choque	57,1	52,1
Sin choque	42,9	47,9
ECMI	$43,\!8$	50,7
NM	34,3	34,2
Choque + ECMI	28,6	26
Choque + NM	21,9	19,2

Teniendo en cuenta la metodología adoptada en este trabajo, se encontraron 105 eventos con emisión kmTII. Es importante remarcar que 32 de los eventos hallados (30%) no habían sido previamente catalogados en la página oficial de Wind/WAVES, donde no se tiene en cuenta al receptor TNR para la detección de eventos. Del total de casos analizados, 60 presentaron onda de choque asociada, esto es un 57%. Sin embargo, resulta llamativo el hecho de que 45 eventos con emisión km-TII no pudieron ser asociados a una onda de choque. La proporción de eventos con ondas de choque sin embargo, aproximadamente se mantiene: 60/105 (57%) vs. 38/73(52%). De la misma manera, se mantienen las relaciones entre cantidad de eventos con ECMIs y NMs, con y sin ondas de choque. La búsqueda realizada en catálogos de ECMIs de Cane & Richardson (2003) y Nieves-Chinchilla et al. (2018) (abreviados respectivamente CR y TNC de aquí en adelante) permitió asociar 46 de estos 105 kmTII a ECMIs. Esto implicó que al menos uno de estos dos catálogos incluyó una ECMI candidata a estar asociada con la emisión de radio. De ellos, CR registró



Figura 3: Distribución del índice Dst para los casos que se pudo identificar, en función del tiempo. Los colores indican las distintas estructuras asociadas a los kmTII.

41 ECMIs potencialmente asociadas a las 105 emisiones de radio, mientras que TNC detectó 30; con 25 casos comunes a ambos catálogos. De las 46 ECMIs asociadas a los eventos de radio, 36 fueron catalogadas además como conteniendo características de nubes magnéticas, según las clasificaciones (1) y (2) de CR y/o (F) y (C) de TNC. Todos estos resultados se resumen en la Tabla 1. En la Figura 2 se comparan los eventos de ECMIs por año catalogados por RC, TNC y por este estudio, en función del tiempo. Los eventos de ECMI, NM y kmTII registrados por los diferentes trabajos exhiben variación similar con el tiempo.

Para analizar la geoefectividad de los eventos estudiados, se estimó el valor del índice Dst para aquellos eventos asociados a ECMIs y a ondas de choque sin EC-MI. Estos valores son graficados en función del tiempo en la Figura 3, con los valores más negativos del DsT correspondiendo a una tormenta geomagnética de mayor intensidad. De la Figura 3 se observa que los menores valores de Dst ocurrieron durante los máximos de ambos ciclos solares. Además, entre los años 2004 y 2006 se encontró que hubieron varios eventos que afectaron de manera considerable la magnetósfera terrestre. Esto se corresponde con el aumento de eventos observados en la Figura 2. Dos de las tormentas más intensas, asociadas a nuestros eventos, ocurrieron en los años 2004 y 2005, es decir durante la fase decreciente del ciclo solar 23, en acuerdo con, v.q., Gonzalez et al. (2011); Szajko et al. (2013). Es notable que las mayores tormentas geomagnéticas fueron producidas por estructuras compatibles con NMs; mientras que los eventos asociados a ondas de choque únicamente o ECMIs sin característcas de NM, fueron responsables de tormentas más débiles.

4. Conclusiones

Mediante el uso de datos del instrumento TNR a bordo de la misión Wind/WAVES se detectaron 105 eventos de tipo kmTII. Los eventos analizados fueron relacionados con estructuras magnéticas interplanetarias detectadas *in situ* De los 105 eventos analizados, 46 se asociaron con detecciones *in situ* de ECMIs. De éstos, 36 casos poseen características de NM, de acuerdo a lo contrastado con los catálogos de CR y TNC. Se encontró un número de eventos kmTII relativamente alto para el año 2005. Este resultado está de acuerdo con la cantidad de eventos detectados por TNC y CR, así como con la detección de ECMs y ECMIs (*v.g.*, Wang & Colaninno, 2014; Lamy et al., 2019).

Uno de los objetivos del trabajo consistió en asociar el valor del índice de actividad geomagnética Dst para los eventos kmTII asociados a ondas de choque, NM y ECMIs. Los resultados muestran que los eventos ocurridos en el año 2005 produjeron algunas de las tormentas geomagnéticas más intensas registradas, y que las mayores tormentas pueden ser atribuidas a ECMIs con características de NM. Por otro lado, eventos de ondas de choque solamente y ECMIs sin características de NM, se asociaron a tormentas de menor intensidad.

Finalmente, el número considerable de eventos de tipo II aquí identificados que no se encuentran actualmente catalogados por la base de datos oficial de Wind/WAVES, remarca la importancia de considerar el rango de frecuencias cubierto por el instrumento TNR para el estudio de eventos kmTII.

Agradecimientos: FM es becario doctoral y HC miembro de la CIC de CONICET. Los autores agradecen el arbitraje que mejoró la calidad de este trabajo y reconocen financiamiento del proyecto UTN UTI4915TC y el uso de datos de *Wind (NASA)*.

Referencias

- Bale S.D., et al., 1999, Geophys. Res. Lett., 26, 1573
- Cane H.V., Richardson I.G., 2003, J. Geophys. Res., 108, 1156
- Gonzalez W.D., et al., 2011, SSRv, 158(1), 69
- Lamy P.L., et al., 2019, SSRv, 215, 39
- Nieves-Chinchilla T., et al., 2018, Solar Phys., 293, 27
- Reiner M.J., et al., 1997, A. Wilson (Ed.), Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace, ESA Special Publication, vol. 415, 183
- Szajko N.S., et al., 2013, Adv. Space Res., 51(10), 1842
- Wang Y.M., Colaninno R., 2014, ApJL, 784, L27

Origen de la bimodalidad de radios de los planetas Kepler desde una perspectiva de formación y evolución planetaria

O.M. Guilera 1,2,3

¹ Grupo de Astrofísica Planetaria, Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile

³ Núcleo Milenio de Formación Planetaria, Chile

Contacto / oguilera@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El estudio de la formación planetaria es uno de los tópicos principales de la astronomía moderna, especialmente desde el descubrimiento del primer exoplaneta alrededor de una estrella de tipo solar en 1995. Desde ese momento, y gracias principalmente a la misión Kepler, el número de exoplanetas descubiertos creció significativamente, y actualmente hay más de 4300 confirmados. Un análisis detallado sobre los planetas Kepler reveló que aquellos con períodos orbitales menores a 100 días presentan una distribución bimodal de tamaños, con máximos en \sim 1.3 $\rm R_{\oplus}$ y \sim 2.4 $\rm R_{\oplus}.$ Estudios más recientes basados en observaciones mejor caracterizadas confirman esta bimodalidad, con el valle de radios en el rango $\sim 1.9 \text{ R}_{\oplus}$ – 2 R_{\oplus} . El valle puede explicarse por medio de mecanismos de pérdida de masa atmosférica, como la fotoevaporación o el calor latente del núcleo. Ambos modelos son capaces de reproducir la posición correcta del valle sólo si los núcleos desnudos resultantes de la pérdida de masa son de composición rocosa. Este resultado sugiere que la mayoría de los planetas Kepler con radios entre los de la Tierra y Neptuno acretaron solamente material seco y, por lo tanto, se formaron dentro de la posición de la línea de hielo. Sin embargo, este resultado esta en contraposición con lo que obtienen los modelos de formacíon planetaria. Dichos modelos muestran que los embriones planetarios localizados inicialmente por detrás de la línea de hielo, con una composición de aproximadamente 50%rocas y 50% hielos, crecen y migran eficientemente hacia la zona interna del disco. La existencia de esta bimodalidad en la distribución de radios es actualmente una de las restricciones observacionales más importantes para comprender el origen y la composición de súper Tierras y mini Neptunos. En este artículo mostraremos cómo modelos globales de formación acoplados a modelos de evolución planetaria pueden darnos pistas sobre su origen y composición.

Abstract / The study of planet formation is one of the main topics of modern astronomy, especially since the discovery of the first exoplanet around a Solar-type star in 1995. From that moment, and thanks mainly to the Kepler mission, the number of discovered exoplanets has grown significantly and currently there are more than 4300 confirmed. A detailed analysis on the Kepler planets revealed that those with orbital periods lower than 100 days present a bimodal size distribution, with maximum values of $\sim 1.3 \ R_{\oplus}$ and $\sim 2.4 \ R_{\oplus}$. More recent studies based on better characterized observations confirm this bimodality, with the radius valley in the range of $\sim 1.9 \text{ R}_{\oplus} - 2 \text{ R}_{\oplus}$. The radius valley can be explained by means of atmospheric mass loss mechanisms, such as photoevaporation or core-powered. Both models are capable of reproducing the correct position of the valley only if the naked cores resulting from the mass loss mechanisms are rocky in composition This result suggests that the majority of the Kepler planets with radii between those of the Earth and Neptune accreted only dry material and, therefore, formed inside the iceline. However, this is in contradiction with the results obtained from planet formation models. Such models show that planetary embryos initially located beyond the iceline, with a composition of about 50% silicates and 50% ices, efficiently grow and migrate towards the inner regions of the disk. The existence of this bimodality in the radii distribution is currently one of the principal observational constraints to understand the origin and composition of super-Earths and mini-Neptunes. In this manuscript we will show how global models of planet formation coupled with models of planetary evolution can give us insights about their origin and composition.

Keywords / planets and satellites: formation — planets and satellites: composition — planets and satellites: interiors

1. Introducción

La misión espacial *Kepler* reveló que uno de los tipos más comunes de exoplanetas, en torno a estrellas en la vecindad solar, son aquellos con un radio entre el de la Tierra y el de Neptuno (Batalha et al., 2013; Petigura et al., 2013) y con períodos orbitales menores a 100 días. Estos tipos de exoplanetas no existen en nuestro Sistema Solar y, en principio, podrían ser versiones más grandes de nuestra Tierra, es decir planetas de tipo rocoso y usualmente llamados super Tierras, o versiones más pequeñas que los planetas gigantes helados (Urano y Neptuno) conocidos usualmente como mini Neptunos (ver Bean et al., 2021, para un reciente *review*).

Un segundo descubrimiento importante realizado por la misión *Kepler* fue el hallazgo de una distribución bimodal en tamaños para estos exoplanetas con períodos orbitales menores a los 100 días. Dicha distribución presenta máximos en \sim 1.3 R_\oplus y \sim 2.4 R_\oplus y un valle en \sim 2 R_\oplus (Fulton et al., 2017), siendo R_\oplus el radio de la Tierra. Es importante destacar que, originalmente, las propiedades fotométricas de las estrellas observadas por la misión Kepler poseían un error del $\sim 40\%$ en las estimaciones de los radios estelares (Brown et al., 2011). Sin embargo, análisis recientes de submuestras estelares mejor caracterizadas a partir de una combinación de espectroscopía, mejoras en las distancias estimadas utilizando la misión Gaia y modelos astrosismológicos, lograron mejorar las estimaciones de los radios estelares con errores de sólo un $\sim 5\%$ y lograron confirmar la distribución bimodal de tamaños, con máximos en $\sim 1.5~\mathrm{R}_\oplus$ y $\sim 2.7~\mathrm{R}_\oplus$ y el valle en ~ 1.9 – 2 R_\oplus (Fulton & Petigura, 2018; Van Eylen et al., 2018; Martinez et al., 2019; Petigura, 2020). Más recientemente, Berger et al. (2020) mostraron que las posiciones de los máximos y del valle de la distribución dependen de la masa estelar, y que la razón entre el número de mini Neptunos y super Tierras depende de la edad estelar.

Los trabajos mencionados, todos observacionales, muestran que la distribución bimodal de tamaños de los planetas *Kepler* con períodos menores a 100 días es un resultado robusto. En este artículo discutiremos brevemente las diferentes propuestas que explican tal distribución de tamaños desde una perspectiva de formación y evolución planetaria.

2. La propuesta evolutiva

Las estimaciones mejoradas de los radios planetarios de los planetas *Kepler* confirmaron la distribución bimodal de tamaños de los planetas de corto período. Otro resultado observacional importante es que la posición en radios a la cual se encuentra el valle de la distribución depende del período orbital, disminuyendo a mayores períodos (usualmente se dice que dicha dependencia tiene una pendiente negativa, Van Eylen et al., 2018). Este resultado esta relacionado con la irradiación estelar que reciben los planetas al estar cerca de las estrellas a las cuales orbitan; cuanto menor es el período orbital del planeta, mayor irradiación estelar recibe.

Actualmente existen dos modelos principales de pérdida de masa atmosférica capaces de reproducir el comportamiento bimodal de la distribución de tamaños. Por un lado tenemos los modelos de evolución planetaria que computan la evolución térmica del planeta una vez formado y que además incluyen la fotoevaporación debido a la estrella central (Owen & Wu, 2017; Jin & Mordasini, 2018). Los otros modelos son los que computan la evolución térmica del planeta y que incluyen además el calor latente del núcleo (Ginzburg et al., 2018; Gupta & Schlichting, 2019).

En el caso de la fotoevaporación, si un planeta formado por un núcleo rocoso y una envoltura gaseosa de H y He de muy poca masa (menor a 1% de la masa total del planeta) está expuesto a la irradiación EUV y de rayos X de la estrella central, el H y He adquieren una velocidad térmica mayor que la velocidad de escape del planeta. Este proceso desencadena un escape hidrodinámico y, en una escala de tiempo de unos cientos de millones de años o giga años, el planeta pierde



Figura 1: Esquema ilustrativo de los modelos evolutivos que explican la existencia de super Tierras y mini Neptunos. Aquellos planetas que a pesar del proceso de pérdida de masa atmosférica, ya sea por evaporación debido a la estrella central o por el calor latente en el núcleo, sean capaces de retener una pequeña fracción de sus envolturas, formarán el grupo de los mini Neptunos. Por otro lado, aquellos planetas que pierdan sus envolturas completamente formarán el grupo de las super Tierras. Figura cortesía de Julia Venturini.

toda su envoltura dejando únicamente un núcleo desnudo como remanente. Estos núcleos desnudos son los que formarían el grupo de las super Tierras y estarían ubicados cerca del primer máximo de la distribución bimodal. Owen & Wu (2017) mostraron que la escala de tiempo necesaria para perder la envoltura gaseosa debido a la fotoevaporación de la estrella central es mucho más larga si la envoltura representa $\sim 1 - 10\%$ de la masa total del planeta. Dado que la envoltura gaseosa aumenta considerablemente el radio del planeta, planetas con atmósferas más estables frente a la fotoevaporación constituirían el grupo de los mini Neptunos, y estarían ubicados cerca del segundo máximo de la distribución de tamaños. De manera análoga, en el caso de pérdida de la envoltura por el calor latente del núcleo, el calor del núcleo disipa las atmósferas de los planetas si éstas tienen menos masa que $M_{\rm atm}/M_{\rm núcleo} \sim 5\%$ (Ginzburg et al., 2018). Atmósferas con masas por encima de esta razón crítica tienden a contraerse, aumentando su energía de ligadura y haciendo que el proceso de pérdida de masa atmósferica sea más difícil. Por otro lado, las atmósferas con masa inicial por debajo del umbral se expanden, y cuanto menor es la energía de ligadura, más fácil resulta eliminar la atmósfera remanente. Es importante remarcar que se espera que ambos mecanismos ocurran simultáneamente (aunque posiblemente en escalas de tiempos distintas). Sin embargo, no existe actualmente un modelo que tenga en cuenta estos dos fenómenos al mismo tiempo. La Fig. 1 muestra un esquema ilustrativo para la formación de las super Tierras y los mini Neptunos.

Un resultado importante que comparten ambos modelos, es que para poder reproducir correctamente la posición del valle en la distribución de tamaños, los núcleos de los planetas tienen que tener una estructura interna similar a la de la Tierra, es decir, ser núcleos "rocosos" (Owen & Wu, 2017; Wu, 2019; Gupta & Schlichting, 2019). Los núcleos con contenidos más altos de volátiles (en general H_2O) generan que el valle de la distribución se corra a radios mayores (ver Fig. 2), lo cual está en contradicción con los datos observacionales. Además, O.M. Guilera



Figura 2: Panel izquierdo: las curvas de colores representan las distribuciones de radio predichas por los modelos evolutivos que incluyen fotoevaporación como función de las diferentes composiciones de núcleos. El histograma gris por detrás representa la distribución de radios obervada (figura extraída y editada del trabajo de Owen & Wu, 2017). Panel derecho: las curvas rojas representan las distribuciones de radio predichas por los modelos evolutivos que incluyen el calor latente del núcleo para núcleos con diferentes composiciones. Los histogramas por detrás representan la distribución de radios obervada (figura extraída y editada del trabajo de Curvas rojas representan las distribuciones. Los histogramas por detrás representan la distribución de radios obervada (figura extraída y editada del trabajo de Gupta & Schlichting, 2019).

dado que el valle es una característica bien definida de la distribución, esto implica que no hay una gran dispersión en las composiciones de los núcleos, si no el valle debería rellenarse y perderse la naturaleza bimodal de la distribución de tamaños. Este resultado llevó a la comunidad a interpretar los resultados de los modelos evolutivos como un fuerte indicio de que los planetas de corto período se tuvieron que formar dentro de la línea de hielo* para que los mismos sean de composición similar a la terrestre.

Más recientemente, Rogers & Owen (2021) mostraron, a partir de un modelo estadístico, que si se asume que los planetas siguen una sola distribución de masas y composiciones, los modelos estadísticos que mejor reproducen las observaciones predicen una distribución de masa para los planetas con un máximo bien marcado en $\sim 4 M_{\oplus}$, con composiciones similares a la de la Tierra. Finalmente, dichos modelos también predicen que para poder reproducir las observaciones, la mayoría de los planetas debieron acretar una fracción muy pequeña de H y He, más precisamente tener una atmósfera con solamente el $\sim 4\%$ de la masa total del planeta.

A pesar de que, como mencionamos anteriormente, los modelos de fotoeavaporación y del calor latente del núcleo son actualmente los más aceptados como los responsables de la distribución bimodal de tamaños de los planetas de corto período, algunas propuestas alternativas no deben perderse de vista. A partir de las relaciones masa – radio y de modelos de estructura interna, Zeng et al. (2019) mostraron que mientras los planetas

pertenecientes al primer pico de la distribución serían efectivamente planetas rocosos, el segundo máximo de la distrubución podría asociarse a objetos ricos en agua. Sin embargo, el principal problema de asociar el segundo máximo con planetas ricos en agua es que no se puede explicar por qué tales planetas no rellenan el valle observado. Los modelos de estructura interna predicen que los núcleos que contienen una composoción de 50 % de roca y 50 % de hielo deberían caer en el valle de la distribución si tuvieran una masa de entre $\sim 3-6 M_{\oplus}$ (Zeng et al., 2019; Haldemann et al., 2020). Zeng et al. (2019) mostraron que la distribución de tamaños de los planetas de corto período podría explicarse si se considera que los planetas ricos en agua siguen una distribución de masa similar a la sugerida por las mediciones obtenidas con el método de velocidades radiales, es decir, una distribución con masas entre $\sim 6 - 15 M_{\oplus}$, con un máximo en ~ 9 M_{\oplus} (ver Fig. 2 de Zeng et al., 2019). Sin embargo, es importante mencionar que Zeng et al. (2019) no proponen ningún mecanismo por el cual los planetas ricos en agua podrían tener una distribución de masas diferente a la de los planetas rocosos.

3. Implicancias para los modelos de formación planetaria

Si efectivamente la mayoría de los exoplanetas de corto período tienen núcleos rocosos, como sugieren los modelos evolutivos, esto plantea un serio problema para los modelos de formación planetaria. Recordemos que actualmente existen dos modelos principales para la formación planetaria en el marco de la teoría con mayor consenso en la comunidad, que es la teoría de acreción del núcleo (ver Venturini et al., 2020a, para un *review*

^{*}La línea de hielo es la posición en el disco protoplanetario a partir de la cual condensa el H₂O. Suele definirse como la posición en el disco en donde la temperatura del mismo comienza a ser menor que ~ 170 K.

reciente). El primer modelo propone que los núcleos de los planetas se forman por la acreción de planetesiamales (Safronov, 1969; Pollack et al., 1996), objetos kilométricos cuya dinámica está prácticamente desacoplada de la del gas, mientras que el segundo propone que los núcleos se forman directamente por la acreción de *pebbles* (Ormel & Klahr, 2010; Lambrechts & Johansen, 2012), partículas con tamaños del orden del milímetro– centímetro cuya dinámica está fuertemente acoplada a la del disco de gas^{**}.

En el caso de los modelos que consideran la formación planetaria por acreción de planetesimales, los trabajos muestran que la formación de super Tierras secas dentro de la línea de hielo es difícil (Ikoma & Hori, 2012; Bodenheimer & Lissauer, 2014), dado que usualmente no hay suficiente material sólido dentro de la misma para formar núcleos con suficiente masa como para acretar una envoltura significativa de H y He. De hecho, para poder formar super Tierras o mini Neptunos carentes de volátiles a cortos períodos orbitales por la acreción de planetesimales de 100 km de radio se necesitan discos de mucha masa (Bodenheimer et al., 2018). Por otro lado, modelos recientes de sínstesis poblacional de formación planetaria son capaces de lograr la formación de super Tierras secas a partir de la acreción de planetesimales subkilométricos. Sin embargo, estos modelos encuentran que los planetas ricos en agua que comienzan su formación por detrás de la línea de hielo crecen y migran eficientemente, y finalizan su formación en la zona interna del disco con períodos orbitales menores a 100 días (Mordasini, 2018; Emsenhuber et al., 2020).

En el caso de los modelos que computan la formación planetaria a través de la acreción de pebbles (actualmente la gran mayoría), el problema es que sin la presencia de un planeta gigante en una órbita externa, o algún otro fenómeno que genere un máximo de presión y detenga la migración interna de las *pebbles*, las *pebbles* ricas en hielos pueden llegar a las regiones internas del disco contaminando con agua a los planetas va formados. Incluso si la línea de hielo no alcanza las regiones internas del disco con períodos orbitales inferiores a los 100 días, los planetas ricos en hielos con masas menores a las $\sim 15 \,\mathrm{M}_{\oplus}$ tienden a migrar de manera eficiente a las regiones internas del disco. Por lo tanto, al igual que en el caso de los modelos por acreción de planetesimales, estos planetas ricos en agua podrían formarse más allá de la línea de hielo, acretar cantidades considerables de agua y migrar hacia la region interna del disco (e.g. Izidoro et al., 2019; Bitsch et al., 2019). La principal diferencia del modelo de acreción de *pebbles* respecto al modelo de acreción de planetesimales, es que el primero predice la formación de super Tierras y mini Neptunos de manera más eficiente.

Alternativamente, las simulaciones de N cuerpos muestran que las super Tierras y los mini Neptunos, puede formarse como resultado de impactos gigantes entre los embriones rocosos en formación o ya formados (Raymond et al., 2018; Ogihara et al., 2018). Independientemente del mecanismo de formación de las super Tierras y los mini Neptunos, hay dos problemas principales desde la perspectiva de la formación de los mismos. El primero es como evitar que los planetas ricos en hielos con masas entre ~ 3 – 6 M_{\oplus} alcancen las regiones internas del disco y rellenen el valle observado en la distribución de tamaños. El segundo problema es como evitar que los núcleos con más masa acreten cantidades significativas de gas y entren en el régimen de crecimiento en fuga, y se transformen en planetas de tipo gigantes gaseosos (como Júpiter o Saturno).

Formación de super Tierras y mini Neptunos a partir de modelos globales de fórmacion y evolución planetaria.

Recientemente, Lambrechts et al. (2019) y Ogihara & Hori (2020) estudiaron la formación de super Tierras y mini Neptunos dentro de la línea de hielo por acreción de pebbles e impactos gigantes entre embriones. Lambrechts et al. (2019) encontró que si el flujo de *pebbles* desde la zona externa del disco es bajo (menor a $\sim 190 \ M_{\oplus}$ en unos 3×10^6 años), los embriones crecen lento hasta alcanzar típicamente la masa de Marte y tienen una migración pequeña antes de la disipación del disco de gas. Una vez disipado el disco, las colisiones entre embriones producen super Tierras de a lo sumo unas 5 M_{\oplus} . Por otro lado, si el flujo de *pebbles* en mayor al umbral antes mencionado, los embriones iniciales dentro de la línea de hielo crecen rápidamente y migran eficientemente acumulandose en el borde interno del disco de gas. Esto hace que el crecimiento de los mismos se acelere debido a las colisiones mutuas entres ellos. De esta manera se logra una formación eficiente de super Tierras en el rango de masas de entre \sim 5–20 ${\rm M}_{\oplus},$ en donde la masa máxima esta delimitada por la masa de aislación de pebbles (Lambrechts et al., 2014). Sin embargo, este estudio no tiene en cuenta la acreción de gas por parte de los planetas. Por lo tanto, la viabilidad de formar planetas rocosos con masas mayores a $\sim 10 M_{\oplus}$, con envolturas gaseosas de poca masa que podrían explicar el segundo máximo de la distribución de tamaños no es analizada en este trabajo.

A partir de un modelo similar al de Lambrechts et al. (2019), Ogihara & Hori (2020) computation la formación de super Tierras y mini Neptunos pero teniendo en cuenta la acreción de gas y la pérdida de masa atmosférica por colisiones entre los embriones y la fotoevaporación debido a la estrella central después de la disipación del disco. Ellos también encontraron que las super Tierras con núcleos mayores a 5 ${\rm M}_\oplus$ se forman sólo en sistemas con un alto flujo de *pebbles* (> 100 $M_{\oplus}/10^6$ años). Sin embargo, encuentran que estos planetas tienden a tener envolturas con masas mayores al 10% de la masa total del planeta, y después de calcular la pérdida de masa atmósferica debido a la fotoevaporación, aun retienen envolturas con demasiada masa. De esta manera, obtienen planetas con radios demasiado grandes como para poder explicar el segundo máximo de la distribución de tamaño. Más recientemente, Ogihara et al. (2020) mostraron que la acreción de gas por parte de los planetas puede disminuir si se tiene en cuenta un modelo más

^{**}Actualmente, algunos autores proponen una teoría híbrida entre ambos modelos (Alibert et al., 2018; Venturini & Helled, 2020; Guilera et al., 2020).

realista para la evolución del disco de gas. Por ende, el mecanismo de acreción de gas de los planetas rocosos que retienen algo de H y He para poder explicar el segundo máximo de la distribución de tamaños es también una cuestión muy importante a incluir en los modelos. Es importante remarcar que tanto el trabajo de Lambrechts et al. (2019) como los de Ogihara & Hori (2020) y Ogihara et al. (2020) consideran dos simplificaciones importantes: utilizan el mismo número de Stokes fijo para las *pebbles* a lo largo del disco (el cual está relacionado con el tamaño de las mismas) y toman el flujo de pebbles al inicio de las simulaciones como un parámetro libre. Además, en vez de resolver la evolución de las pebbles en el disco, consideran por simplicidad que el flujo de las mismas decae exponencialmente en el tiempo. Por lo tanto, no está claro si los altos valores del flujo necesarios para producir super Tierras de $\sim 10~M_\oplus$ podrán ocurrir cuando se compute de manera más realista la evolución conjunta del disco de gas y polvo.

A partir de esta necesidad, realizamos un serie de trabajos (Venturini et al., 2020b,c) en donde incorporamos la evolución y el crecimiento del polvo en PLA-NETALP, nuestro modelo global de formación planetaria (Ronco et al., 2017; Guilera et al., 2019), y la formación de los planetas a partir de la acreción de *pebbles*. Es decir, ahora nuestro modelo computa la formación de un planeta inmerso en un disco de gas por la acreción simultánea de sólidos (*pebbles*) y gas. Los planetas migran dentro del disco teniendo en cuenta los torques clásicos de Lindblad y corrotación para discos no isotermos y los torques térmicos debido al calor liberado por el planeta. El disco de gas evoluciona como un disco de acreción sujeto a la fotoevaporación de la estrella central. El polvo en el disco evoluciona por el decaimiento radial debido a la fricción y difusión del gas, y su crecimiento está limitado por la fragmentación y la migración radial del mismo. De esta manera, la evolución temporal del flujo de *pebbles* y los tamaños de las mismas (o los números de Stokes, importantes para computar la acreción de los planetas) se computan de manera autoconsistente. Una propiedad importante inlcuida en nuestros trabajos es que consideramos que las *pebbles* ricas en hielo (que se encuentran por detrás de la línea de hielo) y las pebbles de silicatos (que se encuentran por dentro) tienen propiedades distintas de coagulación. Siguiendo los experimentos de laboratorio de Gundlach & Blum (2015), adoptamos que las *pebbles* ricas en hielo fragmentan a velocidades de 10 m s⁻¹, mientras que las pebbles de silicatos lo hacen a velocidades de 1 m s^{-1} . Adicionalmente, consideramos que las pebbles que cruzan la línea de hielo subliman sus volátiles, que en este trabajo representan el 50 % de su masa, es decir, detrás de la línea de hielo el sólido está compuesto por 50% de material rocoso y 50 % de hielo de agua. Finalmente, también incluimos la pérdida de masa atmosférica por fotoevaporación debido a la estrella central una vez disipado el disco de gas durante 5×10^9 años utilizando el modelo desarrollado por Mordasini (2020).

En nuestro primer trabajo (Venturini et al., 2020b), realizamos un estudio similar a los de Lambrechts et al. (2019) y Ogihara & Hori (2020), computando la formación de super Tierras y mini Neptunos dentro de la



Figura 3: Caminos evolutivos para la formación de planetas a distintas posiciones iniciales. Los núcleos de los planetas dentro de línea de hielo (curvas rojas) crecen menos eficientemente y su creciemiento se detiene a bajas masas de aislación de *pebbles*. Los planetas por detrás crecen más eficientemente y alcanzan masas mayores de aislación de *pebbles* antes de cruzar la línea de hielo (figura extraída y editada del trabajo de Venturini et al., 2020c).

línea de hielo con el objetivo de estudiar la distribución de masas y radios de los planetas sintéticos. En este trabajo, encontramos que la acreción de pebbles es extremadamente sensible a la turbulencia del disco, la cual limita el crecimiento del polvo debido a las bajas velocidades de fragmentación del mismo en esta región del disco. Para valores de turbulencia moderados o altos, los planetas prácticamente no crecen más alla de la masa de la Luna. Para valores bajos de turbulencia, los planetas tienden a tener núcleos con masas $\lesssim 5 M_{\oplus}$. Este límite en la masa de los núcleos de los planetas se debe a dos factores principales: primero, debido a la evolución del disco, la masa de aislación de *pebbles* decae por debajo de las ~ 5 M_{\oplus} en el primer millón de años; segundo, entre $\sim 1-3$ millones de años, la fotoevaporación abre una brecha en el disco de gas, cortando el flujo de *pebbles* desde la parte externa del disco y limitando el crecimiento de los planetas. Además, encontramos que todos los planetas con masas $\leq 4 M_{\oplus}$ pierden completamente sus envolturas gaseosas debido a la fotoevaporación de la estrella central, y caen dentro del primer máximo de la distribución de tamaños. Los planetas con núcleos entre $4-5 M_{\oplus}$ retienen solamente el ~ 1 % de sus atmósferas y tienen radios de entre 2 y 2.3 R_{\oplus} , cayendo en la parte inferior del segundo máximo. Prácticamente, no encontramos planetas con radios que caigan cerca del segundo máximo de la distribución de tamaños.

En nuestro segundo trabajo (Venturini et al., 2020c), ampliamos el estudio anterior computando la formación de planetas con semiejes iniciales a lo largo de todo el disco, es decir, tanto dentro como por detrás de la línea de hielo. Realizamos un extenso estudio de parámetros barriendo un amplio espectro de las propiedades de los discos (basado en las observaciones de los mismos) y las posiciones iniciales de los planetas. El resultado principal de este trabajo es que encontramos que las distintas propiedades del polvo, por dentro y detras de la línea de



Figura 4: Histograma de las masas (izquierda) y radios (derecha) de los núcleos de los planetas de nuestras simulaciones con períodos < a 100 días. El color rojo indica contenidos fracción de masa de agua < 5%, el verde entre 5% y 45% y el azul, > 45%. Las curvas negras indican los histrogramas totales, mientras que las líneas verticales en el histrograma de la derecha indican la posición de los máximos de la distribución observada (Fulton et al., 2017) (figura extraída y editada del trabajo de Venturini et al., 2020c).

hielo, produce que los los núcleos de los planetas ricos en agua y los planetas secos, que terminan con períodos orbitales menores a los 100 días, tengan dos distribuciones de masas muy diferentes. Debido a la disminución en la velocidad de fragmentación del polvo dentro de la línea de hielo, los planetas secos tienen típicamente masas de ~ 3 M_{\oplus} , y rara vez superan las 5 M_{\oplus} . Por otro lado, dado que el polvo puede crecer a mayores tamaños detrás de la línea de hielo y tener mayores números de Stokes, la formación planetaria es más eficiente y los planetas alcanzan masas mayores antes de alcanzar la masa de aislación de *pebbles* (ver Fig. 3). Encontramos que los planetas ricos en agua que comienzan su formación por detrás de la línea de hielo tienen una distribución amplia en masas con un máximo bien marcado en ~ 10 M_{\oplus} , y sólo unos pocos planetas ricos en agua tienen masas menores a 5 M_{\oplus} . Es más, si sólo tenemos en cuenta los radios de los núcleos de los planetas, podemos reproducir de manera natural v con excelente acuerdo la distribución bimodal de tamaños (ver Fig. 4), en donde el primer máximo de la distribución esta constituido principalmente por planetas secos, mientras el segundo máximo esta constituido casi en su totalidad por planetas ricos en agua. Cuando las envolturas de los planetas son tenidas en cuenta, mostramos que la fotoevaporación debido a la estrella central moldea existosamente la distribución bimodal de tamaños (ver Fig. 4 de Venturini et al., 2020c). Sin embargo, dado que los planetas de mayor masa acretan más gas, la fotoevaporación no es eficiente en remover sus envolturas gaseosas y encontramos un exceso de planetas con radios de $\sim 8 R_{\oplus}$ que no se condice con las observaciones. Esto indicaría que debe existir otro mecanismo que limite o bien la acreción de gas de los planetas de mayor masa o bien la pérdida de masa atmosférica. A partir de esto, incluimos también en el modelo la pérdida de masa atmosférica debido a las colisiones entre los planetas que se forman en un mismo disco. Las Figs. 5 y 6 muestran que cuando se incluye la pérdida de masa atmosférica debido a las colisiones mutuas entre los planetas, junto



Figura 5: Diagrama masa – radio para los exoplanetas observados con P < 100 días (puntos grises). Los rombos verdes son los resultados de nuestras simulaciones que incluyen sólo la fotoevaporación, mientras los círculos incluyen además la pérdida de masa atmosférica debido a las colisiones (figura extraída y editada del trabajo de Venturini et al., 2020c).

a la fotoevaporación, nuestro modelo es capaz de reproducir con muy buena exactitud tanto el diagrama masa – radio como así también la distrubución bimodal de tamaños de los exoplanetas observados de corto período, respectivamente.

4. Conclusiones

Si bien los modelos de evolución planetaria que incluyen la pérdida de masa atmosférica, ya sea debido a la fotoevaporación de la estrella central o al calor latente del núcleo, son capaces de reproducir la distribución bimodal de tamaños observada de los planetas de corto período, necesitan que los núcleos de los planetas sean rocosos para poder reproducir correctamente la posición



Figura 6: Histrograma de la distribución de tamaños de los planetas sintéticos después de considerar la pérdida atmosférica por colisiones y fotoevaporación. Los colores representan el mismo porcentaje de agua que en la Fig. 4. Las curvas negras representan el histrograma total, mientas que la curva gris a trazos representa el histrograma sin tener en cuenta las colisiones mutuas entre los planetas. Las líneas verticales a trazos representan los máximos de la distribución de tamaños inferidos por Fulton et al. (2017, violeta claro) y Martinez et al. (2019, violeta oscuro) (figura extraída y editada del trabajo de Venturini et al., 2020c).

del valle de la distribución. Esto último es difícil de reconciliar con los modelos de formación planetaria que muestran que los planetas que comienzan su formación por detrás de la línea de hielo crecen y migran eficientemente hacia las regiones internas del disco pudiendo rellenar el valle de la distribución.

Sin embargo, nuestros trabajos muestran que el cambio en las propiedades del polvo en la línea del hielo, junto al aumento de la masa de aislación de pebbles con la distancia orbital genera dos poblaciones distintas de núcleos planetarios: una rocosa con un máximo de $\sim 3~M_\oplus$ y con masas generalmente $\lesssim 5~M_\oplus,$ y otra con núcleos ricos en agua, más extendida en el rango de masas, pero con un máximo bien marcado en ~ 10 M_{\oplus} . Sorprendentemente, si se desprecian las envolturas de los planetas, los radios de estas dos poblaciones de núcleos reproducen de manera natural la distribución bidomal de tamaños de los planetas Kepler, en donde el primer máximo corresponde a la población de núcleos secos mientras el segundo, a la población de núcleos ricos en agua. Al considerar los planetas con sus envolturas, también encontramos que cuando se incluyen la fotoevaporación y la pérdida de masa atmosférica debido a las colisiones entre planetas, la distribución bimodal obtenida está en muy buen acuerdo con la observada. Sin embargo, contrariamente a los estudios evolutivos puros, encontramos que el valle de la distribución separa típicamente los planetas secos de los planetas ricos en agua. Futuras observaciones y caracterizaciones atmosféricas, con las misiones JWST y ARIEL, por ejemplo, serán cruciales para determinar la composición de los planetas pertenecientes al segundo máximo de la distribución de tamaños y proporcionarán valiosas restricciones para los modelos de formación y evolución planetaria.

Agradecimientos: OMG agradace a las Dras. Julia Venturini y María Paula Ronco por las discusiones y sugerencias para la realización de este documento. OMG esta parcialmente financiado a través de los PICT 2016-005 y PICT 2018-0934 de la ANPCyT de Argentina. OMG agracede el apoyo financiero de la Iniciativa Científica Milenio (ICM) a través del Núcleo Milenio de Formación Planetaria. OMG agradece el hospedaje del IA-PUC como Investigador Invitado.

Referencias

- Alibert Y., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 873
- Batalha N.M., et al., 2013, ApJS, 204, 24
- Bean J.L., Raymond S.N., Owen J.E., 2021, J. Geophys. Res., 126, e06639
- Berger T.A., et al., 2020, AJ, 160, 108
- Bitsch B., Raymond S.N., Izidoro A., 2019, A&A, 624, A109
- Bodenheimer P., Lissauer J.J., 2014, ApJ, 791, 103
- Bodenheimer P., et al., 2018, ApJ, 868, 138
- Brown T.M., et al., 2011, AJ, 142, 112
- Emsenhuber A., et al., 2020, arXiv e-prints, ar-Xiv:2007.05562
- Fulton B.J., Petigura E.A., 2018, AJ, 156, 264
- Fulton B.J., et al., 2017, AJ, 154, 109
- Ginzburg S., Schlichting H.E., Sari R., 2018, MNRAS, 476, 759
- Guilera O.M., et al., 2019, MNRAS, 486, 5690
- Guilera O.M., et al., 2020, A&A, 642, A140
- Gundlach B., Blum J., 2015, ApJ, 798, 34
- Gupta A., Schlichting H.E., 2019, MNRAS, 487, 24
- Haldemann J., et al., 2020, A&A, 643, A105
- Ikoma M., Hori Y., 2012, ApJ, 753, 66
- Izidoro A., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1902.08772
- Jin S., Mordasini C., 2018, ApJ, 853, 163
- Lambrechts M., Johansen A., 2012, A&A, 544, A32
- Lambrechts M., Johansen A., Morbidelli A., 2014, A&A, 572, A35
- Lambrechts M., et al., 2019, A&A, 627, A83
- Martinez C.F., et al., 2019, ApJ, 875, 29
- Mordasini C., 2018, *Planetary Population Synthesis*, 143, Springer International Publishing
- Mordasini C., 2020, A&A, 638, A52
- Ogihara M., Hori Y., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2003.05934
- Ogihara M., Kunitomo M., Hori Y., 2020, ApJ, 899, 91
- Ogihara M., et al., 2018, A&A, 615, A63
- Ormel C.W., Klahr H.H., 2010, A&A, 520, A43
- Owen J.E., Wu Y., 2017, ApJ, 847, 29
- Petigura E.A., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2006.15649
- Petigura E.A., Marcy G.W., Howard A.W., 2013, ApJ, 770, 69
- Pollack J.B., et al., 1996, Icarus, 124, 62
- Raymond S.N., et al., 2018, MNRAS, 479, L81
- Rogers J.G., Owen J.E., 2021, MNRAS
- Ronco M.P., Guilera O.M., de Elía G.C., 2017, MNRAS, 471, 2753
- Safronov V.S., 1969, *Evoliutsiia doplanetnogo oblaka.*, Moskva: Nauka
- Van Eylen V., et al., 2018, MNRAS, 479, 4786
- Venturini J., Helled R., 2020, A&A, 634, A31
- Venturini J., Ronco M.P., Guilera O.M., 2020a, SSRv, 216, 86
- Venturini J., et al., 2020b, A&A, 644, A174
- Venturini J., et al., 2020c, A&A, 643, L1
- Wu Y., 2019, ApJ, 874, 91
- Zeng L., et al., 2019, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 116, 9723

The 8/5 resonance between TRAPPIST-1 innermost planets

C. Charalambous^{1,2} & C. Beaugé^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contact / ccharalambous@unc.edu.ar

Resumen / La interacción entre los planetas y el disco protoplanetario produce que éstos migren a una tasa que depende de las características del disco de gas y la masa de los planetas migrantes. Debido a la incerteza en la determinación de las masas de los planetas del sistema TRAPPIST-1, sus tasas de migración no están bien determinadas. En este trabajo presentamos el resultado de simulaciones de *N*-cuerpos con migración de tipo I para reproducir la configuración general de TRAPPIST-1 y estudiar su estado multiresonante. Encontramos que la escala de tiempo de circularización orbital, caracterizada mediante el factor de decaimiento de la excentricidad Q_e , es un parámetro crítico para reproducir su arquitectura. Si $Q_e < 0.1$ la órbita se circulariza más rápidamente y es posible encontrar una captura en la resonancia de movimientos medios 8/5 entre los dos planetas más internos.

Abstract / Interactions between the planets with the protoplanetary gas disk produce migration, whose rates depend on the features of the gas-disk and the mass of the migrating planets. Due to the uncertainties in the estimations of masses of the TRAPPIST-1 planets, their migration rates are not well determined. In this work, we present N-body simulations including type-I migration, to reproduce the general configuration of the TRAPPIST-1 system and analyze its multi-resonant state. We found that the circularization timescale, characterized by the Q_e eccentricity damping factor, is a critical parameter in reproducing its architecture. When $Q_e < 0.1$ the orbit circularizes faster and we are able to find resonance trapping in the 8/5 mean motion resonance between the two innermost planets.

Keywords / planet-disk interactions — protoplanetary disks — celestial mechanics

1. Introduction

TRAPPIST-1 (Gillon et al., 2016, 2017) is a transiting planetary system orbiting an ultra-cool dwarf star. The star (with an age of 7.6 ± 2.2 Gyrs, Burgasser & Mamajek, 2017) hosts a compact system of seven planets on the super-Earth regime in a complex resonant chain comprised of five interlocked zero-order 3-body meanmotion resonances (MMRs), Luger et al. (2017).

It is currently accepted that during the first stages of planetary formation a gaseous disk existed, and protoplanets were embedded in it. Interactions between the gas disk and the embryos produce a loss of angular momentum in the planet that makes it migrate inwards (Ward, 1997). The torque that the planet is immersed to depends on the features of the disk, and is inversely proportional to its mass. Throughout this process, planets are expected to get trapped in 2-planet (2P-) MMRs. A resonant relation is satisfied by the mean motions n_i of the planets when $pn_1 - (p+q)n_2 \sim 0$ with $p, q \in \mathbb{Z}$, and the associated resonant angle $\phi_{1,2} \sim$ $p\lambda_1 - (p+q)\lambda_2 + q\varpi_{1,2}$ will librate around a fixed value, with λ_i the mean longitudes and ϖ_i the longitudes of perihelion. The main problem for understanding the dynamical evolution of TRAPPIST-1 is that the masses of the planets are estimated with great uncertainties (see Table 1) implying that we can not delimit the migration rates. This is important because depending on the speed with which the planet overpasses the resonance, it might get captured or continue its orbital decay towards Table 1: Relative mass, $\mu_i \equiv m_i/m_{\oplus}$, of each planet *i* of the TRAPPIST-1 system, estimated by Gillon et al. (2017) assuming the central star mass is $m_{\star} = m_{\odot}$.

 μ_b	μ_c	μ_d	μ_e	μ_f	μ_g
10.62	17.25	5.12	7.75	8.5	16.75
± 9	\pm 7.62	\pm 3.37	\pm 7.25	± 2.25	± 11

the central star.

In Charalambous et al. (2018) we presented dynamical maps in the $(n_1/n_2, n_2/n_3)$ representative plane and used them to understand the TRAPPIST-1 architecture. By N-body simulations including type-I migration, we managed to reproduce most 3-planet subsystems in their observed double resonances, except for one. We could never recover the *b*-*c*-*d* location because the *b*-*c* pair never achieved the 8/5 MMR. In this work, we focus on reproducing the *b*-*c* resonant configuration.

2. Migration prescriptions

Tanaka et al. (2002) developed a linear theory considering the gravitational interaction between a small planet and a 3D isothermal gaseous disk, described by a powerlaw surface density $\Sigma(r)$ and disk aspect ratio h(r):

 $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^{-\alpha}$, $h(r) = h_0 (r/r_0)^f$, (1) where Σ_0 and h_0 are the values at $r_0 = 1 au$, and α is the slope of the surface density profile. The disk is characterized by different values for f, a parameter known as flare index. If f = 0 the disk is flat while for f > 0, it is flared (Bitsch et al., 2013).

Assuming that there was a single planet in the system in a non eccentric orbit and with no inclination with respect to the disk mid plane, Tanaka et al. (2002) proposed an analytical formula for the orbital decay timescale τ_a . The expression for the *i*-th planet with mass m_i orbiting around a star of mass m_{\star} is given by

$$\tau_{a_i} = \frac{Q_a t_{w_i}}{h(r_i)^2}, \qquad t_{w_i} = \frac{m_\star}{m_i} \frac{m_\star}{\Sigma(r_i)r_i^2} \frac{h(r_i)^4}{\Omega(r_i)}, \tag{2}$$

with $\Sigma(r_i)$ given in Equation (1), $\Omega(r_i)$ the Keplerian angular velocity, and $Q_a^{-1} \simeq 2.7 + 1.1\alpha$. Equation (2) show that the migration timescale is proportional to the planet-to-star mass-ratio, the position of the migrating planet, and the disk local features.

Tanaka & Ward (2004) considered the low eccentricity case and propose a circularization timescale, then modified by Cresswell & Nelson (2006) to fit hydrodynamic multiplanet simulations using an eccentricity damping factor Q_e . Thus, the time τ_e needed for a planet in an isothermal disk to damp its eccentricity is

$$\tau_{e_i} = Q_e \frac{t_{w_i}}{0.78} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{e_i}{h(r_i)} \right)^3 \right],$$
(3)

with the ad-hoc fixed parameter $Q_e = 0.1$, and being e_i the eccentricity of planet *i*.

3. The 8/5 mean-motion resonance

Planets b and c of TRAPPIST-1 are supposed to reside in an 8/5 commensurability. For resonance trapping to be possible in a 2-planet system, it is necessary that their relative migration is convergent. This means that the outer planet has to migrate faster than the inner one $(\tau_{a_i} > \tau_{a_{i+1}})$. There are different combinations for the TRAPPIST-1 system that allow $\tau_{a_b} > \tau_{a_c}$. We maintain fixed the mass of planet c and all disk parameters, except for α and f. Results are shown in Figure 1, the dashed line indicates where migration goes from convergent (above) to divergent (beneath).

We varied μ_b between the lower possible estimated value 1.62 (see Table 1) up to the mean value for $\mu_c =$ 17. Default values for disk parameters were f = 0, and $\alpha = 0.5$ (see Charalambous et al. (2017) for details in the election of this values). It follows from Equations (2) and (3) that migration timescales will be modified.

In the top panel of Figure 1 we varied the disk flare index $f \in [0, 1]$, and in the lower panel the exponent of the power-law surface density α between [0.5, 1.5]. Results suggest that given a value for μ_b , different f and α can generate conditions for convergent or divergent migration scenarios. If TRAPPIST-1 had been born in a flat laminar disk, the range of values $\mu_b = [1.62, 17]$ is possible. However, if the nascent disk had a more flared shape, say f = 1, we should never get any resonant trapping for $\mu_b \gtrsim 6$ because migration gets divergent. Limit masses for convergent migration of the intermediate disks lay between this values. The α parameter shows a similar situation, although divergence appears for larger mass-ratios ($\mu_b \gtrsim 12$).



Figure 1: Migration timescales ratio as a function of the mass of the inner planet, calculated with Equation (2). Default values were chosen as f = 0 and $\alpha = 0.5$. For the mass of planet b we explored the range of values provided in Table 1 $\mu_b = [1.62, 17]$, and for the mass of planet c we set $\mu_c = 17$. The dashed line indicates where migration goes from convergent (above) to divergent (beneath). Top panel: variation of the disk flare index $f \in [0, 1]$. Bottom panel: exponent of the surface density $\alpha \in [0.5, 1.5]$.

However, as explained in Ramos et al. (2017), relative differential migration rates should be slow enough to increase the probability of capture, which is only possible if the mass-ratio is close to unity. If the disk-driven planetary migration is sufficiently slow and smooth, the orbits remain almost circular and it is expected that the system gets captured in resonance. This implies that the mass of planet b should be close to the mass of planet c. Convergent migration for $\mu_b/\mu_c \approx 1$ is seen in Figure 1 for flat disks and with low α .

4. Reproduction of the complete architecture

In order to reproduce the 8/5 MMR between planets b and c, we made N-body simulations with the migration prescriptions presented in Equations (2) and (3), and integrated for 5×10^5 years. We varied the mass of planet b and the masses of planets c to h were fixed in the values with which resonant capture was attained in Charalambous et al. (2018): $\mu_c = 17$, $\mu_d = 17.6$, $\mu_e = 18.4$, $\mu_f = 19.5$, $\mu_g = 21$ and $\mu_h = 24$.

We used for the inner planet $\mu_b \in [16, 17]$, and the parameters for the disk were f = 0, $\alpha = 0.5$, $h_0 = 0.03$, and $\Sigma_0 = 50 \,\mathrm{gr}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Results were interpreted using the max $(\Delta a) = \max(\Delta a_i)$ dynamical maps presented in Charalambous et al. (2018), where $\Delta a_i = (a_{i_{\max}} - a_{i_{\min}})$ represent the variation in the semimajor-axis, a_i . However, none of this parameters generated a successful capture for inner triplet in the representative plane. The double resonance (3/2, 5/3) was always achieved.

A different way of analyzing the resonant captures is by modifying the circularization timescale, which depends on all the disk parameters and the mass of the migrating planet: $\tau_{e_i} \propto Q_e/m_i$. In Charalambous (2020) we changed τ_e through the artificial Q_e damping factor. We investigated a set of 10 different values for $Q_e \in [0.05, 0.15]$, centered in the number proposed by Cresswell & Nelson (2006).

Typical outcomes for values of $Q_e \ge 0.1$ are sim-



Figure 2: Top panel: Example of a migration simulation with $\mu_b = 16.8$ and $Q_e = 0.12$. Bottom panels: Background: max(Δa) dynamical map. Superimposed: N-body simulation including type-I planetary migration of a TRAPPIST-1-like system with the same μ_b but $Q_e = 0.07$. The bottom-left panel shows the general trend of the system while the bottom-right panel shows a zoom of the b-c-d sub-system. Green dots represent the observed position of each triplet while the white circles depict the final state of the simulation, see chapter 6 of Charalambous (2020) for further details.

ilar to that represented in the top panel of Figure 2, a temporal brief capture and escape of the 8/5 MMR. However, an example of a simulation with $Q_e = 0.07$ is shown in the lower frames of Figure 2, were we obtained a permanent capture in the 8/5 MMR. Nevertheless, the outer triplets display higher offsets than the observed ones, and those obtained in Charalambous et al. (2018) and Charalambous (2020). In the simulations, initial semimajor axis for each planet was set to a value larger than currently observed, specifically: $a_b = 0.18$ au, $a_c = 0.25$ au, $a_d = 0.36$ au, $a_e = 0.49$ au, $a_f = 0.66$ au, $a_g = 0.8$ au and $a_h = 1.11$ au, and all initial eccentricities were fixed in $e_i = 0.01$.

To address this issue, here we refined the Q_e space to understand the 2P-MMRs deeply for fixed values of μ_b . We performed new sets of 200 simulations, with slightly different initial conditions for Q_{e_i} chosen randomly for each of the three inner planets, allowing different circularization timescales for each body. Integrations with lower Q_{e_i} need less time to circularize the orbit. Thus, the planets spend more time in near circular orbits and captures get favored. In all cases, the outer pair reached the 5/3 resonance regardless of whether the innermost was captured, either temporarily or permanently, in the 8/5 MMR. Figure 3 shows the 8/5 MMR between planets b and c ($\phi_{b,c}$ is shown in blue librating around $5\lambda_b - 8\lambda_c + 3\varpi_c$) and the 3-planet MMR angles librating, both for zeroth and first order, for a simulation with $\mu_b = 16.7$ and $Q_{e_b} = 0.09$, $Q_{e_c} = 0.063$, $Q_{e_d} = 0.098$, extended for 10^6 years.

5. Conclusions

Although the approach chosen for this study is not the conventional one to investigate the planet disk interac-



Figure 3: From top to bottom: n_i/n_{i+1} as a function of time, and 2 and 3-planet resonant angles for a system with $\mu_b = 16.7$ and $Q_{e_b} = 0.09$, $Q_{e_c} = 0.063$, $Q_{e_d} = 0.098$.

tions problem, the circularization timescale τ_e depends on the Q_e factor. When we maintain fixed all features of the disk and vary Q_e , the time it takes for a planet to circularize its orbit changes. Moreover, this timescale is different for different planets. We understand this as a variation on the physical properties of the disk because all other free parameters are fixed. For the TRAPPIST-1 particular problem, we found that for $Q_e \ge 0.1$ it takes more time to dampen eccentricities and resonant captures never occurred, but they do for $Q_e < 0.1$.

The amount of temporal and permanent captures for $Q_e \simeq 0.05$ is around 40%, and diminishes to less than 15% while Q_e grows for all the masses studied. Our study of the TRAPPIST-1 system shows that its nascent disk may have been more complex than previously thought. The efficiency of permanent trapping is not clear though, and requires further analysis.

Acknowledgements: This work has been supported by research grants from CONICET and Secyt-UNC, and used computational resources from CCAD (https://ccad.unc.edu.ar/).

References

- Bitsch B., et al., 2013, A&A, 549, A124
- Burgasser A.J., Mamajek E.E., 2017, ApJ, 845, 110
- Charalambous C., 2020, , Ph.D. thesis, UNC
- Charalambous C., et al., 2017, JPCS, vol. 911, 012027
- Charalambous C., et al., 2018, MNRAS, 477, 1414
- Cresswell P., Nelson R.P., 2006, A&A, 450, 833
- Gillon M., et al., 2016, Nature, 533, 221
- Gillon M., et al., 2017, Nature, 542, 456
- Luger R., et al., 2017, Nat. Astron., 1, 0129
- Ramos X.S., et al., 2017, A&A, 602, A101
- Tanaka H., Takeuchi T., Ward W.R., 2002, ApJ, 565, 1257
- Tanaka H., Ward W.R., 2004, ApJ, 602, 388
- Ward W.R., 1997, Icarus, 126, 261

Craterización en Titán: efectos atmosféricos y edad de superficie

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

Contacto / nrossignoli@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Titán es el único satélite del sistema solar donde se ha detectado una atmósfera densa y donde la presencia de líquidos sobre su superficie ha sido confirmada en forma de mares, lagos y ríos. Los datos recolectados por la misión *Cassini-Huygens* han permitido descubrir numerosas características intrigantes de este satélite, entre ellas un ciclo hidrológico basado en metano y una superficie sujeta a diferentes procesos que la renuevan. El análisis de las imágenes de radar muestra escasos cráteres de impacto con elevados niveles de erosión, posiblemente debido a rellenado eólico y erosión fluvial. La combinación de efectos atmosféricos y procesos de erosión provee un escenario único donde testear modelos teóricos de craterización y cálculo de edades de superficie. En este trabajo utilizamos un modelo teórico desarrollado y aplicado previamente para estudiar las colisiones de los objetos Centauros sobre el sistema de satélites de Saturno e incorporamos efectos atmosféricos para obtener la distribución asociada de cráteres en Titán. Luego comparamos nuestros resultados con las observaciones disponibles y obtenemos así restricciones sobre la edad de la superficie para los distintos tamaños de cráteres.

Abstract / Titan is the only satellite in the solar system where a dense atmosphere has been detected and the presence of liquids confirmed in seas, lakes and rivers. Data collected by the *Cassini-Huygens* mission allowed for the discovery of many intriguing features of this satellite, including its hydrologic cycle based on methane and a surface subject to renewal processes. The analysis of radar images revealed a scarcity of impact craters showing high levels of erosion, possibly due to eolian infilling and fluvial erosion. The combination of atmospheric effects and erosion processes poses a unique environment where to test theoretical cratering and surface chronology models. In this work we use a model previously developed to study impacts on the saturnian satellites by Centaurs and we introduce atmospheric effects to obtain the resulting crater distribution on Titan. Then we compare our results with the available observations and obtain constraints on the surface age for different crater sizes.

Keywords / Kuiper belt: general — planets and satellites: individual (Titan) — planets and satellites: surfaces

1. Introducción

Titán es el satélite más grande de Saturno y el único en todo el Sistema Solar que presenta una atmósfera densa. Previo a que la misión Cassini-Huygens observara en detalle la superficie de Titán, su distribución de cráteres era desconocida pero se estimaba que sería similar a la de otros satélites de Saturno y que consistiría en un número elevado de cráteres. Sin embargo, las imágenes de radar obtenidas por Cassini revelaron un escaso número de cráteres de impacto que presentan elevados niveles de erosión (Lopes et al., 2019). En este trabajo calculamos la craterización en Titán utilizando como base un modelo teórico desarrollado y aplicado previamente a los satélites medianos y pequeños de Saturno (Di Sisto & Brunini, 2011; Di Sisto & Zanardi, 2013; Rossignoli et al., 2019). Luego, comparamos nuestros resultados con los conteos de cráteres obtenidos a partir de imágenes de radar de apertura sintética (SAR, por sus siglas en inglés) de la nave *Cassini* (Hedgepeth et al., 2020). Esta comparación nos permite calcular la edad de la superficie de Titán en función del tamaño de cada cráter observado y restringir así las escalas de tiempo de renovación de su superficie.

2. Método

Para estudiar el proceso de craterización en Titán nos basamos en el modelo desarrollado en trabajos previos (Di Sisto & Brunini, 2011; Di Sisto & Zanardi, 2013; Rossignoli et al., 2020), donde se considera como principales impactores de los satélites de Saturno a los Centauros. Estos objetos heliocéntricos se originan en el Disco Dispersado dentro de la Región Transneptuniana y al migrar hacia adentro del Sistema Solar pueden colisionar tanto con los planetas como con sus satélites. Para caracterizar esta población de impactores se utiliza la siguiente distribución acumulada de tamaños:

$$N(>d) = C_0 d^{-2.5} \quad \text{para} \quad d \le 100 \text{ km},$$

$$N(>d) = C_1 d^{-3.7} \quad \text{para} \quad d > 100 \text{ km}, \quad (1)$$

donde $C_0 = 3.5 \times 10^{10}$ y $C_1 = 3.5 \times 10^{12.4}$.

El número acumulado de colisiones sobre Titán a lo largo de toda la edad del Sistema Solar se obtiene a partir de los resultados de la simulación numérica presentados en Di Sisto & Rossignoli (2020). Esta simulación actualiza los resultados obtenidos en Di Sisto & Brunini (2007), ya que se basa en el número actual de objetos detectados que son fuente de Centauros. Considerando el Sistema Solar en su configuración actual, el número acumulado de colisiones sobre Titán está dado por:

$$N_c(>d) = \frac{v_i R_G^2}{v (R_{\rm H}) R_{\rm H}^2} 8.5 N(>d), \qquad (2)$$

donde v_i es la velocidad de colisión relativa en Titán, $v(R_{\rm H})$ es la velocidad media de encuentro de los Centauros al entrar a la esfera de Hill de Saturno y R_G es el radio gravitacional de Titán dado por: $R_G = R_{Titan}(1 + (v_{esc}/v(R_{\rm H}))^2)^{1/2}$.

Luego, el diámetro transitorio D_t de un cráter generado por un impactor de diámetro d, está modelado por la ley de escala (Holsapple & Housen, 2007):

$$D_{t} = K_{1} d \left[\left(\frac{gd}{2v_{i}^{2}} \right) \left(\frac{\rho_{t}}{\rho_{i}} \right)^{2\nu/\mu} + K_{2} \left(\frac{Y}{\rho_{t}v_{i}^{2}} \right)^{1+\mu/2} \left(\frac{\rho_{t}}{\rho_{i}} \right)^{\nu(2+\mu)/\mu} \right]^{-\mu/(2+\mu)} (3)$$

donde $\mu = 0.38$, $\nu = 0.397$, $K_1 = 1.67$, $K_2 = 0.8$ e $Y = 10^7$ dyn cm⁻² (Litwin et al., 2012; Di Sisto & Zanardi, 2013). El primer término de esta ecuación representa la importancia de la gravedad del blanco en el evento de craterización (régimen gravitatorio), mientras que el segundo término representa la importancia de la cohesión del blanco (régimen de cohesión). Debido a su tamaño, en Titán la mayoría de los cráteres se forman en el régimen gravitatorio. El diámetro final del cráter Dse obtiene adaptando los resultados para cráteres complejos (Di Sisto & Zanardi, 2013), cuyos picos centrales y paredes colapsadas en terrazas se forman debido a la acción de la gravedad en la etapa final del evento de craterización.

Con el objetivo de incluir los principales efectos atmosféricos en el proceso de craterización, utilizamos el perfil de densidad atmosférico obtenido por la sonda *Huygens* al descender sobre la superficie de Titán (Fulchignoni et al., 2005). Consideramos el efecto de desaceleración del impactor, dado por (Engel et al., 1995):

$$m\dot{v} = -\frac{1}{2}C_D A\rho(z)v^2 + g(z)m\sin\alpha,$$
(4)

donde $m, v \neq A = \pi d^2/4$ son la masa del impactor, su velocidad y su sección eficaz respectivamente, $\rho(z)$ es la densidad atmosférica, g(z) es la aceleración gravitatoria de Titán, α el ángulo de impacto y C_D =0.64 es el coeficiente de desaceleración (Korycansky & Zahnle, 2005). Consideramos como el ángulo de impacto más probable α =45° con respecto al horizonte.

Para incluir el efecto de ablación del impactor, la variación de masa está modelada por (Korycansky & Zahnle, 2005):

$$\dot{m} = -C_A \rho(z) A v, \tag{5}$$

donde $C_A=0.71$ es el coeficiente de ablación.

La dependencia temporal de la craterización puede modelarse mediante una función logarítmica (Di Sisto & Zanardi, 2016), lo que permite calcular la cronología o edad de la superficie de Titán τ_s utilizando la expresión:

$$\tau_s(>D) = t_f \left(1 - e^{-N_o(>D)/(aN_c(>D))}\right),\tag{6}$$

donde a=0.204119, $t_f = 4.5 \times 10^9$ años es la edad del sistema solar, $N_0(>D)$ es el número acumulado de cráteres observado en Titán y $N_c(>D)$ el número acumulado de cráteres teórico obtenido con nuestro modelo.

3. Resultados

De acuerdo al modelo descripto, calculamos la craterización en Titán debido a objetos Centauros a lo largo de la edad del sistema solar. Al incluir los efectos atmosféricos presentados en nuestro modelo de craterización, los resultados muestran que hay una clara dependencia entre el tamaño del impactor y la desaceleración y ablación que experimenta a medida que atraviesa la atmósfera. En la Fig. 1 podemos ver ambos efectos atmosféricos combinados sobre distintos tamaños de impactores, para una velocidad de entrada a la atmósfera común a todos los proyectiles de 10.39 $\rm km\,s^{-1}$ y un impacto a $\alpha=90^{\circ}$. Para un objeto con diámetro d=10 km, vemos que su velocidad final al llegar a la superficie es casi indistinguible de su velocidad de entrada a la atmósfera, mientras que para impactores con $d \lesssim 10$ m el efecto atmosférico logra la desaceleración total del objeto y por lo tanto en nuestro modelo estos impactores no producen cráteres. En la Fig. 1 se puede ver además, que el efecto atmosférico se intensifica a medida que el impactor se acerca a la superficie de Titán, donde la atmósfera alcanza una densidad equivalente a cuatro veces la densidad atmosférica en la superficie terrestre.



Figura 1: Velocidad del impactor en función de la altura respecto a la superficie de Titán, para impactos a $\alpha=90^{\circ}$ y diámetros del impactor $d = 10, 1, 10^{-1}, 10^{-2} \, \mathrm{y} \, 10^{-3}$ km. La línea rayada negra indica la velocidad de entrada a la atmósfera, común a todos los proyectiles, de 10.39 km s⁻¹.

En la Tabla 1 se muestran los diámetros de transición y los resultados para el caso del impactor más grande en el modelo que incluye efectos atmosféricos. De acuerdo a estos resultados, la mayoría de los cráteres obtenidos en nuestro modelo serán producidos en un evento de craterización bajo el régimen gravitatorio y serán complejos.

Tabla 1: Diámetro límite entre el régimen de cohesión y el gravitatorio D_{li} ; diámetro de transición D_{tr} entre cráteres simples y complejos; diámetro del impactor de mayor tamaño d_m , diámetro del cráter que genera D_m y su velocidad de colisión v_i para el ángulo de impacto más probable ($\alpha = 45^\circ$).

D_{li} [km]	D_{tr} [km]	d_m [km]	D_m [km]	$v_i [\mathrm{kms^{-1}}]$
0.97	2.11	19.35	182.3	7.39



Figura 2: Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en función del diámetro del cráter. La línea rayada negra representa los resultados para nuestro modelo sin atmósfera, mientras que la curva continua bordó corresponde a los resultados del modelo considerando los efectos atmosféricos. Los círculos azules corresponden al conteo de cráteres presentado en Hedgepeth (2020).

En la Fig. 2 se muestra el número acumulado observado de cráteres por kilómetro cuadrado en función del diámetro del cráter (Hedgepeth et al., 2020), junto con nuestros resultados para el modelo que no tiene en cuenta efectos atmosféricos y el que incluye los efectos atmosféricos mencionados anteriormente.

Nuestros resultados muestran que el número acumulado teórico de cráteres tiene un excelente acuerdo con aquellos cráteres observados con $D \gtrsim 50$ km, mientras que para cráteres de menor tamaño se sobreestima el número de cráteres. Esta diferencia podría ser generada por diversos factores, entre ellos otros efectos atmosféricos no considerados en este modelo, como el de fragmentación o deformación (*pancaking*) del impactor. Modelos alternativos como el de Artemieva & Lunine (2003) concluyen que es esperable que impactores con diámetros d < 1 km sufran sucesivas fragmentaciones o se vean completamente desacelerados a medida que atraviesan la atmósfera. Por esta misma razón, nuestros resultados para cráteres con diámetros $D \lesssim 10 \text{ km}$ deberían ser considerados límites superiores de la distribución de cráteres esperada, ya que impactores con diámetros $d \lesssim 1~{\rm km}$ son afectados más fuertemente por efectos atmosféricos no considerados por nuestro modelo y/o distintos efectos de erosión. De hecho, los cráteres de impacto observados en Titán evidencian diferentes grados de erosión, siendo el rellenado eólico y la erosión fluvial los procesos dominantes (Neish et al., 2016; Hedgepeth et al., 2020). Este tipo de erosión prolongada en grandes escalas de tiempo podría contribuir a reducir aún más el número de cráteres pequeños detectables.

Respecto a la cronología de la superficie de Titán, nuestros resultados (Fig. 3) muestran que los cráteres con D > 50 km podrían ser tan antiguos como el sistema solar, lo cual podría indicar que Titán es un objeto primordial. Por otro lado, aquellos cráteres con D < 10 km muestran edades en el rango $\approx 66 - 700$ millones de años, indicando que la superfi-



Figura 3: Edad de la superficie de Titán en función del diámetro de cada cráter observado. Los círculos azules corresponden al conteo de cráteres presentado en Hedgepeth (2020).

cie se renueva en escalas relativamente cortas de tiempo.

4. Conclusiones

Los resultados de nuestro modelo sugieren que al incluir los efectos atmosféricos mencionados, la distribución asociada de cráteres es más consistente con las observaciones, sobre todo para aquellos cráteres con D > 50 km, que son menos afectados por procesos erosivos o efectos atmosféricos no considerados en este estudio. Para los cráteres de menor tamaño, nuestro modelo sobreestima el número de cráteres aún cuando se tienen en cuenta efectos atmosféricos, por lo cual concluimos que estos resultados deben considerarse límites superiores de la distribución esperada de cráteres en Titán. Respecto a la cronología de superficie, nuestro modelo muestra que los procesos de renovación de superficie ocurren en escalas de tiempo cortas, lo que podría contribuir a borrar los vestigios de los cráteres pequeños.

Referencias

- Artemieva N., Lunine J., 2003, Icarus, 164, 471
- Di Sisto R.P., Brunini A., 2007, Icarus, 190, 224
- 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
- Di Sisto R.P., Zanardi M., 2016, Icarus, 264, 90
- Engel S., Lunine J.I., Hartmann W.K., 1995, Planet. Space Sci., 43, 1059
- Fulchignoni M., et al., 2005, Nature, 438, 785
- Hedgepeth J.E., et al., 2020, Icarus, 113664
- Holsapple K.A., Housen K.R., 2007, Icarus, 187, 345
- Korycansky D.G., Zahnle K.J., 2005, Planet. Space Sci., 53, 695
- Litwin K.L., et al., 2012, J. Geophys. Res., 117, E08013
- Lopes R.M.C., et al., 2019, SSRv, 215, 33
- Neish C.D., et al., 2016, Icarus, 270, 114
- Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., Parisi M.G., 2020, LPI Contributions, 2251, 2024
- Rossignoli N.L., et al., 2019, A&A, 627, A12

Análisis de la velocidad radial para un grupo de exoplanetas Hacia la caracterización de sus atmósferas

R.G. Miculán^{1,2}, R.F. Díaz³ & A.F. Torres^{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 Advanced Studies e Instituto de Ciencias Física

Contacto / rmiculan@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Miles de exoplanetas han sido descubiertos en tan sólo algunas décadas y su número sigue en ascenso, así como la cantidad de misiones dedicadas a detectar más planetas. La diversidad que encontramos entre ellos nos desafía a estudiarlos en profundidad y conocer en detalle sus propiedades físicas, cómo han sido formados y cuáles son los mecanismos que rigen su evolución. Motivados por los recientes avances en este tema, identificamos un grupo de jupíteres calientes para caracterizar sus atmósferas. En un trabajo anterior publicamos el análisis conjunto de datos fotométricos propios obtenidos con telescopios argentinos y del satélite *TESS* para la muestra de exoplanetas seleccionada. En este trabajo, nos centramos en los datos de velocidad radial existentes en la literatura y los analizamos a partir de un código propio a fin de comparar nuestros resultados con los ya publicados y avanzar hacia el estudio simultáneo de toda la información existente.

Abstract / Thousands of exoplanets have been discovered in just a few decades. The number of known planets increases at an ever faster pace as well as the missions dedicated to detect more planets. The diversity that we find challenges us to study them in depth and to know in detail their physical properties, how they have been formed and which are the mechanisms that govern their evolution. Motivated by the recent advances in this area, we identified a group of hot jupiters that fulfill the necessary conditions to characterize in the future their atmospheres. In a previous work we published a photometric analysis of the selected sample of exoplanets based on data obtained with Argentine telescopes and recently released by the TESS mission. In this work, we focus on the radial velocity data existing in the literature and we re-analyze them using a code of our own to compare our results with the published ones and advance to the simultaneous study of all the existing information.

Keywords / planets and satellites: atmospheres — planets and satellites: fundamental parameters — planets and satellites: gaseous planets

1. Introducción

Desde hace tan sólo algunas décadas, cuando conocimos la existencia del primer exoplaneta orbitando una estrella de tipo solar (Mayor & Queloz, 1995), la detección de planetas extrasolares ha ido en continuo aumento. Con misiones espaciales y campañas de observación exclusivas para la búsqueda exoplanetaria, actualmente sabemos de la existencia de aproximadamente cuatro mil exoplanetas. Si bien hay varias técnicas que nos permiten detectarlos dos de ellas han sido las más exitosas.

En primer lugar, la técnica de tránsitos exoplanetarios (Charbonneau et al., 2000), con la cual a partir del ajuste de modelos de curvas de luz a los datos fotométricos obtenidos durante un tránsito (Mandel & Agol, 2002), podemos derivar información acerca del tamaño del planeta, la inclinación y el tamaño de la órbita, entre otros parámetros. Además, si el exoplaneta observado posee atmósfera, durante un tránsito primario podemos estudiar la interacción de la radiación de la estrella huésped con las capas externas de dicha atmósfera. Utilizando esta técnica, conocida como espectroscopía de transmisión, podemos inferir la composición química de la atmósfera exoplanetaria (p.ej. von Essen et al. 2017), y caracterizar la diversidad de exoplanetas a fin de responder grandes interrogantes actuales tales como, por ejemplo, los concernientes a la naturaleza de los procesos de formación y evolución de los exoplanetas (Madhusudhan et al., 2017; Gaudi et al., 2020).

La segunda técnica fructífera en la detección exoplanetaria es la técnica de velocidades radiales que se basa en la medición de los cambios en la velocidad radial de la estrella huésped. La técnica consiste en observar una estrella mediante espectroscopía de alta resolución, y determinar si existen corrimientos periódicos del espectro de la misma hacia el azul y hacia el rojo (la estrella se acerca y aleja de nosotros respectivamente) que indiquen la presencia de un compañero orbitándola (Murray & Correia, 2010). Dado que la amplitud de esta variabilidad depende de una relación entre la masa de la estrella y del planeta y de la inclinación de la órbita del mismo, podemos estimar una cota mínima para la masa de dicho compañero.

La combinación de las dos técnicas reseñadas constituye un poderoso enfoque, ya que combinando la inclinación de la órbita y el radio del planeta determinados mediante tránsitos con la velocidad radial es posible es-

	HA	СО	С	F	Η
HATS-13		7(40)		23(30)	10(20)
HATS-33	3(7)	5(10)	11(10)	4(10)	
WASP-122		17(7)			
WASP-124		41(40)			

Tabla 1: Número de observaciones disponibles para cada objeto e instrumento. Entre paréntesis se informa el error medio $\sigma \text{ [m s}^{-1}$].

timar la masa del planeta y por ende, su densidad.

En un estudio previo realizamos el análisis de las curvas de luz obtenidas con telescopios argentinos y aquellas obtenidas por el *Transiting Exoplanets Survey Satellite (TESS)*, para cuatro exoplanetas transitantes que identificamos como buenos candidatos para estudiar sus atmósferas mediante espectroscopía de transmisión. Como resultado, obtuvimos los parámetros físicos y orbitales de dichos exoplanetas (Miculán et al., 2020). A fin de continuar con la caracterización de dichos exoplanetas, en el presente trabajo consideramos solamente los datos de velocidad radial disponibles en la literatura y derivamos los parámetros asociados a dichas curvas, corroborando el buen funcionamiento de nuestro código.

2. Datos adquiridos y análisis

2.1. Selección de la muestra

Con vistas al estudio de sus atmósferas, elegimos cuatro exoplanetas (ver el detalle de la selección en Miculán et al. (2020)) observables desde el hemisferio sur: WASP-122, WASP-124, HATS-13 y HATS-33, descubiertos por Turner et al. (2016), Maxted et al. (2016), Mancini et al. (2015) y de Val-Borro et al. (2016), respectivamente.

2.2. Recopilación de datos espectroscópicos.

En este trabajo recopilamos, para cada objeto, los datos de velocidad radial disponibles en las publicaciones anteriormente citadas, adquiridos utilizando distintos espectrógrafos: HARPS(HA), montado en el telescopio de 3.6 m de ESO en La Silla (Chile); CORALIE(CO) en el telescopio suizo Euler de 1.2 m ubicado en La Silla (Chile); FEROS(F) en el telescopio MPG/ESO de 2.2 m ubicado en La Silla (Chile); CYCLOPS2(C) en el telescopio anglo-australiano de 3.9 m (Australia) y el espectrógrafo HDS(H) en el telescopio Subaru de 8.2 m en Mauna Kea (Hawaii).

2.3. Ajuste y análisis de los datos

Los datos fotométricos de estas estrellas han sido analizados en Miculán et al. (2020). En este trabajo estudiamos con el código PASTIS (Díaz et al., 2014) los datos recopilados de velocidad radial disponibles para cada objeto. El código PASTIS modela la velocidad radial con una órbita kepleriana y obtiene muestras de la distribución posterior de sus parámetros con el método de cadenas de Markov de Monte Carlo. Para ello,



Figura 1: Ajuste a la curva de velocidad radial para los cuatro exoplanetas considerados. Los puntos de distintos colores son los datos disponibles de la literatura obtenidos con distintos telescopios e instrumentos. En cada caso, la curva continua magenta es la ajustada en este trabajo tomando el estimador de maximo-a-posteriori (MAP) para los parámetros del modelo de cada objeto. Los valores de eccentricidad MAP son: 0.22 para HATS-13, 0.10 para HATS-33, 0.045 para WASP-122 y 0.26 para WASP-124.

usamos 10 cadenas con 300 000 iteraciones cada una. A partir de estas muestras, pueden calcularse valores medios e intervalos de confianza de cada parámetro. Como las órbitas son aproximadamente circulares, se parametrizó la velocidad radial usando la longitud media en una época dada, L0. Además de los parámetros de las órbitas keplerianas, se ajustó la amplitud de un ruido blanco adicional, $\sigma_{\rm jit}$, para cada instrumento, que se sumó cuadráticamente al error de cada medición, σ_i , de forma que el error final del dato i es $\Sigma_i = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{\rm jit}^2}$.

3. Resultados y Conclusiones

En el análisis de las cadenas utilizadas todas parecen haber convergido a la misma región del espacio de parámetros. Luego de descartar el 20 % inicial de las mismas, obtuvimos los parámetros que caracterizan la curva de velocidad radial para cada exoplaneta que conforma nuestra muestra. En la Fig. 1 se muestra el ajuste a la curva de velocidad radial para cada uno de los exoplanetas considerados. En la Tabla 2 se reportan los valores medios y los desvios estándard de cada parámetro, así como nuestros resultados con sus errores y los valores previos obtenidos de la literatura. Solo se informa el resultado para aquellos parámetros que no son significativamente diferentes de cero^{*}.

Como conclusión general destacamos que los resultados obtenidos en este trabajo están en excelente acuerdo con los informados en la literatura previa. Asimismo, consideramos nuestros resultados más realistas debido a que no fijamos la eccentricidad en un valor nulo, como en algunos casos de estudios previos. Verificamos así que nuestro código funciona correctamente para este tipo de estudios, permitiéndonos avanzar a realizar el ajuste de todos los datos fotométricos y espectroscópicos de manera simultánea.

Referencias

- Charbonneau D., et al., 2000, ApJL, 529, L45
- de Val-Borro M., et al., 2016, AJ, 152, 161
- Díaz R.F., et al., 2014, MNRAS, 441, 983
- Gaudi B.S., Christiansen J.L., Meyer M.R., 2020, arXiv eprints, arXiv:2011.04703
- Madhusudhan N., et al., 2017, MNRAS, 469, 4102
- Mancini L., et al., 2015, A&A, 580, A63
- Mandel K., Agol E., 2002, ApJL, 580, L171
- Maxted P.F.L., et al., 2016, A&A, 591, A55
- Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
- Miculán R.G., et al., 2020, BAAA, 61B, 24
- Murray C.D., Correia A.C.M., 2010, Keplerian Orbits and Dynamics of Exoplanets, 15–23
- Turner O.D., et al., 2016, PASP, 128, 064401
- von Essen C., et al., 2017, A&A, 603, A20

	HATS-13	
	Mancini et al. (2015)	Este trabajo
Р	$3.0440499 \pm 2.7 \times 10^{-6}$	$3.044049 \pm 1.0 \times 10^{-4}$
Κ	0.078 ± 0.010	$0.0811 \pm 8.5 \times 10^{-3}$
Época		2456079.31206
ecc	< 0.181	< 0.421
$\sigma_{ m COjit}$	108 ± 41	169 ± 71
$\sigma_{ m Fjit}$	62 ± 14	65 ± 13
$\sigma_{ m Hjit}$	0.0 ± 4	< 9.6
LO		172.9 ± 9.4
	HATS-33	
	de Val-Borro et al. (2016)	Este trabajo
Р	$2.5495551 \pm 6.1 \times 10^{-6}$	$2.54982 \pm 9.7 \times 10^{-4}$
Κ	$0.1701 \pm 6.8 \times 10^{-3}$	$0.1708 \pm 8.0 \times 10^{-3}$
Época		2457161.3027
ecc	< 0.080	< 0.21
$\sigma_{ m HAjit}$	< 192	28 ± 24
$\sigma_{ m COjit}$	46 ± 31	52 ± 23
$\sigma_{ m Fjit}$	< 86.5	50 ± 24
$\sigma_{ m Cjit}$	19.4 ± 7.22	< 35
LO		261.6 ± 3.4
	WASP-122	_
	Turner et al. (2016)	Este trabajo
Р	$1.710056 \pm 3.2 \times 10^{-6}$	$1.71004 \pm 8.8 \times 10^{-5}$
Κ	$0.185 \pm 2.3 \times 10^{-3}$	$0.185 \pm 3.9 \times 10^{-3}$
Época		2457161.3027
ecc	0 (adoptado, 0.08 at 2σ)	< 0.09
$\sigma_{ m COjit}$	5.1 ± 0.2	12 ± 3.6
L0		301.3 ± 47
	WASP-124	
	Maxted et al. (2016)	Este trabajo
Р	$3.372650 \pm 1 \times 10^{-6}$	$3.372662 \pm 9.9 \times 10^{-5}$
Κ	$0.077 \pm 8 \times 10^{-3}$	$0.077 \pm 6.3 \times 10^{-3}$
Época		2457161.3027
ecc	< 0.017	< 0.4
$\sigma_{ m CO1jit}$	11.5	< 26
$\sigma_{ m CO2jit}$	0	< 52
L0		77.3 ± 6.8

Tabla 2: Se listan el período P [días], la semiamplitud K $[\rm km\,s^{-1}]$, la época [JD], la eccentricidad ecc, el *jitter* $\sigma_{\rm jit}$ [m $\rm s^{-1}$] para los distintos instrumentos y la longitud media de la época L0 [grados]. En el caso del período P, nuestros errores son mayores que los valores característicos de la literatura, ya que no consideramos los datos fotométricos. Los dos valores reportados para el *jitter* de CORALIE en el caso de WASP-124 corresponden a observaciones tomadas antes y después de una actualización del instrumento.

^{*}Consideramos que un parámetro no es significativamente diferente de cero cuando su intervalo de máxima densidad al 95 % (95 %-HDI) contiene al cero, se reporta el límite superior con 95 % de confianza

Determinación de los parámetros H y G para 4000 asteroides del catálogo Gaia DR2

M. Colazo¹, R. Duffard² & W. Weidmann^{3,4}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Insituto Astrofísico de Andalucía, CSIC, España

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

⁴ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / milagros.colazo@mi.unc.edu.ar

Resumen / La misión Gaia le proporcionará a la comunidad científica observaciones de alta calidad de $\sim 300\,000$ asteroides de todas las categorías. El propósito de este trabajo es obtener un catálogo de parámetros de la función de fase (H y G) para todos los asteroides que fueron observados por la misión Gaia y publicados en el catálogo DR2. Para ello, hemos introducido un algoritmo capaz de construir este catálogo. Mejoramos la determinación de los parámetros H y G de la función de fase añadiendo datos de observaciones terrestres. Comparamos nuestros resultados con los de la base de datos ASTROB y encontramos que el nivel de concordancia es satisfactorio.

Abstract / The Gaia mission will provide the scientific community with high-quality observations of ~ 300 000 asteroids of all categories. The purpose of this work is to obtain a catalog of phase function parameters (H and G) for all the asteroids that are observed by the Gaia mission and which were published in the DR2 catalogue. For this purpose, we introduced an algorithm capable of building this catalog. We improved improved the determination of the H and G parameters of the phase function adding data from ground observations. We compared our results with those of the ASTROB database and found that the level of agreement is satisfactory.

Keywords / minor planets, asteroids: general – planets and satellites: fundamental parameters – surveys

1. Introducción

La misión Gaia le brindará a la comunidad científica observaciones de alta calidad de unos 300000 asteroides de todas las categorías. La mayoría Gaia los son del cinturón principal, pero también se observarán pequeños asteroides del grupo NEA, troyanos de Júpiter, centauros y transneptunianos. La publicación del catálogo Gaia data release 2 (DR2) se llevó a cabo en 2018 y consiste de 22 meses de observaciones. Esta base de datos consta de 14099 objetos conocidos del Sistema Solar, principalmente asteroides (Hestroffer et al., 2010), basados en más de 1.5 millones de observaciones (Gaia Collaboration et al., 2018).

La comunidad científica debe estar preparada para analizar esta gran cantidad de datos que nos permitirán abarcar un conocimiento más detallado de las poblaciones de asteroides. Actualmente las propiedades físicas básicas como la masa, la densidad, las propiedades de rotación, forma y albedo aún no se conocen para la mayoría Gaia los^{*}. Para poder estimar algunas de estas cantidades podemos comenzar por el estudio de las curvas de fase de los asteroides. La curva de fase de un asteroide describe la variación de brillo del objeto a medida que varía su ángulo de fase α . A partir de esta relación ángulo-brillo se pueden derivar los parámetros de magnitud absoluta H y pendiente G de la función de fase propuesta por Bowell et al. (1989). Con el paráme-

*https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/ data-release-2 tro H seremos capaces de estimar el diámetro de los objetos. Por otro lado, se está estudiando la posibilidad de que el parámetro G sea buen estimador del albedo de los asteroides (Carbognani et al., 2019).

En este trabajo obtuvimos un catálogo de parámetros H y G utilizando curvas de fase construidas a partir de observaciones de Gaia publicadas en el DR2. Para esta primera etapa de la investigación, utilizamos sólo una pequeña muestra de esta base de datos: los asteroides cuyo número MPC es menor a 5000. Para mejorar la determinación de estos parámetros, construimos un segundo catálogo utilizando los datos del Gaia DR2 combinados con observaciones desde Tierra provenientes del ASTEROID PHOTOMETRIC CATALOG V.1 (APC) (Lagerkvist & Magnusson, 2011).

2. Objetivos y Métodos

En la Figura 1 podemos ver la muestra estudiada en el presente trabajo representada en el plano a vs. I. Como se mencionó en la Sección 1, hemos utilizado datos de todos los asteroides presentes en el Gaia DR2 cuyo número MPC es inferior a 5000.

El objetivo de este trabajo es obtener un catálogo de parámetros de la función de fase $(H ext{ y } G)$ para todos los asteroides de nuestra muestra. Para esto, introducimos un algoritmo capaz de construir este catálogo a partir de los datos de magnitud y ejoca UTC presentes en el Gaia DR2. La época UTC es útil para obtener el



Figura 1: En negro están representados en el plano a vs. I todos los asteroides observados por Gaia con número MPC menor a 5000. Las familias presentes en la muestra y los asteroides troyanos están resaltados con diferentes colores.

ángulo de fase correspondiente a la observación a través de una consulta a efemérides del JPL HORIZONS^{**}. Por otra parte, la magnitud presente en el Gaia DR2 es la magnitud g instrumental de Gaia. Para poder calcular la función de fase es necesario hacer una conversión de magnitud g instrumental de Gaia a magnitud reducida V de Jhonson, $V_{\rm red}$, definida como la magnitud del asteroide asumiendo que éste se encuentra a 1 ua del Sol y de la Tierra (en este caso, de Gaia), es decir, eliminando la dependencia con la distancia. El primer paso es pasar la magnitud instrumental de Gaia a su magnitud reducida:

$$g_{\rm red} = g_{\rm inst} - 5 \, \log_{10}(r\Delta) \tag{1}$$

donde r es la distancia gaiacéntrica y Δ es la distancia heliocéntrica. Estos datos también se obtienen de la consulta a efemérides. El siguiente paso es hacer a transformación a la magnitud V de Jhonson. Para esto utilizamos la ecuación^{***}:

$$V = g_{\rm red} + 0.012 + 0.3502(V - R) + 0.6105(V - R)^2 - 0.0852(V - R)^3$$
(2)

Es importante notar que en esta ecuación polinómica, los términos (V - R) corresponden a términos de color. Para obtener este valor utilizamos la tabla de Dandy et al. (2003), quienes estimaron V - R para algunas clases espectrales. En el caso de que la clase espectral no sea conocida le asignamos un valor V - R medio y si su clase espectral no estaba presente le asignamos el valor V - R correspondiente a la clase espectral con la que comparta más características.

Una vez que obtenemos el ángulo de fase α y la magnitud reducida V_{red} , nuestra implementación en lenguaje PYTHON^{****} calcula los parámetros H y G a partir del método de cuadrados mínimos lineales propuesto por Muinonen et al. (2010). La forma analítica del modelo (H, G) es:

**https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi

***ea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR2/

$$V(\alpha) = H - 2.5 \log_{10}[(1 - G)\Phi_1(\alpha) + G\Phi_2(\alpha)] \quad (3)$$

donde H y G son los parámetros del modelo, α es el ángulo de fase, $V(\alpha)$ es la magnitud V_{red} reducida a la distancia unitaria, $\Phi_1(\alpha)$ y $\Phi_2(\alpha)$ son dos funciones básicas normalizadas a la unidad por $\alpha=0^\circ$.

3. Resultados preliminares

Obtuvimos un catálogo con la estimación de los parámetros H y G de las funciones de fase de 4158 asteroides. En la Figura 2 comparamos los valores de H obtenidos utilizando sólo datos de la misión Gaia con los valores publicados en la base de datos ASTROB. Notamos que el nivel de concordancia es satisfactorio. En la Figura 3, los H fueron calculados añadiendo observaciones desde Tierra (ángulos de fase pequeños). Es importante señalar la disminución de al
rededor del 50 % en el error cuadrático medio después de combinar los datos de la misión Gaia con los datos fotométricos obtenidos desde Tierra. Esto es así porque la misión Gaia no observa ángulos de fase menores a 10°, que sí son observados desde Tierra. Al combinar ambos conjuntos de observaciones se obtiene un barrido mas completo de los ángulos de fase. En las Figuras 2 y 3 el color y tamaño de cada punto representa el número de observaciones que tiene cada objeto, es decir, cuanto más oscuro y grande es el punto, más observaciones tiene este asteroide. Como puede verse, en la mayoría de los casos, los puntos más grandes (más observaciones) están más cerca de la línea de coincidencia con el catálogo ASTROB, como es de esperar.



Figura 2: Comparación del H obtenido utilizando sólo datos del *Gaia* DR2 con el publicado en la base de datos ASTROB. El color y tamaño de cada punto representa el número de observaciones existentes para cada objeto.

^{****} https://pypi.org/project/Pyedra/



Figura 3: Comparación del H obtenido utilizando la combinación de datos del Gaia DR2 y del ASTEROID PHOTOME-TRIC CATALOG V.1 (APC) con el publicado en la base de datos ASTROB. El color y tamaño de cada punto representa el número de observaciones existentes para cada objeto.



Figura 4: Histograma de los valores de G obtenidos con los datos de Gaia y los datos de las observaciones en Tierra. La línea continua verde marca el valor G = 0.15 que se asigna a la mayoría de los asteroides. La línea rayada roja denota la media de la muestra en el intervalo (-1, 1).

También obtuvimos el parámetro G de esos 4158 asteroides y luego mejoramos esta determinación agregando observaciones desde Tierra cuando estaban disponibles. Los valores obtenidos usando los datos de Gaia y los datos de Tierra se muestran en el histograma de la Figura 4. Es importante destacar, que en base a nuestra determinación, los asteroides tienen valores de G en un amplio rango, a diferencia del valor fijo G = 0.15 que se asigna a la mayoría Gaia los según lo establecido en el MPC 17257 (diciembre de 1990).

Si observamos la Figura 5, notamos que los asteroides caracterizados por G > 1 son aquellos que tienen pocas observaciones (< 10) y que también tienen mag-



Figura 5: Gráfico G vs. H. El color de los puntos representa el número de observaciones.

nitudes relativamente altas (> 10). Los que son más brillantes y tienen un número considerable de observaciones (puntos verdes) tienden a situarse en una línea vertical alrededor de G = 0. Es de esperar que a medida que se obtengan más observaciones, los puntos rojos que forman una especie de curva se aplanen y se vuelvan más verticales.

4. Conclusión

Debemos estar preparados con herramientas informáticas para analizar y aprovechar la gran cantidad de datos que la misión Gaia proporcionará a la comunidad científica en el futuro catálogo DR3. Con nuestro trabajo no sólo estaremos contribuyendo con el catálogo de parámetros de la función de fase sino que también, podremos estimar los diámetros de los miles de asteroides observados usando las magnitudes absolutas H obtenidas combinadas con la información de los albedos de estos objetos. Es necesario prestar especial dedicación a la preparación de *pipelines* dedicadas a extraer toda la información posible en cada relevamiento. Continuaremos el análisis hasta que la muestra del asteroide Gaia DR2 esté completa y estemos listos para procesar los datos del Gaia DR3, próximo a ser publicado.

Referencias

- Bowell E., et al., 1989, R.P. Binzel, T. Gehrels, M.S. Matthews (Eds.), *Asteroids II*, 524–556
- Carbognani A., Cellino A., Caminiti S., 2019, Planet. Space Sci., 169, 15
- Dandy C.L., Fitzsimmons A., Collander-Brown S.J., 2003, Icarus, 163, 363
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A13
- Hestroffer D., et al., 2010, The Gaia Mission and the Asteroids, vol. 790, 251–340
- Lagerkvist C.I., Magnusson P., 2011, NASA Planetary Data System, EAR-A-3-DDR-APC-LIGHTCURVE-V1.1
- Muinonen K., et al., 2010, Icarus, 209, 542

Evaluación del impacto de la interacción de mareas en la evolución térmica del manto terrestre

S.H. Luna¹, M.G. Spagnuolo¹ & H.D. Navone^{2,3}

¹ Instituto de Estudios Andinos "Don Pablo Groeber", UBA-CONICET, Argentina

² Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

³ Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

Contacto / santiagohluna@gmail.com

Resumen / Existen diversas evidencias geológicas, como las ritmitas o las conchillas de bivalvos, que dan cuenta de la evolución temporal tanto de la velocidad de rotación de la Tierra como del semieje mayor de la órbita lunar. Sin embargo los datos son escasos y aún se discute la evolución orbital de la Luna. El objetivo de este trabajo es evaluar cuál habría sido el impacto de las mareas sólidas en la evolución térmica del manto terrestre. Para tal fin, desarrollamos diferentes modelos de evolución térmica del interior terrestre, considerando los regímenes de tectónica de placas y de *stangnant lid*. Estos modelos tienen en cuenta las fuentes de calor radiogénico y por interacción de mareas. Hallamos que el impacto de esta última en la evolución dinámica del sistema Tierra-Luna habría sido especialmente considerable en los primeros cientos de millones de años de la Tierra, considerando que el manto se encontraba a mayor temperatura.

Abstract / Several geological evidences, such as tidal rythmites and bivalve shells, allow to track back the evolution paths of both the major semiaxis of the Moon's orbit and the Earth's spin rate. However, the data is scarce and the orbital evolution of the Moon is still controversial. The aim of this work is to evaluate how significative could have been the effect of bodily tides on the Earth's mantle thermal evolution. To this end, we developed different thermal models of the Earth's interior, considering both the plate tectonics and *stagnant lid* regimes. These models take into account both radiogenic and tidal interaction heat sources. We find that the impact of the latter would have been particularly considerable during the first hundreds million of years of the Earth's history, provided that the mantle was at a higher temperature.

Keywords / planets and satellites: dynamical evolution and stability — planets and satellites: physical evolution — planets and satellites: tectonics — planets and satellites: individual (Earth, Moon)

1. Introducción

Actualmente se cuenta con evidencias geológicas que ofrecen pistas acerca de la evolución temporal tanto de la órbita lunar como de la velocidad de rotación de la Tierra. Estas consisten en rocas estratificadas llamadas ritmitas, comúnmente halladas en estuarios, cuyos estratos registran la frecuencia y amplitud de los cambios de niveles de mares y océanos a lo largo de la historia terrestre. Existen también evidencias paleontológicas, a partir del estudio de corales y bivalvos, que dan cuenta de la evolución de la rotación terrestre (Williams, 2000; López de Azarevich & Azarevich, 2017). Sin embargo estas evidencias no van más allá de los 2500 Ma. La posición de la Luna desde su formación hasta los 2500 Ma surge a partir de modelos orbitales (Spalding & Fischer, 2019).

Tal como puede apreciarse en la Fig. 1, se observa que a lo largo de toda su historia, el semieje mayor (a) de la órbita de la Luna, con respecto a la Tierra, se ha ido incrementando. Simultáneamente, fue disminuyendo la velocidad de rotación de la Tierra, esto es, se incrementó paulatinamente la duración del día (LOD). En dicha figura, a_0 y LOD₀ corresponden a los valores actuales (t = 0 corresponde al presente).

Las características de la evolución dinámica del sis-

tema Tierra-Luna antes mencionadas, se explican adecuadamente con la teoría de mareas (Murray & Dermott, 1999). Como la Tierra y la Luna no son cuerpos perfectamente rígidos, las fuerzas de atracción gravitatoria que se ejercen mutuamente tienden a deformarlos. Se sabe además que los materiales que componen los planetas y satélites rocosos no son perfectamente elásticos sino que poseen también comportamiento anelástico. La fricción interna que da origen a dicha anelasticidad, se convierte en una fuente de calor que puede resultar apreciable en determinadas condiciones (Efroimsky & Makarov, 2014).

En virtud de lo indicado anteriormente, el objetivo de este trabajo es entonces evaluar cuál habría sido el impacto de la producción de calor por interacción de mareas en la evolución térmica del manto terrestre. Para tal fin, se han desarrollado distintos modelos de evolución térmica del interior terrestre. Estos se describen en la próxima sección. Posteriormente, se presentan los resultados obtenidos y, por último, se ofrecen algunas conclusiones y perspectivas de trabajo futuro.

2. Metodología

Para poder evaluar el impacto de la interacción de mareas en la evolución térmica de la Tierra, se desarrolla-



Figura 1: Valores normalizados del semieje mayor (a) de la órbita lunar y de la duración del día (LOD) estimados a partir del estudio de las ritmitas mareales y evidencias paleontológicas (puntos) a lo largo de la historia de la Tierra. Las curvas de trazo continuo muestran los correspondientes ajustes polinomiales.

ron distintas estrategias analíticas y numéricas basadas en modelos basadas en modelos paramétricos unidimensionales (Schubert et al., 2001), en los que se tiene en cuenta el transporte de calor por convección en el interior terrestre. En estos modelos, la Tierra se asume formada por el núcleo, el manto y, eventualmente, un capa externa llamada litósfera. Los mismos dan expresiones analíticas de las derivadas temporales de las temperaturas medias del núcleo (T_n) y del manto (T_m) terrestres, las cuales se integran numéricamente para cada modelo considerado.

En todos los modelos se consideraron las fuentes de calor radiogénico, esto es, por decaimiento de isótopos radiactivos (Turcotte & Schubert, 2014). Se asumió que dichas fuentes se distribuyen de forma homogénea en el manto. Asimismo, estos tienen en cuenta la fuerte dependencia de la viscosidad media del manto con la temperatura (Stamenković et al., 2012). En algunos de ellos se incluye la producción de calor originada por la interacción de mareas antes mencionada.

La tasa de producción de calor por interacción de mareas se calcula siguiendo el trabajo de Efroimsky & Makarov (2014). Se asumió que las mareas corporales se deben a la deformación de la Tierra debida a las fuerzas de atracción gravitatoria ejercidas por la Luna.

La expresión de la cantidad de calor producida por unidad de tiempo debido a la interacción de mareas incluye las funciones de calidad mareales como factores (Makarov, 2012). Estas funciones determinan la amplitud del potencial de mareas en función de la amplitud y frecuencia del potencial que tiende a deformar la Tierra (Efroimsky, 2015). Se decidió utilizar la reología de Maxwell-Andrade para describir la respuesta de aquél ante las fuerzas que lo deforman (Efroimsky, 2012).

A los efectos de poder evaluar la tasa de producción de calor por interacción de mareas, se propuso un modelo de ajuste polinomial a partir de los datos obser-



Figura 2: Evolución temporal de la temperatura del manto terrestre a lo largo de 4.5 Ga comparando el aporte de calor por interacción de mareas en el régimen de tectónica de placas (TP) y en el de *stagnant lid* (SL).

vacionales (del semieje mayor de la Luna y de la velocidad de rotación de la Tierra) recabados de las evidencias geológicas antes presentadas. Estas se recopilaron de los trabajos de Williams (2000), López de Azarevich & Azarevich (2017), Hinnov (2018) y Spalding & Fischer (2019) y se muestran en la Fig. 1.

En los modelos de evolución térmica se consideraron dos regímenes: el de tectónica de placas y el de *stagnant lid*, esto es una litósfera (capa externa) elástica y estática (sin movimiento lateral), pero cuyo espesor puede variar en el tiempo (Stamenković et al., 2012). En ambos regímenes las temperaturas iniciales del núcleo y del manto son $T_n(0) = 5000 \text{ K} \text{ y } T_m(0) = 3000 \text{ K}$, respectivamente. Para los modelos correspondientes al régimen de *stagnant lid* en particular, el valor inicial del espesor de la litósfera se fijó en $\ell(0) = 50 \text{ km}$.

3. Resultados

Vale la pena destacar que si bien se integraron las ecuaciones que dan cuenta de la evolución temporal de las temperaturas del manto (T_m) y del núcleo (T_n) , el impacto de la interacción de mareas resultó ser mucho más significativo en la evolución térmica del manto que en la del núcleo. Por este motivo, sólo se presentan los resultados obtenidos para el manto.

3.1. Régimen de tectónica de placas

Teniendo en cuenta lo expresado en párrafos anteriores, en la Fig. 2 se muestran los resultados obtenidos de la evolución térmica del manto, distinguiendo el caso en que no se incluye la interacción de mareas (TP1) y en el que sí se considera (TP2).

La curva correspondiente al caso TP1 describe un descenso uniforme de la temperatura del manto. Por el contrario, en el caso TP2 se observa la influencia del calor generado por la interacción de mareas, dado que la temperatura asciende rápidamente en los primeros 400
Luna et al.



Figura 3: Evolución temporal del espesor de la litósfera para los dos modelos correspondientes al régimen de *stagnant lid* (SL1 y SL2, ver texto). *Panel (a):* evolución a lo largo de 4.5 Ga. *Panel (b):* detalle de los primeros 1000 Ma.

Ma, aproximadamente, y luego comienza a descender.

3.2. Régimen de stagnant lid

El comportamiento de $T_{\rm m}$ en el caso en que no se tiene en cuenta la interacción de mareas (SL1) y en el que sí se considera (SL2) es similar al caso TP2 antes descripto. Esto se debe a la presencia de la litósfera.

Tanto en el caso SL1 como en el SL2, la temperatura aumenta rápidamente durante los primeros 400 Ma y posteriormente comienza a disminuir. Como puede verse también en la Fig. 2, resulta notorio el efecto del calentamiento del manto producto de la interacción de mareas.

En la Fig. 3(a) se muestra la evolución temporal del espesor de la litósfera, ℓ , a lo largo de todo el intervalo de integración (4.5 Ga), en donde puede observarse diferencias entre los casos SL1 y SL2. En la Fig. 3(b) se observa que el espesor de la litósfera alcanza valores ligeramente menores entre los primeros 400 y 800 Ma de evolución, aproximadamente, cuando se considera la interacción de mareas (SL2). Una litósfera más delgada puede facilitar la subducción y, consecuentemente, la tectónica de placas.

4. Conclusiones y perspectivas

En el presente trabajo, se desarrollaron modelos para describir la evolución térmica del interior terrestre a fin de evaluar el impacto del calor producido por la interacción de mareas en la evolución temporal de la temperatura del manto terrestre, a lo largo de la historia dinámica del sistema Tierra-Luna. Dichos modelos se diferencian entre sí por la ausencia o por la presencia de la litósfera. El primer caso corresponde al régimen de tectónica de placas, mientras que el segundo corresponde al de *stagnant lid*.

A partir de los resultados obtenidos, puede concluirse que la interacción de mareas pudo haber tenido un papel relevante o, al menos, no despreciable en los primeros cientos de millones de años de evolución del sistema Tierra-Luna. Más aún si se considera la presencia de la litósfera, tal como se aprecia en las Figs. 2 y 3.

En virtud de que existe una interesante interrelación entre la evolución térmica y dinámica del sistema Tiera-Luna, el siguiente paso en esta línea de trabajo será plantear un modelo dinámico adecuado para describir dicha interrelación en términos cuantitativos evaluando diferentes evoluciones orbitales probables.

El parámetro que conecta la evolución dinámica y la térmica es la viscosidad del manto, dado que la misma está presente tanto en el modelo térmico como en las funciones que describen la reología de la Tierra (Efroimsky, 2015). En este sentido, será necesario implementar una exploración más amplia de los valores de los parámetros que intervienen en los modelos.

- Efroimsky M., 2012, Celest. Mech. Dyn. Astron., 112, 283
- Efroimsky M., 2015, ApJ, 150, 98
- Efroimsky M., Makarov V.V., 2014, ApJ, 795, 6
- Hinnov L.A., 2018, M. Montenari (Ed.), Cyclostratigraphy and Astrochronology, Stratigraphy and Timescales, vol. 3, 1–80, Academic Press
- López de Azarevich V.L., Azarevich M.B., 2017, Geo-Marine Letters, 37, 333
- Makarov V.V., 2012, ApJ, 752, 73
- Murray C.D., Dermott S.F., 1999, Solar system dynamics, Cambridge University Press
- Schubert G., Turcotte D.L., Olson P., 2001, Mantle Convection in the Earth and Planets, Cambridge University Press
- Spalding C., Fischer W.W., 2019, Earth Planet. Sci. Lett., 514, 28
- Stamenković V., et al., 2012, ApJ, 748, 41
- Turcotte D., Schubert G., 2014, Geodynamics, 3 ed., Cambridge University Press
- Williams G.E., 2000, Rev. Geophys., 38, 37

Identificación de asteroides Hungaria en resonancias seculares

N.E. Trógolo^{1,2}, A.M. Leiva¹, J. Correa-Otto³ & M. Cañada-Assandri³

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Grupo de Ciencias Planetarias, Depto. de Geofísica y Astronomía, CONICET–UNSJ, Argentina

Contacto / natrogolo2002@gmail.com

Resumen / El grupo dinámico Hungaria, conformado por más de 10 000 asteroides, ocupa la región comprendida entre el planeta Marte y el borde interno del cinturón principal (1.77 < a < 2.06 ua). A partir de la base de datos de acceso público ASTDYS se analizó la distribución de asteroides en el espacio de frecuencias propias (g, s), se identificaron resonancias seculares que atraviesan la región y se seleccionaron candidatos a evolucionar dinámicamente influenciados por éstas. Mediante los elementos osculadores obtenidos de la base de datos SBDB (*JPL Small Body Database*) y haciendo uso de un código N-cuerpos se reconstruyeron los ángulos críticos que nos permitieron identificar aquellos objetos que se encuentran en interacción con estas resonancias.

Abstract / The Hungaria dynamic group, formed by more than 10 000 asteroids, occupies the region between Mars and the inner edge of the asteroid belt (1.77 < a < 2.06 ua). From the ASTDYS public access database, we analyzed the asteroid distribution in the frequencies space (g, s). Besides, we identified secular resonances in the region and candidates that could evolve dynamically influenced by them have been selected. Using the osculating elements obtained from the JPL Small Body Database (SBDB) and employing an N-body code, the critical angles were reconstructed that allowed us to identify those objects that are interacting with these resonances.

Keywords / minor planets, asteroids: individual (Hungaria) — planets and satellites: dynamical evolution and stability

1. Introducción

Las resonancias seculares (RS, de aquí en adelante) son conmensurabilidades que involucran las frecuencias de longitud del perihelio, g, y de la línea de los nodos, s, de un asteroide con las frecuencias planetarias fundamentales $g_k = \dot{\varpi}_k$ y $s_k = \dot{\Omega}_k$ (k = 1 para Mercurio hasta k = 8 para Neptuno (Laskar, 1990)). Las RS lineales o de primer orden se denotan $\nu_k = g - g_k$ y $\nu_{1k} = s - s_k$, mientras que las de más altos órdenes son combinaciones lineales de estas expresiones.

Los asteroides Hungaria poseen semieje mayor, a, comprendido entre 1.77 y 2.06 ua, excentricidades e < 0.18 y altas inclinaciones, $15^{\circ} < i < 36^{\circ}$. El grupo se encuentra rodeado por las RS ν_3 , ν_4 , ν_5 , ν_{14} v ν_{16} (Fig. 1), las resonancias de movimientos medios (RMM) 3:4 y 2:3 con Marte (McEachern et al., 2010; Correa-Otto & Cañada-Assandri, 2018), y el espacio orbital que ocupan los cruzadores de Marte (Gradie et al., 1979; Milani et al., 2010). La cercanía a estas resonancias, junto con la interacción con Marte, imponen límites dinámicos inestables que rodean la región y la separan del resto del cinturón principal. A su vez, existen numerosas RS dentro del espacio ocupado por estos asteroides. En este trabajo, con el objetivo de comenzar a caracterizar dinámicamente la población, hemos seleccionado 5 de estas RS e identificamos asteroides cuya evolución dinámica se ve afectada por las mismas.

2. Identificación de resonancias seculares

El cálculo de las posiciones de RS en el plano de elementos propios se realizó siguiendo los lineamientos de Milani et al. (2010), mediante un ajuste empírico polinomial con el que se construyen funciones suaves para las frecuencias $g \ y \ s$ a partir de los elementos orbitales propios extraídos de AstDyS (Milani & Knezevic, 1990; Knežević & Milani, 2000, 2003). Debido a que la posición de las curvas resonantes en el espacio de elementos propios depende de a - e - i, la proyección en el plano (a, i) debe realizarse fijando un valor en excentricidad. La Fig. 1 muestra la posición nominal para e = 0.08, elegido por ser el valor medio de excentricidad propia de la población.

En la región hemos identificado numerosas RS, sin embargo la Fig. 2 muestra las seis que hemos seleccionado con el objetivo de estudiar la influencia que podrían tener sobre el grupo Hungaria.

3. Análisis dinámico de la región

Para caracterizar dinámicamente la región Hungaria confeccionamos mapas dinámicos implementando como indicadores las variaciones máximas en excentricidad (mapa máx(Δe)) y en inclinación (mapa máx(Δi)). La Fig. 2 muestra el resultado de la integración en el plano semieje mayor vs. inclinación de una grilla de 5000



Figura 1: Proyección del grupo Hungaria en el espacio de elementos propios, semieje mayor (a_p) vs. inclinación (i_p) , y las principales RS que rodean la población. Adaptado de Milani et al. (2010)

condiciones iniciales. La misma se realizó mediante un código N-cuerpos durante $T = 1.2 \times 10^6$ años, utilizando siete planetas perturbadores, desde Venus a Neptuno, e incluyendo la masa de Mercurio en la masa del Sol. Las zonas rojas corresponden a lugares donde la variación de e, i es grande y las regiones azules donde es pequeña. Estas diferencias exponen la compleja estructura en la que se encuentran inmersos los asteroides, que está relacionada con la superposición de RMM y RS.

Las curvas negras de la Fig. 2 son algunas de las resonancias identificadas en la región, las cuales han sido seleccionadas por coincidir aproximadamente con las estructuras que presentan los mapas osculadores de la base de datos SBDB (JPL Small Body Database). Estas resonancias se listan en la Tabla 1. En el gráfico, además, hemos incorporado la población Hungaria en base a sus elementos propios (puntos negros). Se observa que el grupo principal se ubica un una región donde las variaciones en e son bajas; sin embargo, es visible una dispersión de objetos hacia más altas inclinaciones $(i > 23^{\circ})$ que se corresponde con una zona donde la variación en e se vuelve mayor. El mapa máx (Δi) muestra una estructura de variación moderada en i que es coincidente con RS1 y que, a su vez, parece dividir a la población en dos grupos.

La resonancia RS2, identificada previamente por Milani et al. (2010), coincide con una de las subestructuras del mapa que atraviesa el grupo de más altas inclinaciones; estos autores, además, han propuesto la existencia de objetos capturados en ella. Por otra parte, RS3, RS4 y RS5 se encuentran en la frontera que divide el grupo en inclinación y RS6 limita a la población por debajo. Además, es posible observar asteroides alineados verticalmente debido a RMM con el planeta Marte (3 : 4 en 1.845 ua y 2 : 3 en 1.996 ua). Sin embargo, estas resonancias no se manifiestan de igual manera en los mapas debido a que generan variaciones en excentricidad pero no modifican la inclinación. Este es uno de los motivos por lo que es importante el uso de diferentes indicadores.



Figura 2: Mapas dinámicos osculadores. Panel superior: mapa máx (Δe) . Panel inferior: mapa máx (Δi) . Puntos negros: asteroides Hungaria, curvas negras: RSs de la Tabla 1.

4. Condición resonante y resultados

La Fig. 3 muestra la región de influencia de cada resonancia para diferentes valores de e. La elección de e = 0, 0.08 y 0.2 corresponde la mínima, media y máxima excentricidad propia del grupo; el área de influencia depende de cada resonancia. A partir del análisis de las resonancias en el espacio de frecuencias propias, se seleccionaron objetos próximos a cada condición resonante hasta una distancia máxima de 0.1 "/año; los mismos se muestran en la Fig. 3. El siguiente paso consistió en integrarlos mediante un código N-cuerpos durante $t = 8 \times 10^5$ años. En ese periodo reconstruimos los argumentos resonantes o ángulos críticos σ_i (Ver Tabla 1). Se consideró que un asteroide estaba influenciado por determinada RS si se observaban periodos de libración del ángulo crítico de al menos 10^5 años. La Fig. 4 muestra los posibles comportamientos de la condición resonante para ciertos asteroides. Se observan en algunos casos periodos de libración intermitentes ($\sigma_1 \ y \ \sigma_5$), circulación (σ_2) y largos periodos de libración (σ_3 y σ_4). En la Tabla 1 se registra la cantidad de asteroides influenciados por cada resonancia respecto del total estudiado. Se observa que RS1 y RS5 (ver σ_1 y σ_5), asociadas a la Tierra, Venus y Saturno y a la Tierra y Saturno, respectivamente, tienen efectos en la dinámica secular de una gran parte de los objetos analizados. Por otra parte, no se ha podido corroborar la hipótesis de objetos capturados en la RS2 hecha por Milani et al. (2010) debido

Trógolo et al.

Tabla 1: RSs de alto órden halladas en la región Hungaria.

Id.	Resonancia	Notación	Ángulo crítico asociado (σ_i)	Objetos influenciados/ total testeados
RS1	$-s + s_2 - 2s_3 + 2s_6$	$-\nu_{12} + 2\nu_{13} - 2\nu_{16}$	$\Omega - \Omega_2 + 2\Omega_3 - 2\Omega_6$	35/91
RS2	$s-g-s_6+g_5$	$\nu_{16} - \nu_5$	$arpi - \Omega - arpi_5 + \Omega_6$	0/57
RS3	$-2g - s + g_3 + g_5 + s_3$	$ u_3 + u_5 + u_{13} $	$2\varpi + \Omega - \varpi_3 - \varpi_5 - \Omega_3$	22/22
RS4	$-2g - s + g_2 + g_5 + s_2$	$\nu_2 + \nu_5 + \nu_{12}$	$2\varpi + \Omega - \varpi_2 - \varpi_5 - \Omega_2$	22/22
RS5	$-g - s + 3g_3 - 2g_6 + 3s_3$	$-3\nu_3 + 2\nu_6 - 3\nu_{13}$	$\varpi + \Omega - 3\varpi_3 + 2\varpi_6 - 3\Omega_3$	18/33
	$-2s_{6}$	$+2\nu_{16}$	$+2\Omega_6$	



Figura 3: Posición de las RSs de la Tabla 1 para diferentes valores de excentricidad. La línea punteada indica e = 0, la línea continua e = 0.08, y la línea a trazos e = 0.2. Puntos negros: población Hungaria, puntos de colores: asteroides seleccionados para el testeo de su condición resonante.



Figura 4: Comportamiento del argumento resonante para cinco diferentes asteroides representativos de cada RS testeada.

a que todos los σ_2 circulan. De acuerdo a nuestros resultados, las resonancias seleccionadas más influyentes en la región son RS3 y RS4 (σ_3 y σ_4), ubicadas en la zona de intersección de los dos grupos con diferentes inclinaciones. Hemos observado que estas dos resonancias afectan tanto a los 22 objetos testeados como a asteroides que no pertenecen al área encerrada por las curvas. En un trabajo futuro analizaremos la influencia en toda la población e incluiremos el análisis de RS6.

5. Conclusión

Trabajos previos consideran que Marte, Júpiter y Saturno son los planetas dominantes en la evolución se-

cular del grupo Hungaria (Milani et al., 2010). Sin embargo, nuestros resultados indican que existen combinaciones resonantes con la Tierra y Venus que deben ser tenidas en cuenta con el fin de caracterizar dinámicamente la población. Al momento de presentación de este trabajo hemos logrado identificar 97 asteroides en interacción resonante por al menos 10^5 años en cinco diferentes RS de altos órdenes, algunos de ellos, incluso, interactuando con más de una RS a la vez. Por otra parte, el análisis de la distribución en el espacio de elementos propios (a,i) revela la existencia de subgrupos cuyas separaciones se corresponden con subestructuras observadas en los mapas dinámicos. Un objetivo a futuro será estudiar la relación que esto pueda tener con la superposición de RS, así como nos proponemos elaborar un catálogo de objetos influenciados por estas resonancias para así aportar al entendimiento de la compleja evolución dinámica que presentan estos asteroides que en muchos casos se los identifica como pertenecientes a una región de transición entre el cinturón de asteroides y la región interior del sistema solar.

- Correa-Otto J.A., Cañada-Assandri M., 2018, MNRAS, 479, 1694
- Gradie J.C., Chapman C.R., Williams J.G., 1979, Families of minor planets., 359–390
- Knežević Z., Milani A., 2000, Celest. Mech. Dyn. Astron., 78, 17
- Knežević Z., Milani A., 2003, A&A, 403, 1165
- Laskar J., 1990, Icarus, 88, 266
- McEachern F.M., Ćuk M., Stewart S.T., 2010, Icarus, 210, 644
- Milani A., Knezevic Z., 1990, Celest. Mech. Dyn. Astron., 49, 347
- Milani A., et al., 2010, Icarus, 207, 769

Una red neuronal para la búsqueda de exoplanetas utilizando el método de velocidad radial

L.A. Nieto^{1, 2}, R.F. Díaz³ & E.C. Segura²

¹ Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina

² Universidad de Buenos Aires, Argentina

³ Universidad Nacional de San Martín, Argentina

Contacto / lnieto@dc.uba.ar

Resumen / La búsqueda de exoplanetas es un campo que necesita fuertemente de la observación y el análisis de una gran cantidad de datos. Las mejoras en las técnicas e instrumentos posibilitaron que planetas con masas cada vez más pequeñas fuesen descubiertos usando los métodos de velocidad radial y tránsito; pero recién en los últimos tiempos se pudo empezar a sondear con detalle los planetas de masa y radio más pequeños de la población planetaria. En la actualidad misiones como *GAIA* y *TESS* aportan una cantidad cada vez más grande de información y la comunidad está mirando hacia la ciencia de datos. Ya en los últimos años, han comenzado a aparecer trabajos en el campo de planetas extrasolares que hacen uso de estas técnicas. El objetivo de este trabajo es explorar los alcances de las redes neuronales en el análisis de señales y buscar mecanismos para complementar o sustituir los métodos actuales. Para ello se generaron datos sintéticos que buscan imitar las mediciones de velocidad radial de estrellas de tipo solar, y se diseñó y entrenó una red neuronal para clasificarlos. Se compararon los resultados con los del método más común para detectar planetas en series temporales, y se mostró que la red neuronal logra una disminución en un 28 % en los falsos positivos con una mejora de cinco órdenes de magnitud en el tiempo de ejecución.

Abstract / The search for exoplanets is a field that strongly requires the observation and analysis of a large amount of data. Improvements in techniques and instruments made it possible for planets with increasingly smaller masses to be discovered using radial velocity and transit methods; but it was only recently that the planets with the smallest mass and radius of the planet population began to be probed in detail. This was largely due to the launch of the Kepler mission, and the improvement in the methods used to extract information from radial velocity data. At present, missions such as *GAIA* and *TESS* provide an increasingly large amount of information, and that is why the community is looking towards data science and the different artificial intelligence methodologies, as an important support in the face of this avalanche of data. Already in recent years, studies have begun to appear in the field of extrasolar planets that make use of these techniques. The objective of this work is to explore the scope of neural networks in signal analysis and look for mechanisms to complement or replace current methods. For this, synthetic data were generated that seek to imitate radial velocity measurements of solar-type stars, and a neural network was designed and trained to classify them. The results were compared with the most common method to detect planets in time series, and it was shown that the neural network achieves a decrease of 28 % in false positives with an improvement of five orders of magnitude in the execution time.

Keywords / methods: data analysis — planets and satellites: detection — techniques: radial velocities

1. Introducción

El estudio de planetas extrasolares es un campo de investigación relativamente nuevo. Hace apenas 26 años se descubrió el primer exoplaneta en torno de una estrella de tipo solar (Mayor & Queloz, 1995). Y gracias a mejoras en técnicas e instrumentos el número de estos cuerpos celestes fue incrementándose rápidamente utilizando principalmente los métodos de velocidad radial y tránsito. En los últimos tiempos aparecieron trabajos en los que se entrenan redes neuronales para detectar exoplanetas usando el método de tránsito y los resultados fueron tan buenos que incluso se encontraron planetas en datos de sistemas que ya habían sido analizados manualmente (Shallue & Vanderburg, 2018). En este trabajo proponemos un enfoque similar pero usando la técnica de velocidad radial. Este método de detección tiene una mayor complejidad, tanto en el modelado como entrenamiento dado que la señal planetaria está presente en toda la serie temporal y tiene características similares a la variabilidad intrínseca de la estrella. Presentamos una red neuronal, comparamos sus resultados con el mecanismo de decisión tradicional y mostramos sus ventajas.

2. Generación de datos

Para trabajar con redes neuronales se necesita una gran cantidad de datos, las series temporales que pueden servir y están disponibles son escasas, muy diferentes en características y, en realidad, no se sabe con certeza cuantos planetas pueden contener. Se optó, entonces, por generar series artificiales que simulen características de estrellas de tipo solar.

2.1. Series temporales

Se busca que las series temporales sean lo más realistas posibles y que exhiban la variabilidad observada en las estrellas de tipo solar. Se generaron diferentes tipos de ruido y perturbaciones planetarias.

- Errores intrínsecos realistas de HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher).
- Ruido correlacionado: granulaciones, pulsaciones y modulación rotacional.
- Hasta cuatro planetas: sin interacción, de órbita circular y períodos disjuntos.

2.1.1. Errores y ruido blanco

Para simular los errores, se investigó la estadística del relevamiento HARPS (Udry, S. et al., 2019), (Díaz, R. F. et al., 2016) y se tomó el valor medio de los errores de una estrella al azar del programa de alta precisión (PI: M. Mayor, luego S. Udry, luego R. Díaz), y se obtuvieron doscientos números aleatorios de una distribución normal con media igual a ese valor y varianza $\sigma^2 = (0.3)^2 m s^{-1}$. Para simular ruido blanco en la señal se toma el vector de errores, calculado anteriormente, y se multiplica cada valor por un número aleatorio proveniente de una distribución normal estándar.

2.1.2. Ruido rojo

Algunos de los fenómenos estelares más importantes que pueden generar este tipo de ruido son: pulsaciones, granulación y modulación rotacional.

Para simular las pulsaciones y las granulaciones se utilizó el trabajo (Dumusque et al., 2011) en donde se estudia el espectro de potencias de cinco estrellas solares muy bien observadas, se ajusta el espectro con una componente Lorentziana que representa las pulsaciones y tres componentes para la granulación, normal, meso y súper. Usando los valores de los parámetros definidos en el trabajo se construye el espectro de potencias como suma de estos cuatro componentes y se genera la velocidad radial.

Para la modulación rotacional se usó un proceso gaussiano con una función de covarianza generada con un *kernel* pseudoperíodico calculado con:

$$k_{\rm QP}(t_i, t_j) = A^2 \exp\left(-\frac{(t_i - t_j)^2}{2\tau^2} - \frac{2}{\epsilon}\sin^2\left(\frac{\pi(t_i - t_j)}{\mathcal{P}}\right)\right)$$

La elección de los hiperparámetros se realiza con la ayuda de la estadística del relevo HARPS mencionado anteriormente, estimando su período de rotación con la calibración de (Mamajek & Hillenbrand, 2008).

- A: Al azar de una distribución gamma, $\Gamma(2.0, 0.5)$.
- \mathcal{P} : Se elige al azar un período de rotación de HARPS que sea mayor o igual a un día.
- τ : Obtenido al azar de una distribución normal, $\mathcal{N}(3 * \mathcal{P}, 0.1^* \mathcal{P}).$

- ϵ : Obtenido al azar de una distribución uniforme, $\mathcal{U}(0.5, 1.0)$.

Sumando todas estas contribuciones, se llega a la serie temporal de velocidades radiales sin planeta rv_{sp} .

2.1.3. Planetas

En este modelo simplificado los planetas van a tener órbitas circulares, no se van a solapar en período y no van a interactuar entre sí.

- Periodo $(P_{pl}) \sim U(10 \text{ d}, 100 \text{ d}).$
- Amplitud(\hat{K}) ~ $\log U(0.1 \text{ m s}^{-1}, 10 \text{ m s}^{-1}).$
- Tiempo del mínimo de la variación (T_0) ~ Élegido al azar dentro de la serie temporal.

La variación toma entonces la forma:

$$rv_{pl} = K \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi(t-T_0)}{P_{pl}}\right)$$

Una vez obtenido el vector rv_{pl} , puede sumarse a rv_{sp} y obtener la serie temporal con planeta. Lo que resulta en series temporales de doscientas muestras. Con esto se construye un periodograma y se puede calcular el *False Alarm Probability* (FAP; Baluev 2008) para decidir si el pico máximo del mismo proviene de una señal planetaria. Usar el cálculo de Baluev es rápido pero, como se muestra en dicho trabajo, para un rango de resultados no es tan confiable. Para estos casos se utiliza un algoritmo tipo Monte Carlo (Zechmeister, M. & Kürster, M., 2009) más lento pero más preciso.

3. Red neuronal

Una red convolucional busca características locales y generales en datos que tengan una relación entre si (e.g. píxeles de una imagen o, en este caso, periodogramas) a través del entrenamiento y validación con datos etiquetados buscando que prediga resultados correctos con entradas nuevas, sin etiquetar. Se generaron tres grandes conjuntos de datos:

- Conjunto 1: 13700 periodogramas, 40 % de casos positivos. Para entrenamiento y tomando el 20 % para validación.
- Conjunto 2: 10000 periodogramas, 28 % de casos positivos. Para análisis y búsqueda de umbral.
- Conjunto 3: 20000 periodogramas, 28 % de casos positivos. Para pruebas finales.

La red se diseñó para reemplazar el cálculo del FAP. Recibe un periodograma y decide si el pico máximo es un planeta o no. Se probaron diferentes configuraciones y se evaluaron sus resultados utilizando como métrica F β -measure (con $\beta = 0.5$) que tiene en cuenta la relación entre precisión y exhaustividad (definidas más adelante) que es más adecuada cuando se tiene desbalance entre casos positivos y negativos. El mejor modelo es el de la Figura 1 con un F β -measure de 0.86 en el conjunto de validación.



Figura 1: Red neuronal para clasificación de picos máximos en periodogramas



Figura 2: Precisión-Exhaustividad y AUC de ambos métodos

4. Análisis

Cuando el FAP o la red analizan un pico, devuelven un número. Por lo que se necesita un umbral de corte para poder utilizarlos para realizar predicciones. Antes de fijar este umbral se puede hacer un análisis de efectividad de cada método y comparalos entre sí, para ello se utilizaron curvas de *precision-recall* (precisión y exhaustividad). Estas métricas se definen como:

- Precisión: Es la razón de verdaderos casos positivos entre los que fueron marcados como positivos.
- Exhaustividad: Es el cociente de verdaderos casos positivos detectados entre los positivos existentes.

Ambos resultados varían entre 0 y 1 y son mejores cuanto más altos son. La curva de precisiónexhaustividad de la Figura 2 muestra el compromiso entre estos valores, se varía el umbral y se grafican los diferentes resultados. Cuanto mayor es su *Area Under the Curve* (AUC) mayor es la exhaustividad y precisión general de la solución. Esto no sólo nos permite hablar de la calidad de un modelo, también es útil para comparar dos soluciones diferentes al mismo problema.

La curva y las áreas muestran que la red funciona sistemáticamente mejor que el FAP y su área es mayor, por lo que es una mejor solución general. Para buscar un umbral para la red se analizó el FAP y se fijó su umbral en el valor habitual de este método que es -1.3 (expresado en log_{10} , que es un 0.05 % de probabilidad de falsa

alarma), se calcularon los falsos positivos y negativos que resultan al aplicarlo sobre el conjunto 2 y se buscó un umbral para la red que mejore los falsos positivos y que no incremente los falsos negativos. Este umbral se encontró en 0.77 y se analizó el efecto de aplicar ambos métodos en los datos del tercer conjunto.

Al analizar los aciertos y fallas de ambos métodos se encontró que la red disminuyó en un 28.5 % la cantidad de falsos positivos con apenas dos falsos negativos más. Un análisis más detallado mostró que este aumento de precisión fue con los planetas en picos más pequeños (entre 0.1 y 0.4 de potencia) y al etiquetar los picos entre los períodos 30 y 60 días; en este caso nuestra interpretación es que, al ser períodos propios de la rotación estelar, la red está siendo más "cauta" al momento de etiquetar un pico de esa zona, que es lo mismo que haría un astrónomo. También se promediaron los tiempos de ejecución de ambos métodos, el FAP se ejecutó con 100 periodogramas y la red con 10⁶. La red resultó 125 791 veces más rápida que el FAP en tiempo de procesador (que es el tiempo dedicado solo a este proceso).

5. Conclusiones

Si bien ninguno de los métodos tiene un 100 % de efectividad, la curva de precisión-exhaustividad mostró que la red es una mejor solución general que el FAP y se obtuvieron mejoras en la confianza de las predicciones al disminuir la cantidad de falsos positivos en un 28 % etiquetando correctamente picos menos potentes y teniendo en cuenta la interferencia estelar. Otro progreso significativo fue en el tiempo de cómputo, la red neuronal presenta una mejora de al menos cinco órdenes de magnitud en los tiempos de ejecución. Estas ventajas hacen de la red una gran candidata para reemplazar el cálculo del FAP en grandes volúmenes de datos.

Como trabajo futuro se buscará aplicar la red sobre datos reales, para ello primero hay que realizar una modificación en los tiempos de observación de las series temporales para generar una toma de mediciones más realista. Si bien los tiempos modelados en este trabajo no son equiespaciados, están lejos de la gran variabilidad propia de las observaciones astronómicas. Seguramente se tenga que modificar la red para adaptarla a esta complejidad y también para poder aceptar periodogramas reales, que suelen ser más grandes.

- Baluev R.V., 2008, MNRAS, 385, 1279 Díaz, R. F., et al., 2016, A&A, 585, A134
- Dumusque X., et al., 2010, A&A, 505, A154 Dumusque X., et al., 2011, A&A, 525, A140
- Mamajek E.E., Hillenbrand L.A., 2008, ApJ, 687, 1264
- Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
- Shallue C.J., Vanderburg A., 2018, ApJ, 155, 94
- Udry, S., et al., 2019, A&A, 622, A37
- Zechmeister, M., Kürster, M., 2009, A&A, 496, 577

Identificación de candidatas a estrellas Be utilizando redes neuronales

Y. Aidelman^{1,2}, C. Escudero², F. Ronchetti^{3,4}, F. Quiroga³, A. Granada^{5,6} & L. Lanzarini³

¹ Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto de Investigación en Informática LIDI, CIC-UNLP, Argentina

⁴ Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

⁵ Universidad Nacional de Río Negro, Argentina

⁶ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / aidelman@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las bases de datos astronómicas proporcionan actualmente grandes volúmenes de información espectroscópica y fotométrica. En particular, los datos fotométricos resultan relativamente más fáciles de obtener debido al menor tiempo de uso del telescopio, con lo cual existe una creciente necesidad de utilizarlos para identificar automáticamente objetos específicos y luego estudiarlos en detalle. En este trabajo, nos centramos en la identificación fotométrica de estrellas Be, objetos tempranos que presentan la línea H α en emisión. Este tipo de objeto es de interés para el entendimiento de la evolución de estrellas en alta rotación, y también para el estudio de la física de discos circunestelares. Para su identificación, utilizamos datos fotométricos (VPHAS+, 2MASS y AllWISE) y espectroscópicos (LAMOST), junto con técnicas de aprendizaje automático, como las redes neuronales. Nuestros resultados muestran que utilizar los índices Q libres de enrojecimiento como descriptores, proporcionan una mejora significativa en la identificación fotométrica de estrellas Be.

Abstract / Astronomical databases currently provide large volumes of spectroscopic and photometric information. In particular, as photometric data is relatively easier to obtain due to the shorter use time of the telescope, there is an increasing need to use those data in order to automatically identify specific objects and study them in detail afterwards. In this work, we focus on the photometric identification of Be stars, early-type stars with H α line in emission. These kind of objects are very interest for understanding the evolution of fast rotating stars, and also for the study of the physics of circumstellar disks. For their identification, we use photometric (VPHAS+, 2MASS, AlWISE) and spectroscopic (LAMOST) databases, together with machine learning techniques, such as neural networks. Our results show that using the reddening-free Q indices as features provides a significant improvement in the photometric identification of Be stars.

Keywords / methods: data analysis — stars: emission-line, Be — surveys

1. Introducción

En el último tiempo, se han incrementado apreciablemente las bases de datos y los relevamientos del cielo. La gran cantidad de datos disponibles hace necesario implementar nuevas estrategias para poder analizarlos y estudiarlos. Por ello, las técnicas de aprendizaje automático resultan una herramienta fundamental para la búsqueda de objetos particulares, y así comprender de manera más acabada sus características y los procesos astrofísicos que están en juego. En este contexto, el análisis desarrollado en este trabajo, el cual pretende identificar estrellas Be mediante el uso de redes neuronales entrenadas a partir de datos fotométricos, resulta una continuación del trabajo Aidelman et al. (2020, Aidelman20 en adelante).

Una estrella Be es una estrella de tipo espectral B no supergigante, que generalmente se encuentra rodeada por una envoltura circunestelar en forma de disco y en rotación kepleriana (Porter & Rivinius, 2003; Rivinius et al., 2013). Estos objetos tienen la particularidad de presentar alta rotación, lo que los convierte en laboratorios únicos para la evaluación de nuestro conocimiento de la evolución de estrellas con esta característica.

La presencia del disco se manifiesta en el espectro, principalmente por la emisión de la línea H α (Jaschek et al., 1981; Collins, 1987) como se muestra en panel medio de la Fig. 1. Esta característica permite distinguirlas fotométricamente de las estrellas B normales utilizando filtros centrados en esta línea particular.

En Aidelman20, se mostró que los mejores resultados en la identificación de estrellas Be se obtuvieron utilizando una red neuronal entrenada con los índices Q libres de enrojecimiento (Johnson & Morgan, 1955). Estos índices se contruyeron utilizando magnitudes VP-HAS+, IPHAS, SDSS y 2MASS (Drew et al., 2014; Barentsen et al., 2014; Alam et al., 2015; Skrutskie et al., 2006, respectivamente). Continuando en esta línea de trabajo, el análisis presentado aquí, tiene por objetivo analizar y mostrar cuáles serían los descriptores^{*} más adecuados para entrenar la red neuronal. Además, mos-

 $^{^{\}star}$ Utilizamos la palabra "descriptor" como traducción de feature.



Figura 1: Panel superior: Perfiles de transmisión de los filtros u, g, r, i utilizados por VPHAS+. El filtro de banda angosta centrado en H α se muestra en rojo. Panel central: Espectro típico de una estrella Be clásica donde se indica la línea H α en emisión. Panel inferior: Espectro típico de una estrella de tipo espectral B.

tramos cuál es el impacto de incorporar las magnitudes $W1 \ge W2$ (AllWISE, Cutri et al., 2013) en la capacidad del modelo para recuperar la mayor cantidad de estrellas Be.

2. Metodología

Las técnicas de aprendizaje automático supervisado consisten en deducir una función (modelo) a partir de un conjunto de datos "etiquetados", para luego utilizarlo sobre otro conjunto de datos sin etiquetar. Como se menciona en la sección § 2.1 de Aidelman20, utilizamos los datos fotométricos publicados por Mohr-Smith et al. (2017, Mohr17 en adelante) para entrenar y evaluar el modelo, el cual posteriormente se aplicó a los datos espectroscópicos de Liu et al. (2019, Liu19 en adelante). Para este trabajo se logró duplicar la muestra etiquetada utilizada en Aidelman20, obteniendo un total de 460 estrellas (Tab. 1).

De acuerdo a estos conjuntos de datos, los descriptores "originales" son las magnitudes aparentes. Sin embargo, como sabemos, estas se encuentran afectadas por la distancia y por el enrojecimiento interestelar que, a priori, no se conocen. Por otra parte sabemos que la manera usual de identificar estrellas con emisión en H α a partir de datos fotométricos, es a través de los diagramas color-color. En la Fig. 2 se observa cómo la mayoría de las estrellas brillantes en H α (cuadrados azules) se ubican por encima de la secuencia estelar de estrellas normales (círculos verdes). Si bien, este tipo de diagramas es independiente de la distancia, aún se encuentra afectado por el enrojecimiento. Por esto es necesario en-

Tabla 1: Distribución por clases de las muestras utilizadas en este trabajo. OB: estrellas de tipo espectral O y B normales. EM/Be: estrellas que presentan emisión en H α .

Datos	OB	$\rm EM/Be$	Total
Mohr-Smith et al. (2017)	5629	248	5877
Liu et al. (2019)	359	101	460



Figura 2: Diagrama color-color. Con símbolos cuadrados se indican los datos de Mohr-Smith et al. (2017) y con círculos los de Liu et al. (2019). En azul se indican las estrellas de ambas muestras etiquetadas como Be o EM, mientras que en verde se indican las OB normales.

contrar un descriptor más adecuado para entrenar un modelo que identifique estrellas Be en cualquier región del cielo.

A fin de minimizar los efectos antes mencionados, utilizamos lo que en aprendizaje automático se denomina "transformación de descriptores". En este caso, el entrenamiento del modelo se llevó a cabo empleando los parámetros Q libres de enrojecimiento e independientes de la distancia. Definidos por Johnson & Morgan (1955), estos parámetros se pueden construir a partir de las magnitudes aparentes:

$$Q_{1234} = (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}) - \frac{r_{\lambda_1} - r_{\lambda_2}}{r_{\lambda_3} - r_{\lambda_4}} (m_{\lambda_3} - m_{\lambda_4}) = (m_{\lambda_1}^0 - m_{\lambda_2}^0) - \frac{r_{\lambda_1} - r_{\lambda_2}}{r_{\lambda_3} - r_{\lambda_4}} (m_{\lambda_3}^0 - m_{\lambda_4}^0).$$

siendo los términos m_{λ_i} y $m_{\lambda_i}^0$ las magnitudes aparente e intrínseca en 4 filtros diferentes centrados en la longitud de onda λ_i . Por su parte, el término r_{λ_i} se define como $r_{\lambda_i} = A_{m_{\lambda_i}}/A_V$, siendo $A_{m_{\lambda_i}}$ los coeficientes de extinción en la longitud de onda respectiva y A_V el coeficiente de extinción para el filtro V (Johnson). Los valores r_{λ_i} adoptados en este trabajo fueron calculados por Yuan et al. (2013) para $R_V = 3.1$.

3. Resultados y discusión

En primera instancia, como ahora contamos con más datos de Liu19 etiquetados, repetimos el experimento realizado en Aidelman20. Para ello, entrenamos la red neuronal con los Q_{123} (esto es tomando $m_{\lambda_2} = m_{\lambda_3}$) usando las magnitudes $u, g, r, H\alpha, i, J, H, K, y$ calibramos la salida para obtener una pureza^{**} determinada en

^{**}Utilizamos "pureza" y "completitud" como traducción de *precision* y *recall*, respectivamente.

los resultados de entrenamiento. Esto nos permitió obtener una completitud del 28 % para la nueva muestra, manteniendo una pureza muy alta del 100 %.

Posteriormente, entrenamos la red utilizando distintos descriptores con el fin de evaluar cuál de ellos arroja una mayor completitud sobre la muestra de Liu19. En todas las pruebas también se evaluó el modelo sobre una submuestra de Mohr17, obteniendo valores de completitud similares en todos los casos (80 %).

En los siguientes experimentos se utilizaron las magnitudes $u, g, r, H\alpha, i, J, H, K, W1$ y W2.

- (i) Al entrenar la red con las magnitudes aparentes se obtiene una completitud del 27 %.
- (ii) Entrenando la red con los índices de color $(u g), (u r), (u i), (g r), (g i), (r H\alpha), (r i), (J H), (J K), (H K)$ y (W1 W2), se obtiene una completitud del 10 %.
- (*iii*) Entrenando con los índices Q_{123} , obtenemos una completitud del 32 %.
- (*iv*) Entrenando con los índices Q_{1234} obtenemos una completitud del 36 %.
- (v) Finalmente, las últimas pruebas consistieron en eliminar magnitudes para reducir la cantidad de descriptores. De todas las pruebas realizadas, el mejor resultado se logró entrenando una red neuronal con los índices Q_{1234} utilizando $H\alpha$, J, H, K, W1, W2. En este caso, se obtuvo una completitud del 33 %.

Al comparar el resultado del experimento (i) con el obtenido por Aidelman20 (completitud del 9.5 %) se observa que las magnitudes W1 y W2 aportan información valiosa para separar las estrellas B normales de las Be (en acuerdo con los resultados obtenidos por Granada et al., 2018). Por su parte, el experimento (ii) indica que el enrojecimiento interestelar afecta apreciablemente la capacidad del modelo para identificar estrellas Be en diferentes regiones del cielo (resultado esperable ya que la extinción interestelar no es homogénea).

Con respecto a los experimentos (iii), (iv) y (v), los resultados indican que los descriptores más adecuados para entrenar el modelo resultan ser los parámetros Q, ya que son independientes de la distancia y están prácticamente libres del enrojecimiento. Además, se obtienen los mejores resultados para la completitud de la muestra de Liu19. Adicionalmente, la ventaja de utilizar los Qes que esta transformación de descriptores resulta más sencilla que la corrección por distancia y absorción interestelar propuesta en otros trabajos similares de la literatura (por ejemplo, Vioque et al., 2020).

4. Conclusiones

El objetivo principal de este trabajo se centró en analizar los distintos descriptores a fin de obtener el más adecuado para identificar estrellas Be de una muestra etiquetada. Para ello, es importante minimizar el efecto del enrojecimiento interestelar sobre el descriptor para poder aplicar el método a cualquier región del cielo.

De acuerdo a nuestros resultados, utilizar el parámetro Q como descriptor mejora apreciablemente el valor

de la completitud, en particular los construidos con 4 magnitudes distintas, alcanzando un 36 % de completitud en los datos de Liu19 con una pureza del ~ 100 %. Esto significa una mejora del 11 % respecto a nuestro trabajo anterior (Aidelman20).

Desde el punto de vista astronómico, el uso de los índices Q resulta novedoso dado que es un parámetro muy poco utilizado en la literatura. Además, cabe señalar que los coeficientes r_{λ_i} sólo dependen del filtro fotométrico utilizado, lo que facilita aún más el uso de los Q, ya que no es necesario saber a priori la absorción interestelar (ni la distancia) que afecta a cada estrella. Es interesante mencionar que desde el punto de vista del aprendizaje automático, el uso de los Q para entrenar al modelo también es novedoso ya que es una transformación poco usual.

Otra particularidad a resaltar en este trabajo, es el hecho de haber fijado el valor de pureza cercano al 100 % lo que permite disminuir los casos falsos positivos que brinda el modelo. Esto significa que nuestra red neuronal encuentra el 36 % de las estrellas Be de la muestra de Liu19 sin equivocarse.

Finalmente, el uso de las magnitudes infrarrojas junto con la magnitud H α , al ser trazadoras de la presencia de disco, resultan indispensables a fin de separar las estrellas B de las Be.

Agradecimientos: Agradecemos al referí por sus sugerencias y comentarios. Y.A. agradece el apoyo de la UNLP (I+D 11g162) y a la Agencia I+D+I (PICT-2016-1971). A.G. agradece el apoyo de la Agencia I+D+i (PICT2017-3790). Este proyecto ha recibido financiación dentro del marco del Programa de Investigación e Innovación Horizonte 2020 (2014-2020) de la Unión Europea en virtud del Acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie No. 823734.

- Aidelman Y., et al., 2020, E. Rucci, M. Naiouf, F. Chichizola, L. De Giusti (Eds.), *Cloud Computing, Big Data & Emerging Topics*, 111–123, Springer International Publishing, Cham
- Alam S., et al., 2015, ApJS, 219, 12
- Barentsen G., et al., 2014, MNRAS, 444, 3230
- Collins II G.W., 1987, A. Slettebak, T.P. Snow (Eds.), IAU Collog. 92: Physics of Be Stars, 3–19
- Cutri R.M., et al., 2013, Explanatory Supplement to the All-WISE Data Release Products, Explanatory Supplement to the AllWISE Data Release Products
- Drew J.E., et al., 2014, MNRAS, 440, 2036
- Granada A., et al., 2018, AJ, 155, 50
- Jaschek M., Slettebak A., Jaschek C., 1981, Be star terminology., Be Star Newsletter
- Johnson H.L., Morgan W.W., 1955, ApJ, 122, 142
- Liu Z., et al., 2019, ApJS, 241, 32
- Mohr-Smith M., et al., 2017, MNRAS, 465, 1807
- Porter J.M., Rivinius T., 2003, PASP, 115, 1153
- Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
- Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Vioque M., et al., 2020, A&A, 638, A21
- Yuan H.B., Liu X.W., Xiang M.S., 2013, MNRAS, 430, 2188

Emisión molecular de ¹²CO en una estrella Be clásica

Y.R. Cochetti^{1,2}, M.L. Arias^{1,2}, M. Kraus³, L.S. Cidale^{1,2}, A.F. Torres^{1,2} & A. Granada⁴

¹ Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Astronomický ústav, Akademie věd České republiky, República Checa

⁴ Laboratorio de Procesamiento de Señales Aplicadas y Computación de Alto Rendimiento, Sede Andina, UNRN, Argentina

Contacto / cochetti@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas Be se caracterizan por presentar líneas en emisión de hidrógeno y de metales una vez ionizados, de manera transitoria o permanente. La formación de estas líneas es atribuida a la presencia de una envoltura gaseosa en forma de disco rodeando a la estrella central. A lo largo de la última década, hemos realizado un seguimiento de una muestra de estrellas Be, con el objetivo de estudiar la evolución de sus envolturas a través de la variabilidad de sus propiedades físicas y cinemáticas. Una de las regiones espectrales que más estudiamos fue la del infrarrojo cercano, que presenta numerosas líneas en emisión de hidrógeno, helio y de algunos metales neutros o una vez ionizados. Sorpresivamente, en una de las observaciones realizadas, la estrella Be 12 Vul presentó emisión de 12 CO. La presencia de emisión molecular en las envolturas de las estrellas Be no había sido observada hasta el momento. Presentaremos aquí los espectros obtenidos en la banda espectral K y los parámetros determinados para la región emisora de 12 CO. Discutimos, además, las implicancias de esta detección en el estudio de las estrellas Be y otros grupos de objetos con características similares.

Abstract / Be stars present as their principal characteristic emission lines of hydrogen and singly ionized metals, which can be temporary or permanent. The origin of these lines is attributed to the presence of a gaseous disk-like envelope surrounding the star. Throughout the last decade, we have carried out temporal monitoring of a sample of Be stars to study the evolution of the disk through the variability of their physical properties and dynamical structure. We focused our studies on the near-infrared spectral range, which presents plenty of emission lines of hydrogen, helium and neutral or singly ionized metals. Surprisingly, in one of our observations, the Be star 12 Vul presented emission of ¹²CO. The presence of ¹²CO molecular band emission in Be stars had not been previously reported. We present here the near-infrared spectra in the K-band and the results on the modeling of the ¹²CO molecular emission. We discuss the implications of this detection in the study of Be stars and other groups of objects with similar characteristics.

Keywords / techniques: spectroscopy — circumstellar matter — stars: emission-line, Be

1. Introducción

Las estrellas de tipo espectral B forman un grupo diverso, que incluye no solo estrellas B normales, sino también distintos subgrupos con peculiaridades espectroscópicas. Uno de ellos es el grupo de las estrellas Be, que se caracterizan por presentar (o haber presentado) líneas en emisión de hidrógeno y de metales una vez ionizados. Sumado a las líneas en emisión, estas estrellas presentan un moderado exceso infrarrojo (IR) debido a emisión libre-libre y libre-ligado en el disco. Las características observadas son atribuidas a la presencia de una envoltura circunestelar en forma de disco que rodea a la estrella central. El modelo más aceptado en la actualidad para describir la estructura de la envoltura es un disco viscoso en rotación Kepleriana (Rivinius et al., 2013).

Las estrellas Be presentan variabilidad espectroscópica y fotométrica en distintas escalas de tiempo. Se han observado cambios en los perfiles de las líneas, que pasan de tener un espectro B normal (perfil de absorción fotosférico, sin emisión), a tener un espectro Be (con uno o dos picos en emisión y una absorción central que no sobrepasa el nivel del continuo), a espectros

tipo Be-shell (donde la absorción central sobrepasa el nivel del continuo, o incluso puede observarse una leve emisión deformando el perfil de absorción fotosférico). Esta variabilidad es atribuida a procesos de formación y disipación de la envoltura, y a efectos de precesión de las mismas (Zorec et al., 2000; Rivinius et al., 2013). Debido a sobredensidades en el disco, por ejemplo por la presencia de un brazo espiral (Okazaki, 1991), se han observado variaciones en el cociente V/R, donde V y R son las intensidades de los picos azul y rojo del perfil en emisión, respectivamente. Han sido reportadas también variaciones fotométricas de corto período atribuidas a pulsaciones de la estrella central (Baade, 1982; Rivinius et al., 2003; Smith, 2001), o aumentos de brillo (out*burst*) debido a variaciones en la profundidad óptica de la envoltura o a evecciones de masa (Hubert et al., 2000; Zorec et al., 2000).

2. Observaciones

En la región del cercano IR, estas estrellas presentan numerosas líneas en emisión de distintas series del



Figura 1: Espectros de 12 Vul en la Banda K del cercano IR. Los espectros fueron obtenidos con GNIRS, excepto el indicado como $2017_{\rm F}$, que fue obtenido con FIRE. Los espectros están normalizados y desplazados verticalmente para una mejor visualización. En el borde superior se indican las posiciones de las líneas de hidrógeno. Las cabezas de banda de ¹²CO están señaladas en azul.

Tabla 1: Observaciones en el cercano IR de 12 Vul. Los espectros de GNIRS corresponden a los programas GN-2010B-Q-02, GN-2016A-Q-96, GN-2017A-Q-84 y GN-2020B-Q-212.

Fecha	Observatorio	Espectrógrafo	Resolución
2010-09-15	Gemini Norte	GNIRS-LS	1800
2016-06-25	Gemini Norte	GNIRS-XD	1800
2017-06-04	Las Campanas	FIRE	6000
2017-07-08	Gemini Norte	GNIRS-XD	1800
2020-09-06	Gemini Norte	GNIRS-LS	18000

hidrógeno. Estas líneas se forman en una región de la envoltura cercana a la estrella central, y presentan una baja contribución fotosférica, por lo que constituyen una valiosa herramienta para estudiar las propiedades físicas y dinámicas de las envolturas (Cidale et al., 2000; Mennickent et al., 2009; Granada et al., 2010; Cochetti, 2019). Con el objetivo de estudiar la variabilidad de las propiedades de la envoltura a lo largo del tiempo, hemos obtenido espectros en el cercano IR de la estrella Be 12 Vul en 5 oportunidades. La Tabla 1 muestra las fechas de observación, dónde y con qué instrumento se obtuvieron los datos y la resolución espectral alcanzada.

3. 12 Vul

12 Vul (HD 187811) es una estrella Be de tipo espectral B2.5 V, miembro de la Asociación Local (Local Association or Pleiades moving group, Eggen, 1975; Hoffleit & Jaschek, 1991). Ha sido catalogada como una binaria espectroscópica de dos espectros por Chini et al. (2012), con un período de 3.7 días reportado por Eggen (1975). Sin embargo, otros autores no han encontrado evidencia de la presencia de una compañera (Wang et al., 2018; Horch et al., 2020). Presenta variabilidad fotosférica (Lefèvre et al., 2009), y se han reportado *outbursts* de 100-200 días de duración (Hubert et al., 2000).

Tanto el perfil de línea de $H\alpha$ como las líneas del hidrógeno observadas en el cercano IR, presentan variabilidad a lo largo de los años. Esta variabilidad fue asociada con procesos de formación y disipación de la envoltura (Sabogal et al., 2017), y cambios en la profundidad óptica de la misma (Mennickent et al., 2009; Lenorzer et al., 2002).

4. Resultados

En la Fig. 1 se muestran los espectros obtenidos en la Banda K en las distintas observaciones, donde puede verse la variablidad de los perfiles de las líneas de hidrógeno. Lo más destacable es, sin embargo, la clara emisión de ¹²CO presente en el primer espectro del 2017 (señalado como 2017_F). Las cabezas de banda del ¹²CO están señaladas en azul en la Fig. 1.

Existen diferentes clases de estrellas masivas (YSOs, Herbig Ae/Be, B[e], YHG, entre otras) para las cuales se ha reportado la presencia de emisión molecular de CO en sus espectros infrarrojos (Scoville et al., 1979; Blum et al., 2004; Bik et al., 2006; Gledhill et al., 2011; Kraus, 2009). Sin embargo, la misma no había sido reportada previamente en las estrellas Be clásicas.

Utilizando el modelo propuesto por Kraus et al. (2000), realizamos un ajuste de la emisión observada. Este modelo considera la emisión proveniente de un disco o anillo en rotación donde el CO se encuentra en equilibrio termodinámico local, y la forma de los perfiles está dada por la superposición de transiciones roto-vibracionales. Obtuvimos los siguientes parámetros: $V_{\rm rot}({\rm proyectada~en~la~linea~de~la~visual}) = 42.5 \pm$ \tilde{T} , $\tilde{T}_{\rm CO} = 3250 \pm 250$ K, $N_{\rm CO} = (7.5 \pm 2.5) \times 10^{-10}$ $2.5~{\rm km\,s^-}$ 10^{20} cm^{-2} (densidad columnar), $V_{\text{turb}} = 1.5 \text{ km s}^{-1}$ (velocidad de turbulencia). El espectro sintético obtenido fue también convolucionado con la resolución espectral. La comparación entre el espectro observado y el obtenido a partir del modelo para las dos primeras cabezas de banda de ¹²CO se muestra en la Fig. 2. Un análisis más detallado sobre este interesante hallazgo se encuentra en Cochetti et al. (2021).

Cochetti et al.



Figura 2: Porción del espectro de 12 Vul con las dos primeras cabezas de banda de ¹²CO en emisión. El espectro sintético está graficado en rojo.

5. Discusión y trabajo a futuro

Proponemos distintos escenarios para explicar la emisión de ¹²CO observada en esta estrella Be. Una posibilidad es que el disco en disipación haya alcanzado material previamente eyectado por la estrella en un evento tipo outburst, o incluso el material de la nube donde la estrella se formó. Esta interacción puede haber comprimido y calentado el material, generando las condiciones necesarias para observar el CO en emisión. Otra opción podría ser que el disco de 12 Vul se esté generando debido a la interacción con una compañera evolucionada, y que el sistema esté evolucionando hacia una configuración similar a la observada en algunas estrellas B[e] (Kraus et al., 2016; Liermann et al., 2010; Kourniotis et al., 2018; Torres et al., 2018). En este caso, 12 Vul podría ser un objeto en transición entre un estadio Be y uno B[e].

Para distinguir entre las distintas posibilidades, sería interesante realizar un seguimiento de este objeto con diferentes técnicas. Observaciones realizadas en radio podrían ayudar a detectar la presencia de CO frío rodeando a la estrella central. Por otro lado, la búsqueda de evidencias de una compañera podría aportar información importante para caracterizar mejor este objeto y profundizar nuestra comprensión sobre el origen de esta sorprendente detección.

Agradecimientos: Agradecemos a Gabriel Ferrero y Nidia Morrell, quienes permitieron la obtención de datos en el Observatorio Las Campanas. Y.R.C. agradece a Carnegie Institution for Science y Richard Lounsbery Foundation por la beca otorgada bajo el programa de visitas colaborativas de jóvenes astrónomos argentinos al Observatorio Las Campanas. M.L.A. agradece financiamiento del Programa de Incentivos 11/G160, UNLP. M.K. agradece financiamiento de GA ČR (20-00150S) y RVO:67985815. A.G. agradece el apoyo de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica de Argentina (PICT2017-3790). This project has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 823734.

Referencias

Baade D., 1982, A&A, 105, 65

- Bik A., Kaper L., Waters L.B.F.M., 2006, A&A, 455, 561
- Blum R.D., et al., 2004, ApJ, 617, 1167
- Chini R., et al., 2012, MNRAS, 424, 1925
- Cidale L., et al., 2000, M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat (Eds.), IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 214, 472
- Cochetti Y.R., 2019, Estructura y propiedades físicas de envolturas circunestelares en estrellas Be, Ph.D. thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- Cochetti Y.R., et al., 2021, A&A, 647, A164
- Eggen O.J., 1975, PASP, 87, 37
- Gledhill T.M., et al., 2011, MNRAS, 411, 1453
- Granada A., Arias M.L., Cidale L.S., 2010, AJ, 139, 1983
- Hoffleit D., Jaschek C., 1991, The Bright star catalogue
- Horch E.P., et al., 2020, AJ, 159, 233
- Hubert A.M., Floquet M., Zorec J., 2000, M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat (Eds.), IAU Collog. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 214, 348
- Kourniotis M., et al., 2018, MNRAS, 480, 3706
- Kraus M., 2009, A&A, 494, 253
- Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158
- Kraus M., et al., 2016, A&A, 593, A112
- Lefèvre L., et al., 2009, A&A, 507, 1141
- Lenorzer A., de Koter A., Waters L.B.F.M., 2002, A&A, 386, L5
- Liermann A., et al., 2010, MNRAS, 408, L6
- Mennickent R.E., et al., 2009, PASP, 121, 125
- Okazaki A.T., 1991, PASJ, 43, 75
- Rivinius T., Baade D., Štefl S., 2003, A&A, 411, 229
- Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
- Sabogal B.E., et al., 2017, PASP, 129, 014203
- Scoville N.Z., et al., 1979, ApJL, 232, L121
- Smith M.A., 2001, ApJ, 562, 998
- Torres A.F., et al., 2018, A&A, 612, A113
- Wang L., Gies D.R., Peters G.J., 2018, ApJ, 853, 156
- Zorec J., Frémat Y., Hubert A.M., 2000, M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat (Eds.), IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 214, 330

Estudio espectroscópico de dos variables β Cephei: CD-46 4639 y HD 117357

A.F. Torres^{1,2}, L. Áreas Zavala³, L.S. Cidale^{1,2}, C. Quiroga^{1,2} & M.L. Arias^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Universidad Nacional Autónoma de Nicaragua, Nicaragua

Contacto / atorres@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las variables β Cephei son estrellas con tipos espectrales O y B que exhiben variaciones fotométricas, en velocidad radial y en los perfiles de las líneas producidas por pulsaciones correspondientes a modos de presión y gravedad de bajo orden radial. Estas estrellas, por lo tanto, son excelentes candidatas para realizar estudios astrosismológicos. En este trabajo, presentamos un estudio espectroscópico de dos estrellas muy poco estudiadas: CD-46 4639 y HD 117357. Ambas estrellas presentan variaciones espectrales y anomalías en las intensidades de las líneas de He. La estrella HD 117357 es una estrella Be que presenta dos períodos fotométricos cortos de ≈ 0.15 y ≈ 0.48 días, y CD-46 4639 es una estrella variable rica en He. Los espectros fueron tomados con el espectrógrafo REOSC en dispersión cruzada, instalado en el telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO). En este trabajo buscamos variaciones de período medio (de algunos días) de las inhomogeneidades químicas y discutimos si las mismas presentan modulaciones rotacionales o revelan efectos de binaridad.

Abstract / The β Cephei variables are OB-type stars that exhibit photometric, radial velocity and line profiles variations originated by pressure and gravity modes of low radial order pulsations. These stars, therefore, are excellent candidates for astroseismological studies. In this work, we present a spectroscopic study of two poorly studied stars: CD-46 4639 and HD 117357. Both stars show spectral variations and intensity anomalies in their He lines. The star HD 117357 is a Be star with two short-term photometric periods of ≈ 0.15 and ≈ 0.48 days, and CD-46 4639 is a He-rich variable star. The spectra were taken with the REOSC spectrograph attached to the Jorge Sahade telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). In this work, we search for mid-term variations (of a few days) of chemical inhomogeneities and discuss if they are affected by rotational modulation or binarity effects.

Keywords / stars: early-type — stars: chemically peculiar — stars: variables: general

1. Introducción

Las estrellas variables β Cephei exhiben variaciones fotométricas con amplitudes de 0.01 a 0.03 mag con períodos de 0.1 a 0.6 días. Dichas variaciones son producidas por modos de oscilación de presión y de gravedad de bajo orden radial. Estas estrellas, por lo tanto, son excelentes candidatas para realizar estudios astrosismológicos.

Algunas de estas estrellas fueron clasificadas como ricas en He (*He-rich stars*) por presentar líneas de He muy intensas para su tipo espectral. El enriquecimiento de He en la atmósfera puede ser explicado por un simple proceso de difusión atómica combinado con la pérdida de masa producida por un viento estelar (Vauclair, 1975) o por la presencia de un intenso campo magnético (Bailey et al., 2014). Se ha encontrado que las anomalías químicas se correlacionan con los parámetros estelares; en particular, en las estrellas ricas en He, se observa que tanto el He como el N correlacionan con $T_{\rm eff}$, mientras que el He, C, N y O correlacionan con log g (Ghazaryan et al., 2019). Desafortunamente poco se conoce acerca de cuál es la influencia de la multiplicidad, la rotación y el magnetismo sobre las anomalías químicas observadas (Budaj, 1999; Hubrig et al., 2006; Quiroga et al., 2010).

Las dos estrellas seleccionadas para este trabajo presentan las líneas de He muy intensas y variables. Se busca entonces detectar variaciones espectrales de período medio (del orden de días) y determinar el origen de dichas variaciones.

- CD-46 4639 (ALS 1169; $\alpha = 08:49:39.67$, $\delta = -46:50:53.16$): Es una estrella variable tipo β Cephei de magnitud V = 10.05. Groote et al. (1982) reportaron variaciones en las líneas de H y He. El análisis espectroscópico realizado por estos autores revela una sobreabundancia de He y deficiencias de O (en un factor 10), de Si y de Mg. Los parámetros estelares derivados están entre $T_{\rm eff} = 22\,000$ K, $\log g = 4.52$, $V \sin i = 80$ km s⁻¹ (Ghazaryan et al., 2019) y $T_{\rm eff} = 26\,000$ K, $\log g = 3.95$, $V \sin i = 60$ km s⁻¹ (Groote et al., 1982). La estrella tiene un período fotométrico de corta duración de 0.126 d con una amplitud de 0.7 mmag (Labadie-Bartz et al., 2020).
- HD 117357 (ALS 3103; $\alpha = 13:31:15.49$, $\delta = -61:43:57.43$): Es una estrella β Cephei O9.5/B0 (Houk & Cowley, 1975) con una magnitud V = 9.1. El análisis de los datos ASAS-3 revela dos períodos

de 0.15291 d y 0.48052 d (Pigulski & Pojmański, 2008). Presenta emisiones variables en las líneas de H (Wiegert & Garrison, 1998), polarización circular y un campo magnético medio longitudinal de 125 ± 104 G (Bagnulo et al., 2015).

2. Metodología

Los espectros ópticos (3300-5600 Å) de CD-46 4639 y HD 117357 fueron adquiridos entre el 2005 y 2007 con el telescopio Jorge Sahade en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) utilizando el espectrógrafo REOSC en dispersión cruzada. Empleamos la cámara CCD Tek 1024 × 1024, la red de 400 lmm⁻¹ y fijamos el ancho de la ranura en 250 μ m. Los espectros analizados tienen una relación S/R = 100y el poder resolvente alcanzado en la región azul del espectro es R = 12500.

Determinamos anchos equivalentes (EWs) y velocidades radiales (VRs) para las líneas de HI, HeI y metales, usando los ajustes Gaussianos disponibles en las tareas de IRAF^{*}. Para la determinación de los períodos se utilizó el método de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas, 1986).

3. Resultados

CD-46 4639 presenta variaciones de EW y de velocidad radial en las líneas de HI y HeI. En la Tabla 1 se lista a modo de ejemplo las velocidades radiales y los anchos equivalentes de algunas de las líneas de He I. En el panel superior de la Fig. 1 se muestra el cambio en forma e intensidad de la línea de He I λ 4471. Los espectros fueron normalizados y desplazados arbitrariamente para una mejor visualización. La Fig. 2 muestra las variaciones en velocidad radial detectadas en las líneas $H\beta$ y $H\gamma$ (panel izquierdo) y He I λ 4144, λ 4388 y λ 4471 (panel derecho) con la fase. Del análisis de estas observaciones determinamos un período de 3.004 días. Los anchos equivalentes de la mayoría de las líneas de CD-46 4639 varían con el mismo período. Sin embargo, algunas líneas metálicas presentan variaciones con períodos algo diferentes que oscilan entre los 2.5 y 3.5 días.

Las variaciones observadas pueden atribuirse a un movimiento binario. Si consideramos una solución circular y que la semi-amplitud de la curva de velocidad radial es 22 km s^{-1} entonces determinamos que la función de masa del sistema es 0.0033 masas solares. Esta función de masa es compatible con una compañera de secuencia principal no visible en el espectro, considerando que la masa estelar de la componente primaria es 3.7 masas solares (Groote et al., 1982). Un período orbital de 3.004 días sugiere una posible sincronización espínórbita, dado que sería similar al período de rotación de la estrella, como ya se ha observado en algunos sistemas binarios Ap/Am y He-weak (cf. Noels et al., 2004;



Figura 1: Variaciones espectrales observadas en las líneas de He I y Mg II. *Panel superior:* CD-46 4639. *Panel inferior:* HD 117357.



Figura 2: CD-46 4639: Variaciones en velocidad radial en función de la fase. Panel izquierdo: para las líneas de H I. Los símbolos rojos y verdes representan las VRs medidas para las líneas H β y H γ , respectivamente. Panel derecho: idem para las líneas de He I. Los círculos rojos, verdes y azules indican las VRs medidas para las líneas He I λ 4144, λ 4388 y λ 4471, respectivamente.

Quiroga et al., 2010). Este escenario es también compatible con la presencia de manchas cuya variación está modulada por la rotación. Si las manchas de los diferentes elementos químicos se forman a distintas latitudes

^{*}IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Torres et al.

Tabla 1: CD-46 4639: mediciones de velocidades radiales (RVs) y anchos equivalentes (EWs) de las líneas de He I

Fecha	JD 2450000	HeIRVs $[\mathrm{kms}^{-1}]$			Hei EWs [Å]		
	+	$\lambda 4144$	$\lambda 4388$	$\lambda 4471$	$\lambda 4144$	$\lambda 4388$	$\dot{\lambda}4471$
2005-03-25	3455.622	34.9	41.1	22.8	1.04	1.00	1.34
2005-03-26	3456.529	78.8	68.8	52.3	1.18	0.98	1.23
2005-03-26	3456.603	48.8	60.3	71.4	0.80	1.00	1.41
2005-03-26	3456.668	71.4	60.6	61.9	1.00	0.90	1.37
2005-03-27	3457.510	27.2	43.5	24.4	1.25	1.24	1.66
2005-03-27	3457.577	25.3	33.4	9.3	1.53	1.74	1.84
2005-03-27	3457.675	39.0	20.6	21.8	1.20	1.39	1.65
2005-03-28	3458.535	38.4	-	35.0	1.08	-	1.45
2005-03-28	3458.599	—	32.4	32.4	_	0.94	1.64
2005-03-28	3458.669	40.8	32.8	47.9	1.19	0.96	1.62
2007-04-26	4217.480	31.1	47.2	34.9	0.91	1.01	1.41
2007-04-27	4218.478	41.2	37.1	29.3	1.06	0.92	2.13
2007-04-27	4218.547	36.1	25.2	26.3	1.40	1.25	1.82

Tabla 2: HD 117357: mediciones de velocidades radiales (RVs) y anchos equivalentes (EWs) de las líneas de He $\scriptscriptstyle\rm I\,\lambda4471$ y Mg $\rm_{II}\,\lambda4481$

Fecha	JD 2450000	VRs $[\mathrm{kms^{-1}}]$		EWs $[Å]$	
	+	HeI $\lambda 4471$ MgII $\lambda 4481$		He i $\lambda 4471$	$Mg_{II}\lambda 4481$
2007-04-26	4217.598	-66.07	-76.45	1.53	0.19
2007-04-26	4217.732	-73.65	-79.32	1.62	0.16
2007-04-26	4217.797	-70.5	-	1.27	0.21
2007-04-27	4218.585	-65.70	—	1.92	0.24
2007-04-27	4218.682	-65.86	-68.87	2.23	0.25
2007-04-27	4218.775	-88.80	-77,03	1.96	0.09
2007-06-09	4261.476	-53.63	-43.98	1.65	0.36
2007-06-09	4261.610	-58.53	-70,96	1.52	0.19

entonces las discrepancias en los períodos medidos para las variaciones de los anchos equivalentes podrían revelar que dichas manchas se mueven con velocidades de rotación diferentes (rotación diferencial).

En el panel inferior de la Fig. 1 se muestran las variaciones de la intensidad que presentan las líneas de He I λ 4471 y de Mg II λ 4481 en HD 117357. Las líneas están muy ensanchadas por la alta rotación estelar. La Tabla 2 lista los valores de VRs y EWs de estas líneas. Estos valores muestran variaciones entre -50 km s^{-1} y -80 km s^{-1} que contrastan con las velocidades radiales determinadas para la línea H β que se encuentra en el rango de -25 km s^{-1} y -50 km s^{-1} . Los datos procesados hasta la fecha no nos permiten inferir el período de variación. Se planea adquirir nuevos datos para completar este estudio.

Agradecimientos: LSC agradece el financiamiento otorgado por CONICET (PIP 0177) y FONCyT (PICT 2016-1971). MLA agracede el financiamiento otorgado por la Universidad Nacional de La Plata (11/G160). Este proyecto también ha sido financiado por el Fondo para Proyectos de Investigación (FPI), UNAN-Managua.

- Bagnulo S., et al., 2015, A&A, 583, A115
- Bailey J.D., Landstreet J.D., Bagnulo S., 2014, A&A, 561, A147
- Budaj J., 1999, MNRAS, 310, 419
- Ghazaryan S., Alecian G., Hakobyan A.A., 2019, MNRAS, 487, 5922
- Groote D., Kaufmann J.P., Lange A., 1982, A&AS, 50, 77
- Horne J.H., Baliunas S.L., 1986, ApJ, 302, 757
- Houk N., Cowley A.P., 1975, University of Michigan Catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars. Volume I. Declinations -90 to -53 degrees, Ann Arbor: University of Michigan, Department of Astronomy
- Hubrig S., et al., 2006, MNRAS, 371, 1953
- Labadie-Bartz J., et al., 2020, AJ, 160, 32
- Noels A., Montalbán J., Maceroni C., 2004, J. Zverko, J. Ziznovsky, S.J. Adelman, W.W. Weiss (Eds.), *The A-Star Puzzle*, vol. 224, 47–57
- Pigulski A., Pojmański G., 2008, A&A, 477, 917
- Quiroga C., Torres A.F., Cidale L.S., 2010, A&A, 521, A75
- Vauclair S., 1975, A&A, 45, 233
- Wiegert P., Garrison R.F., 1998, JRASC, 92, 134

Relación actividad-rotación para estrellas frías

R.V. Ibañez Bustos¹, A.P. Buccino¹ & P.J.D. Mauas¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, UBA-CONICET, Argentina

Contacto / ribanez@iafe.uba.ar

Resumen / La relación entre la rotación de una estrella y su actividad magnética es una clave fundamental para entender el dínamo estelar. Recientemente, han surgido nuevos debates en la teoría del dínamo sobre el rol de las capas estelares más internas. Un estudio más amplio sobre la actividad magnética a largo plazo de estrellas parcial y puramente convectivas nos permitiría comprender si su dínamo subyacente puede mantener ciclos de actividad similares al solar. En este trabajo, caracterizamos la actividad magnética de un conjunto estrellas M enanas activas e inactivas. Analizamos los datos fotométricos de las curvas de luz de *TESS* para clasificar los eventos transitorios y medir su rotación y también, analizamos su actividad magnética a partir del indicador $log(R'_{HK})$ derivados de los espectros de CASLEO.

Abstract / The relationship between stellar rotation and magnetic activity is key to understand stellar dynamos. Recently, new debates on the role of the innermost layers of the star, have emerged within the stellar dynamo theory. A more extensive study of the long-term magnetic activity of partially and fully convective stars would allow us to understand whether their underlying dynamo is responsible for solar-like activity cycles. In this work, we study the magnetic activity of active and inactive M dwarfs. We analyze *TESS* light curves to characterize transient events and determine its rotation. We also study their magnetic activity using the $log(R'_{HK})$ indicator derived from the CASLEO spectra.

Keywords / stars: activity — stars: late-type — techniques: spectroscopic

1. Introducción

El dínamo solar (dínamo $\alpha\Omega$), es el proceso físico por el cual se generan y amplifican los campos magnéticos en el Sol, responsables de la actividad solar. El dínamo $\alpha\Omega$ modela la retroalimentación entre el campo magnético poloidal y toroidal por efecto de la rotación diferencial, los movimiento helicoidales en la zona convectiva y la circulación meridional del plasma (Parker, 1955; Charbonneau, 2020).

Cientos de estrellas frías de secuencia principal (F5V a M1V) presentan ciclos de actividad similares al ciclo solar de 11 años (Baliunas et al., 1995). En estrellas más frías donde la convección se vuelve dominante, se han reportado niveles de actividad más altos que en el caso del Sol y de las estrellas más tempranas (Cincunegui et al. 2007; Díaz et al. 2007; Buccino et al. 2014; Ibañez Bustos et al. 2019b).

El indicador de actividad estelar típico utilizado es el índice S de Mount Wilson, que se define como el cociente entre los flujos integrados en las bandas de paso triangulares de las líneas H&K del Ca II y su continuo cercano (Vaughan et al., 1978). Otro indicador de actividad es el índice R'_{HK} que se define como la relación entre la emisión cromosférica de las líneas del Ca II sin contribución fotosférica y la emisión bolométrica total de la estrella (Noyes et al., 1984). El índice R'_{HK} permite comparar los niveles de actividad de estrellas de diferentes tipos espectrales.

En los últimos años, ha surgido un nuevo interés en las enanas M debido a la abundancia de las mismas en la vecindad solar y a que muchas de ellas representan

un importante laboratorio para la búsqueda de exoplanetas, debido a la alta tasa de ocurrencia de planetas extrasolares orbitando en su zona de habitabilidad (Bonfils et al. 2013; Dressing & Charbonneau 2015). Sin embargo, la habitabilidad en estos planetas puede verse afectada por los altos niveles de radiación ultravioleta relacionados con la actividad estelar (e.j.Buccino et al. 2007). Por otro lado, las enanas M son estrellas muy activas cuyos niveles de actividad pueden impedir la detección de los planetas que las orbitan. Actualmente se conoce que la actividad de algunas estrellas M está determinada por su rotación. Las rotadoras más rápidas ($P_{rot} < 10$ d) alcanzan el nivel máximo de actividad. Mientras que las rotadoras lentas, disminuyen su actividad al aumentar el P_{rot} (Astudillo-Defru et al., 2017). Sin embargo, algunas estrellas puramente convectivas no acompañan este patrón (Ibañez Bustos et al., 2020b).

2. Observaciones

Desde 1999, el Proyecto HK α opera en el Observatorio Argentino CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). Este programa, creado y operado por el grupo de Física Estelar, ExoPlanetas y Astrobiología (FEEPA) del IAFE, observa sistemáticamente más de 150 estrellas de la secuencia principal donde el tipo espectral va desde F3 a M5.5. A la fecha, contamos con más de 6000 espectros de resolución media con un rango en longitud de onda de 389 a 669 nm, que permite estudiar los comportamientos fotosféricos y cromosféricos de la atmósfera estelar. Con el objetivo de estudiar la relación entre la rotación estelar y la actividad magnética, también utilizamos los datos fotométricos de alta cadencia temporal del TRANSITING EXOPLANET SURVEY SATELLITE (TESS). El satélite TESS observa alrededor de 200.000 estrellas preseleccionadas para las que se registra fotometría de apertura fija cada dos minutos durante al menos 27 días.

En este trabajo, presentamos un estudio de un conjunto de 6 enanas M activas e inactivas del Proyecto HK α . En primer lugar, estudiamos los eventos transitorios asociados con fulguraciones, utilizando las curvas de luz fotométricas de TESS. Luego, analizamos la relación actividad-rotación empleando sus índices R'_{HK} (reportados en Ibañez Bustos et al. 2020a) y sus períodos de rotación hallados en la literatura y en el presente trabajo.

3. Resultados

Las enanas M conforman el $\sim 70\,\%$ de las estrellas de nuestra galaxia y generalmente se las divide en estrellas inactivas "dM", cuyos espectros presentan la línea H α a 656.2 nm en absorción, y estrellas activas "dMe", con H α en emisión.

Numerosos estudios indican que los niveles de actividad de las estrellas dM son altos y que sus tasas de fulguraciones son elevadas (Hawley et al. 2014; Vida et al. 2019). Estos eventos transitorios pueden afectar a la caracterización de las estrellas M, dado que el nivel en el flujo estelar presenta un gran incremento en diferentes rangos espectrales. Para lograr una correcta medición del período de rotación y detección de los ciclos de actividad estelar, es necesario eliminar aquellos datos asociados a eventos de las curvas de luz fotométricas y de las series temporales espectroscópicas.

En este trabajo realizamos un estudio para conocer la relación actividad-rotación para 6 de las estrellas previamente estudiadas en Ibañez Bustos et al. (2020a), listadas en Tabla 1.

En primer lugar, analizamos las curvas de luz de TESS para caracterizar sus eventos transitorios (por ejemplo, fulguraciones) y poder obtener su modulación rotacional. Para ello, estudiamos las series temporales con el algoritmo de FLARE DETECTION WITH RANSAC METHOD (FLATW'RM) basado en técnicas de aprendizaje de maquinas (Vida & Roettenbacher, 2018).

Con la salida del FLATW'RM detectamos las fulguraciones en la curva de luz (ver Fig. 1 arriba) y el tiempo de su duración equivalente (ε_f) que lo multiplicamos por la luminosidad estelar quiescente (L_*), para obtener la energía en la banda de paso de TESS (E_f). Estimamos la luminosidad quiescente realizando la convolución entre la función respuesta de TESS y el espectro de cuerpo negro para cada estrella.

Siguiendo el análisis de Gizis et al. (2017), estudiamos la distribución de frecuencia de fulguración, ν_f (número de fulguraciones con una energía dada dividido por el tiempo total de observación). La relación E_f - ν_f está dada por la ecuación:

$$\log \nu_f = a + \beta \log E_f$$



Figura 1: Ejemplo de la detección automática de las fulguraciones mediante el algoritmo FLATW'RM. *Panel superior:* Curva de luz de TESS para una estrella de la muestra. En rojo mostramos las fulguraciones detectadas por el programa. *Panel inferior:* Curva de luz sin fulguraciones. Analizamos la modulación rotacional con el periodograma GLS y en rojo graficamos el mejor ajuste a la curva.

donde la pendiente $\beta = (1 - \alpha)$ se encuentra ajustando la distribución mediante una función lineal, y α es un indicador que expresa cómo se disipa la energía de la fulguración de la estrella. En la Fig. 2 mostramos el mejor ajuste lineal para el rango de energía de cada estrella.

Para analizar la modulación rotacional, descartamos los puntos asociados a fulguración detectados por FLATW'RM y estudiamos las curvas de luz resultantes (Fig.1, abajo), utilizando el periodograma *Generalized Lomb-Scargle* (GLS; Zechmeister & Kürster 2009). Todos los resultados se reportan en la Tabla 1.

Por otra parte, las líneas del Ca II son buenos indicadores de la emisión cromosférica y fotosférica tanto en estrellas activas como inactivas. Para estudiar y comparar el nivel de actividad cromosférica para diferentes estrellas M en Ibañez Bustos et al. (2020a) obtuvimos el índice R'_{HK} utilizando la base de datos de CASLEO. Dado que existe una estrecha relación entre la rotación y el nivel de actividad de la estrella (Noyes et al., 1984; Wright & Drake, 2016), en la Fig. 3 mostramos nuestras mediciones en un diagrama $logR'_{HK} - P_{rot}$, donde incluimos el ajuste de Astudillo-Defru et al. (2017) para un conjunto diferente de estrellas M.

4. Discusión

En este trabajo presentamos un estudio preliminar sobre los parámetros de la actividad de 6 estrellas M a partir observaciones propias de CASLEO y públicas del satélite TESS. Se detectaron fulguraciones en 5 de las estrellas de nuestra muestra, permiténdonos concluir que estrellas activas e inactivas pueden presentar una alta tasa de fulguraciones.

La estrella más tardía de la muestra presenta la frecuencia de fulguración más baja, así como los niveles de energía liberados en cada evento son los más bajos encontrados. Determinamos para esta estrella dM3 un

Ibañez et al.

Tabla 1: Parámetros estelares, log R'_{HK} (col. 5), período de rotación (col.6), frecuencia de fulguraciones en la curva de luz (col. 9) y energía liberada por las fulguraciones (col.10) para las 6 estrellas de nuestra muestra.

TEspec.	$\begin{array}{c} M^{(a)} \\ (M_{\odot}) \end{array}$	$\begin{array}{c}T_{ef}{}^{(a)}\\ (\mathrm{K})\end{array}$	(B-V)	$\log R'_{HK}{}^{(b)}$	$\begin{array}{c} P_{rot}{}^{(c)}\\ (días) \end{array}$	FAP	$L_*^{(d)}$ (erg/s)	$ u^{(d)} $ (1/día)	$E_f{}^{(d)}$ (erg)
dM0e	_	_	1.443	-4.006	2.624**	< 0.1%	_	1.97	-
dM1e	0.61	3918	1.428	-4.028	6.562^{**}	< 0.1%	$8.6 imes 10^{31}$	0.91	$3 \times 10^{32} - 1 \times 10^{34}$
dM1e	0.54	3742	1.423	-3.826	4.85		$5.5 imes 10^{31}$	1.56	$3 \times 10^{32} - 4 \times 10^{36}$
dM1.5	0.52	3701	1.475	-4.608	35.0		4.8×10^{31}	1.75	$4 \times 10^{31} - 2 \times 10^{34}$
dM2	0.46	3589	1.460	-5.682	60.1		3.3×10^{31}	0.00	_
dM3	0.39	3491	1.535	-4.761	3.592^{**}	< 0.1%	2.1×10^{31}	0.52	$3 \times 10^{31} - 5 \times 10^{32}$

(a) Gaidos et al. (2014) ^(b) obtenidos en Ibañez Bustos et al. (2020a) ^(c) Períodos de rotación reportados en la literatura a excepción de los señalados con '**'que fueron obtenidos en este trabajo. ^(d) obtenidos en este trabajo.



Figura 2: Ocurrencia de fulguraciones por día en función de la energía liberada por las mismas detectadas de manera automática mediante el algoritmo FLATW'RM.



Figura 3: Diagrama log $R'_{HK} - P_{rot}$ que incluye el ajuste (líneas grises) de Astudillo-Defru et al.. Mostramos las estrellas M cuyos valores de log R'_{HK} fueron reportados en Ibañez Bustos et al. (2019a) utilizando espectros CASLEO.

período de rotación de 3.59 días que la posiciona en el régimen de saturación de la Fig. 3. Sin embargo, su bajo nivel de actividad (log R'_{HK} =-4.71) la aleja en más de 3σ del ajuste obtenido por Astudillo-Defru et al. (2017)

(líneas grises de la Fig. 3) para otro conjunto de estrellas dM tempranas. Este punto aislado indicaría que en las estrellas rotadoras rápidas de baja masa puede operar un mecanismo físico diferente al del dínamo solar que opera en las estrellas M más masivas.

De los resultados volcados en la Tabla 1, podemos ver que en estrellas dMe los niveles de energía de las fulguraciones difieren en hasta cinco órdenes de magnitud del encontrado para su estado tranquilo. Estas estrellas activas son rotadoras rápidas ($P_{rot} < 10$ días) y muestran niveles de energía en su estado quiescente mayores que los hallados para las estrellas inactivas de la muestra. El estudio preliminar aquí presentado pretende mostrar una metodología de análisis para una pequeña muestra que se extenderá a decenas de estrellas M con diferentes parámetros estelares, la cual se complementará con una análisis de la actividad magnética a largo plazo.

- Astudillo-Defru N., et al., 2017, A&A, 600, A13
- Baliunas S.L., et al., 1995, ApJ, 438, 269
- Bonfils X., et al., 2013, A&A, 549, A109
- Buccino A.P., Lemarchand G.A., Mauas P.J.D., 2007, Icarus, 192, 582
- Buccino A.P., et al., 2014, ApJL, 781, L9
- Charbonneau P., 2020, Living Rev. Sol. Phys., 17, 4
- Cincunegui C., Díaz R.F., Mauas P.J.D., 2007, A&A, 461, 1107
- Díaz R.F., et al., 2007, A&A, 474, 345
- Dressing C.D., Charbonneau D., 2015, ApJ, 807, 45
- Gaidos E., et al., 2014, MNRAS, 443, 2561
- Gizis J.E., et al., 2017, ApJ, 845, 33
- Hawley S.L., et al., 2014, ApJ, 797, 121
- Ibañez Bustos R.V., Buccino A.P., Mauas P.J.D., 2020a, BAAA, 61B, 75
- Ibañez Bustos R.V., et al., 2019a, MNRAS, 483, 1159
- Ibañez Bustos R.V., et al., 2019b, A&A, 628, L1
- Ibañez Bustos R.V., et al., 2020b, A&A, 644, A2
- Noyes R.W., et al., 1984, ApJ, 279, 763
- Parker E.N., 1955, ApJ, 122, 293
- Vaughan A.H., Preston G.W., Wilson O.C., 1978, PASP, 90, 267
- Vida K., Roettenbacher R.M., 2018, A&A, 616, A163
- Vida K., et al., 2019, ApJ, 884, 160
- Wright N.J., Drake J.J., 2016, Nature, 535, 526
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

A NIR spectral sequence of O-type supergiants

F.N. Giudici Michilini^{1,2}, G.A. Ferrero^{1,2}, R. Gamen^{1,2}, N. Morrell³ & R. Barbá⁴

- ¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina
- ³ Las Campanas Observatory, Carnegie Observatories, Chile
- ⁴ Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, Chile

Contact / fedengm@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El estudio de la morfología espectral es una herramienta poderosa para comprender las propiedades fundamentales de las estrellas. El esquema de clasificación espectral para las estrellas O se revisó y se propuso un nuevo conjunto de estrellas estándar espectrales para todos los subtipos entre O2 y B0 y para todas las clases de luminosidad. Estamos trabajando en la construcción de un atlas espectral con observaciones de alta calidad entre $0.85 - 2.5 \ \mu$ m. Las observaciones para este proyecto se iniciaron hace siete años y se realizan con los espectrógrafos GNIRS (Observatorio Gemini) y FIRE (Observatorio Las Campanas). Presentamos aquí un segundo lote de resultados, que incluye los espectros de una secuencia de temperatura completa de estrellas estándar supergigantes en las bandas J, H y K. Del análisis de los datos se desprende que es posible definir criterios de clasificación espectral utilizando líneas de He I y He II presentes en los mismos.

Abstract / The study of spectral morphology is a powerful tool for understanding the fundamental properties of stars. The spectral classification scheme for O stars was revisited and a new set of spectral standard stars was proposed for all sub-types between O2 and B0 and for all luminosity classes. We are working on the construction of a spectral atlas with high quality observations between $0.85 - 2.5 \mu m$. Observations for this project have begun seven years ago, and they are carried out with the GNIRS (Gemini Observatory) and FIRE (Las Campanas Observatory) spectrographs. We present here a second batch of results, including the spectra of a complete temperature sequence of supergiant standard stars in the *J*, *H* and *K*-bands. The analysis of this data set implies that it is possible to define spectral classification criteria using the He I and He II lines present in it.

Keywords / atlases — stars: early-type — stars: massive

1. Introduction

O stars, although few in number, play an important role in the energetic, dynamical and chemical evolution of their galactic environment due to the influence of their powerful UV radiation, strong stellar winds and explosive deaths. In most cases, their lives are too short to allow them to blow away the dust and gas cocoon that gave them birth. This hampers their observation in the optical domain, and thus observations at infrared wavelengths are needed. In addition, O stars are concentrated towards the Galactic plane, where large amounts of dust produce high levels of optical extinction, precluding optical observations of relatively distant objects. Several NIR atlases of OB stars have been published since the '90s, they used to be wavelength limited or constructed with low resolution or low signal-to-noise ratio spectra or without a complete sample of classification standards (cf. Torres Robledo et al., 2011). The need for a modern NIR atlas of OB stars became more evident when a new grid of standard stars was defined by the Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS; Sota et al., 2011, 2014; Maíz Apellániz et al., 2016). To improve this situation, we began collecting high-resolution NIR spectra of the newly defined GOSSS standards in order to build a new atlas.

2. Observations

NIR spectra of a set of O-type supergiant stars were secured by means of the Gemini North Infrared Spectrograph (GNIRS)^{*} and the Folded-port InfraRed Echellette (FIRE) attached at the Magellan Baade 6.5 m telescope at Las Campanas Observatory, Chile.

GNIRS covers a spectral range from 0.8 to 5.4 μ m with a resolving power $R \sim 17000$ to 17800. We used the 110.5 mm⁻¹ grating with the long blue camera and a 0.10 arcsec slit in cross-dispersed mode. To ensure a complete wavelength coverage, we must observe ten equally spaced central wavelengths of the cross-disperser for each star. FIRE was used in high-resolution echellette mode, with a slit width of 0.6 arcsec. The spectral coverage is 0.85 to 2.5 μ m at R = 6000.

In both cases, telluric standard star spectra were also taken for flux calibration and telluric absorption correction. Ar (GNIRS) and ThAr (FIRE) lamp spectra were taken for wavelength calibration.

The reduction of the GNIRS data was made with the IRAF tasks provided by the Gemini Observatory. On the other hand, the FIRE data were reduced using the IDL pipeline FIREHOSE kindly provided by the instrument developer (Simcoe et al., 2013). At Giudici Michilini et al. (2020) can be found some additional information

^{*}Program IDs: GN-2013B-Q-84 and GN-2016A-Q-91.

about the data reduction.

3. Results

We obtained the NIR spectra of the following standard stars (Maíz Apellániz et al., 2016): HD 93129 AaAb (O2 If^{*}), Schulte 7 (O3 If^{*}), HD 15570 (O4 If), CPD - 47 2963 AB (O5 Ifc), HD 163758 (O6.5 Iafp), HD 193514 (O7 Ib(f)), HD 156154 (O7.5 Ib(f)), HD 151804 (O8 Iaf), HD 125241 (O8.5 Ib(f)), and HD 154368 (O9.2 Iab), which represent a temperature sequence among O-type supergiants.

Taking into account that this study will compare the behavior of the NIR features with the ones in the optical range, we measured the equivalent width (EW) of several features which are present in most spectra. They were measured with the SPLOT routine in IRAF-ONEDSPEC. Errors were estimated from multiple measurements of the same profile, yielding values smaller than 10 %. These measurements are presented in Figs. 1 and 2, where we colored the lines according to their location in the different bands: J (blue), H (green), or K (red). Obtained spectra are shown in Fig. 3.

Regarding the temperature sequence, in general He I lines clearly become stronger as temperature decreases (except He I $\lambda 1.083 \ \mu m$ which appears in emission but without an apparent correlation). On the other hand, He II seems to be poorly sensitive to temperature (except He II $\lambda 1.012 \ \mu m$ which appears in emission in the earliest types). In turn, two emission lines: C IV $\lambda 2.078 \ \mu m$ and N III $\lambda 2.115 \ \mu m$ present a very interesting behavior. C IV $\lambda 2.078 \ \mu m$ is apparently absent at O2 and in absorption at O3, then increases its *EW* from O4 to O6.5 to finally decrease towards O9.2. N III $\lambda 2.115 \ \mu m$ starts off as a faint emission at O2 and keeps increasing until O6.5, then from O7 to O9.2 drops to become a faint emission again.

As some of these standards were already observed, we compared our spectra with the ones in Hanson et al. (2005). During this task we found a different profile of Br γ in the spectra of HD 15570 (see Fig. 6 in Hanson et al., 2005). Such kind of variable features were reported in the optical: H α and H β and He II λ 0.4686 μ m lines by (De Becker et al., 2009). Thus, this fact will be studied in future works.

We also consider the behaviour of He II $\lambda 1.012 \ \mu m$, which is in emission between the subtypes O2 and O5 but its "optical counterpart", He II 0.4686 μm , is present in emission in a wider range, from O2 to O6.5 (and marginal, around O8 standard stars) as can be noted in Sota et al. (2011).

4. Conclusions

We obtained high resolution NIR spectra of a set of Otype supergiant classification standard stars in order to analyse the temperature effects at this luminosity class. As expected, He I lines become stronger as temperature decreases, but He II seem to be less sensitive to temperature. EW ratios of He I and He II can help the spectral classification.



Figure 1: EW of different lines measured in the spectra of the standard stars. The EW measurement of He II $\lambda 1.012 \ \mu m$ in the spectrum of HD 93129 AaAb lies outside the boundaries of the plot (EW = -7 Å). The lines are colored according to their location in the different bands: J (blue), H (green), or K (red).



Figure 2: HeI/HeII line ratios. The colors are as in Fig. 1 except for the grey symbols which correspond to HeI 1.700/HeII 1.042.

Giudici Michilini et al.



Figure 3: NIR sequence of O-type supergiant standards. Lines of He I and He II are labeled with pink (short lines) and violet (long lines), respectively.

Figure 2 compares the values obtained considering different lines in each band. The three bands include both ionization states of He that can be used to classify. But it is evident that the ratio between the He I 1.700 (in H band) and He II 1.042 (in J) is the most suitable.

Besides, C IV $\lambda 2.078 \ \mu m$ and N III $\lambda 2.115 \ \mu m$ present in the K-band show an useful behavior to be added to the He I/He II ratio.

We will continue completing the grid of standards to finally construct a high-resolution Atlas for spectral classification of O-type stars in the NIR. We also plan to compare the NIR criteria with the optical ones.

Acknowledgements: Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a program of NSF's NOIRLab, acquired through the Gemini Observatory Archive and processed using the Gemini IRAF package GNIRS, which is managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation, on behalf of the Gemini Observatory partnership: the National Science Foundation (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea). The GNIRS data set was enabled by observations made from the Gemini North telescope, located within the Mauna Kea Science Reserve and adjacent to the summit of Maunakea. We are grateful for the privilege of observing the Universe from a place that is unique in both its astronomical quality and its cultural significance. This work includes data gathered with the 6.5 m Magellan telescopes at Las Campanas Observatory, Chile. FNGM, RG and GAF acknowledge support of the UNLP project 80120180200065LP. RB acknowledges support of project DIDULS No. 18143.

References

De Becker M., Rauw G., Linder N., 2009, ApJ, 704, 964 Giudici Michilini F., et al., 2020, BAAA, 61B, 90 Hanson M.M., et al., 2005, ApJS, 161, 154 Maíz Apellániz J., et al., 2016, ApJS, 224, 4 Simcoe R.A., et al., 2013, PASP, 125, 270 Sota A., et al., 2011, ApJS, 193, 24 Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10 Torres Robledo S., et al., 2011, BAAA, 54, 121

NGC 2660: Gaia DR2, ASteCA and the end of controversies?

E.E. Giorgi^{1,2}, G.I. Perren², M.A. De Laurenti³, G.R. Solivella^{1,2}, M.S. Pera², A. Cruzado^{1,2} & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Observatorio Astronómico Municipal de Mercedes "Ing. Ángel Di Palma", Argentina

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / NGC 2660, un cúmulo abierto viejo y muy compacto localizado a aproximadamente 3 kpc del Sol en una región de absorción moderada, ha sido objeto de varios estudios fotométricos y espectroscópicos en el pasado. Surgen controversias en cuanto a su distancia, antigüedad y contenido metálico. Las comparaciones llevadas a cabo por investigaciones anteriores con modelos sintéticos de cúmulos no las resolvieron. Decidimos analizar este objeto combinando paralaje de alta precisión, movimientos propios y magnitudes procedentes del Gaia Second Data Release (Gaia DR2) para mejorar los parámetros fundamentales del cúmulo. Para ello seleccionamos los datos de Gaia DR2 en una región de 1 grado de lado centrada en NGC 2660. Para la identificación de miembros utilizamos el código PYUPMASK y completamos el análisis general del cúmulo con el código ASTECA. La secuencia principal del cúmulo muestra un turn-off point bien definido, aunque algunas estrellas se ubican por encima de él, en la posición típica de las estrellas *blue stragglers*. Hay un evidente ensanchamiento de la secuencia principal, que es difícil de atribuir solo a errores fotométricos, siendo más probable que ella se deba a un alto porcentaje de estrellas binarias.

Abstract / NGC 2660, an old and very compact open cluster placed at about 3 kpc from the Sun in a region of moderate absorption, has been subject of several photometric and spectroscopic studies in the past. Controversies arise in terms of its distance, age and metal content. Previous comparisons with cluster synthetic models carried out did not resolve them. We decided to analyze this object combining high precision parallax, proper motions and magnitudes coming from the Gaia Second Data release (Gaia DR2), in order to improve the cluster fundamental parameters. So we collect Gaia DR2 data in a 1 square degree region, centered in NGC 2660. For the membership estimation, we run the PYUPMASK code and completed the overall cluster analysis with the ASTECA code. The cluster main sequence shows a well-defined turn-off point although some stars are placed above it, resembling the typical position of blue straggler stars. There is an evident widening of the main sequence hard to be explained by just photometric errors becoming more probable that it is produced by a high percentage of binary stars.

Keywords / open clusters and associations: individual (NGC 2660)

1. Introduction

The open cluster NGC 2660 is placed at $\alpha_{(2000)} =$ -03.010), in the southwest border of Vela Constellation projected against the Vela SN Remnant. A conflictive issue about this object is its metal content value that has been measured by several authors but with inconsistent results: Hartwick & Hesser (1973) propose a sub-solar metal content for NGC 2660 given the difficulty to fit simultaneously the turn-off and the Red Clump stars, Hesser & Smith (1987) derived [Fe/H] = -0.40, and more recently, Sestito et al. (2006) performed a new estimate using high-resolution spectroscopy founding solar metal content in this cluster, [Fe/H] = +0.04. The age of the cluster is also a controversial point. In literature, it ranges from 0.7 to 1.6 Gyr, probably by-product of the metal content confusion It seems that the only agreement between different authors is for the mean reddening, stated about E(B-V) = 0.4. Other fact that is surely playing a role in the disagreements for age and metal content is the difficulty to produce a trustable estimate of memberships. Cluster members have been been found using the traditional method of veryfing congruent star positions in several photometric diagrams.

But for this cluster, being compact and distant, observers have to deal with the difficulties to get the best and more complete set of faint members. This problem has been partially solved in the very deep, but spatially reduced, analysis undertaken by Sandrelli et al. (1999) down to V= 22 mag. These authors derived the cluster parameters by comparing the observational colormagnitude diagram with several sets of synthetic clusters. In this sense and onto this basis, Sandrelli et al. (1999) found a binary fraction near 30%. Inspection of this value is an important task to be done since photometric errors amongst the faintest members may be large.

Kharchenko et al. (2016) studied NGC 2660 using infrared data and obtained a color excess E(B-V) = 0.468, a distance of 2817 pc and an age of 1.3 Gyr. On the other hand, Jeffery et al. (2016) carried out a Bayesian analysis and obtained an age of 1.64 ± 0.04 Gyr for this cluster.



Figure 1: Parallax data analysis for stars with membership probabilities $\geq 95\%$. Plx_{wa} is the parallax weighted average and Plx_{med} is the median.

Cantat-Gaudin et al. (2018) applied the UP-MASK code (Krone-Martins & Moitinho (2014)) for unsupervised membership assignment to Gaia DR2 data and identified 425 members of the NGC 2660 cluster. These authors obtained an average proper motion for members $\mu_{\alpha} cos(\delta) = -2.763 \pm 0.121$ mas/yr and $\mu_{\delta} = 5.165 \pm 0.129$ mas/yr, estimating 2969.7 pc as the most probable value for their distance. Liu & Pang (2019) recently identified 479 members, and calculated an average proper motion $\mu_{\alpha} cos(\delta) = -2.816 \pm 0.29$ mas/yr and $\mu_{\delta} = 5.090 \pm 0.382$ mas/yr. In this work an age of 1.45 Gyr and a metallicity Z=-0.25 are obtained for NGC 2660.

2. Description of the method

We made use of Gaia DR2 data Gaia Collaboration et al. (2018) including positions, parallaxes, proper motions, G magnitudes and BP-RP color indices provided for all the stars in a 1 square degree region centered in NGC 2660. This way we ensure the whole cluster region is under analysis. This area allows a good estimation of the stellar background and reduces the loss of marginal cluster members produced by mass segregation, if present. Finally, to get more reliable results we applied a data cut-off at V = 18 mag.

Membership probabilities were derived from a combination of proper motions and parallaxes processed with PYUPMASK Pera et al. (2021), enhanced version of UPMASK by Krone-Martins & Moitinho (2014). This leaves us with a total of 553 estimated members within a 3' radius from the cluster center.

The cluster distance was obtained through a Bayesian analysis applied to the parallax data for stars

with the largest probabilities ($\geq 95\%$) shown in Figure 1. This subset of 553 stars has been subsequently analyzed with ASTECA code (Perren et al., 2015), in order to derive the fundamental parameters of NGC 2660: metallicity, age, distance (the photometric one), extinction, total mass, and binary fraction (ASTECA uses PARSEC v1.2 isochrones (Bressan et al., 2012)). We draw the attention to the fact that ASTECA derives the cluster parameters via a comparison with synthetic clusters allowing for an extended age range as well as for E(B-V) and metal content. The process is applied in several stages allowing for an initial wide range in metallicity that is gradually reduced.

ASTECA also estimates individual masses for each probable member, as well as its probability of being a binary system (instead of a single star). The individual initial masses are assigned by generating one thousand synthetic clusters, randomly sampling the estimated values for the fitted parameters and their uncertainties. For each sampled synthetic cluster the closest synthetic star for each observed star is found, and its initial mass value is assigned to the observed star. Once all the synthetic clusters have been sampled, each observed star has one thousand initial mass values assigned. The final assigned initial mass for each observed star is then the mean of all these values, and we used them to compute the slope of the IMF of NGC 2660. Before that, we impose a cut in the distribution of binary probabilities in order to match the binary fraction found by ASTECA (38%). We applied the maximum likelihood method described in Khalaj & Baumgardt (2013) to estimate the slope of the IMF. This method works on individual mass estimates, and does not depend on binning the masses. We estimate a IMF slope $\alpha = 2.464$ for the mass range [1, 2] M \odot , rather close to the canonical slope of 2.3 in this mass range.

Figure 2 shows the ASTECA output. The mean fit to the observed color magnitude sequence is shown by the red isochrone in the left plot. The rest of the corresponding parameters are included in the accompanying text box at the right side. The right plot shows the best (mean) fit performed by a synthetic cluster. Red stars are binary systems estimated in a 38% to get the best fitting. Notice that the position of the Red Clump stars is essentially composed by binary stars. This is necessary to reproduce the position of real Red Clump stars.

One of the obstacles with this cluster is the large photometric data spread shown in the top left figure. Since binary stars by themselves cannot fully explain the widening, we assume this effect must be a combination of differential reddening data spread and binaries.

The metal content of NGC 2660 has been found to be slightly suprasolar, $Z = 0.032\pm0.002$, close to the value found by Sestito et al. (2006) who carried out high resolution spectroscopy, Z = 0.04. Our analysis confirms the age of NGC 2660 is 0.93 ± 0.015 Gyr. The distance of this cluster is then 3060 ± 30 or 3030 ± 40 pc depending on the photometric or the bayesian parallax analysis, respectively. Giorgi et al.

Observed + $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ Synthetic (mean solution) (tremmel; knuth) 11 12 Synthetic cluster parameters [PARSEC v1.2S + No] 13 : Kroupa 2002 IMF = 3.1 R_{v} 14 $= 0.03261 \pm 0.0026$ G $log(age) = 8.968 \pm 0.007$ $= 0.494 \pm 0.010$ $E_{(B-V)}$ 15 $(-M)_0 = 12.433 \pm 0.022$ (m $M(M_{\odot})$ $= 7000 \pm nan$ 16 $= 0.38 \pm 0.05$ **b**frac 17 18 $N_{fit} = 553$ $N_{synth} = 505$ 0.5 2.0 0.5 1.0 1.5 (GBP-GRP) 1.0 1.5 (GBP-GRP) 2.0

Figure 2: ASTECA output. Left panel: The mean fit to the observed color magnitude sequence is shown by the red isochrone. Center panel: The best (mean) fit by a synthetic cluster. The red circles represent binary systems and the blue circles single stars. Right panel: Parameters fitted by a synthetic cluster. N_{fit} is the number of stars used in the analysis while N_{synth} gives the number of stars of the synthetic cluster with identical properties.

3. Results

The membership analysis allowed us to better determine the fundamental parameters of NGC 2660. The distance to the cluster was calculated by two different methods, by means of a photometric analysis and a Bayesian analysis of the parallaxes. Both methods lead to similar results, placing this cluster at a minimum distance of approximately 3030pc. This value is slightly higher than that found by Kharchenko et al. (2016) (2817 pc) and Cantat-Gaudin et al. (2018) (2969.7 pc). An average proper motion of the member stars was calculated, obtaining $\mu_{\alpha} \cos(\delta) = -2.788 \pm 0.2 \text{ mas/yr}$ and $\mu_{\delta} = 5.162 \pm 0.3 \text{ mas/yr}$, values similar to those obtained in previous works. Taking advantage of the fact that all of the cluster members are given an initial mass estimate and a probability of being a binary system by ASTECA, we used them to compute the slope of the IMF of NGC 2660. We estimate a IMF slope $\alpha = 2.464 \pm 0.217$ for the mass range [1, 2] M \odot , rather close to the canonical slope of 2.3 in this mass range. Age is the most controversial parameter for this cluster. The analysis carried out in this work allows us to confirm that this cluster is 0.93 ± 0.015 Gyr old.

4. Conclusions and perspectives

We identify 553 stars as NGC 2660 members, within an area of 3 arcmin radius. A Bayesian analysis in the parallax and coordinates space was also performed. The distance, using Gaia parallaxes and photometric data analyzed by ASTECA, is 3030 ± 30 and 3060 ± 30 pc, respectively, a difference of 0.1%. This value is about 200 pc larger than previous ones from Sestito et al. (2006) and Hartwick & Hesser (1973). The value of

 0.49 ± 0.02 mag found for E (V-B) is higher than previous estimates. The binary fraction obtained by comparison with synthetic models is 38%, slightly higher than the one found by Sandrelli et al. (1999). Anyway, this fraction must be taken with care until the issue of the high spread along the main sequence is properly addressed. As for the metal content of NGC 2660 we found it is slightly suprasolar, $Z = 0.032 \pm 0.002$. Surprisingly the Red Clump stars are mostly binaries, a condition that allows the coincidence between the synthetic and the true cluster sequences. Our analysis reveals that NGC 2660 is 0.93 ± 0.015 Gyr old. Regarding the IMF, we found a slope $\alpha = 2.464 \pm 0.217$, close to the usual value for most IMFs. Nevertheless we do not ignore that this value corresponds to a very modest mass interval of just 2 solar masses so that things can change with new deep data coming from the future Gaia release.

References

Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127 Cantat-Gaudin T., et al., 2018, A&A, 618, A93 Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1 Hartwick F.D.A., Hesser J.E., 1973, ApJ, 183, 883 Hesser J.E., Smith G.H., 1987, PASP, 99, 1044 Jeffery E.J., et al., 2016, ApJ, 828, 79 Khalaj P., Baumgardt H., 2013, MNRAS, 434, 3236 Kharchenko N.V., et al., 2016, A&A, 585, A101 Krone-Martins A., Moitinho A., 2014, A&A, 561, A57 Liu L., Pang X., 2019, ApJS, 245, 32 Pera M.S., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.01660 Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6 Sandrelli S., et al., 1999, MNRAS, 309, 739 Sestito P., et al., 2006, A&A, 458, 121

Fotometría "Python" del cúmulo abierto NGC 6834

M.A. Ruiz Diaz¹, Y. Aidelman^{2,3} & G. Baume^{1,3}

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / matiruizdiaz@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los cúmulos abiertos (CA) son objetos ideales para estudiar estrellas masivas y de masa intermedia. En particular NGC 6834 es un CA muy estudiado, pero sus parámetros fundamentales aún tienen una gran dispersión. Con el fin de estimar mejor dichos parámetros, hemos trabajado con imágenes del CA, adquiridas por el observatorio Gemini Norte, y procesadas con herramientas basadas en el lenguaje PYTHON, tales como DRAGONS para la prerreducción y PHOTUTILS para extraer la fotometría. Se construyeron diagramas colorcolor y color-magnitud que permitieron adoptar una distancia de 3.33 ± 0.57 Kpc y estimar un exceso de color E(B - V) = 0.66 mag. Utilizando datos de IPHAS se identificaron 32 objetos que tendrían emisión en H_{α} de los cuales 21 serían candidatas a Be.

Abstract / Open clusters are ideal objects for studying intermediate and massive stars. In particular, NGC 6834 is a well-studied cluster with fundamental parameters that currently present a large dispersion. In order to better estimate these parameters, we have worked with images of the cluster adquired at the Gemini North Observatory, and processed with tools based on the PYTHON language, such as DRAGONS for pre-reduction and PHOTUTILS for photometry. We constructed color-color and color-magnitude diagrams that allowed us to adopt a distance of 3.33 ± 0.57 kpc and to estimate a color excess E(B - V) = 0.66 mag. Using IPHAS data we identified 32 objects that would have emission of H_{α} , of which 21 would be Be star candidates.

Keywords / Hertzsprung–Russell and C–M diagrams — open clusters and associations: individual (NGC 6834) — galaxies: photometry

1. Introducción

1

Los cúmulos abiertos (CA) son entornos estelares cuya importancia radica en que todas sus estrellas son coetáneas y comparten condiciones de formación iniciales muy similares. En particular, los CA jóvenes pueden ser testigos fieles de las condiciones físicas que prevalecen al momento en que las estrellas entran en la fase evolutiva de secuencia principal. Este hecho es muy útil, principalmente para el estudio de las estrellas masivas y de masa intermedia.

Es por ello que hemos puesto nuestro interés en el CA NGC 6834, ubicado en el primer cuadrante galáctico en la constelación de Cygnus. Si bien es un objeto muy conocido, sus principales parámetros todavía tienen una importante dispersión: las estimaciones de distancia varían entre 1.93 ± 0.03 kpc (Trumpler, 1930) y 3.63 ± 0.5 kpc (Cantat-Gaudin & Anders, 2020), y el exceso de color E(B - V) lo hace entre 0.61 y 0.82 (Jerzykiewicz et al., 2011).

Al ser un CA moderadamente joven (entre 50 y 80 Myr, Miller et al., 1996; Moffat, 1972, respectivamente), se espera que presente una población relevante de estrellas B y, en particular, una fracción de estrellas Be del 25 % (Mathew et al., 2008). De hecho, entre sus miembros estelares se han identificado 15 estrellas como variables de tipo espectral B (Jerzykiewicz et al., 2011), de las cuales cuatro fueron confirmadas espectroscópicamente como Be (Mathew et al., 2014). Por otro lado, con el objetivo de comenzar una transición del tradicional programa IRAF hacia las nuevas herramientas para el procesamiento y análisis de datos astronómicos desarrollados para PYTHON, en este trabajo evaluaremos la calidad de la fotometría que se obtiene utilizando la librería PHOTUTILS comparando ambas metodologías.

A su vez mostraremos los primeros resultados obtenidos para el exceso de color y la identificación de objetos con emisión en H_{α} a partir del análisis del cúmulo, utilizando observaciones fotométricas.

2. Observaciones y metodología

Para llevar a cabo este trabajo hemos utilizado imágenes adquiridas en Gemini Norte con el instrumento GMOS en modo directo, durante las noches del 12 y 16 de abril de 2012 (ID: GN-2012A-Q-89), correspondiendo este turno a tiempo argentino. Dichas imágenes corresponden a dos campos de NGC 6834 y cada una de ellas cubren un campo de aproximadamente 5'x5' (ver Fig. 1). Cada campo fue observado con los filtros g', $r' \in i'$, y realizando 3 observaciones por filtro con tiempos de exposición de 1 s cada una.

2.1. Prerreducción de las imágenes

Debido a que en los próximos años el observatorio Gemini irá realizando la transición de la plataforma IRAF a



Figura 1: Campo de NGC 6834 observado por el relevamiento PAN-STARSS (Aladin). El campo sur fue observado el 12/04/12 (campo 1) y el norte fue observado el 16/04/12(campo 2).

la nueva plataforma DRAGONS basada en PYTHON^{*}, hemos decidido utilizar dicha plataforma para llevar a cabo el proceso de prerreducción.

Las imágenes de calibración (bias y flats de cielo), fueron obtenidas del repositorio de Gemini^{**} y se seleccionaron aquéllas correspondientes al mes de abril de 2012. A partir de ellas, con DRAGONS se construyó el master bias y los master flats para cada filtro. Las imágenes de ciencia se alinearon mediante la identificación de estrellas en común y luego se combinaron en una única imagen para obtener una relación señal/ruido mayor. Esta última imagen se corrigió por el master bias y el master flat correspondiente a cada filtro. Para las imágenes en el filtro i' fue preciso corregir también por fringe, para lo cual se generó una imagen master fringe para cada campo.

2.2. Extracción de la fotometría

Considerando el reciente auge que están teniendo las librerías desarrolladas para el procesamiento y el análisis de datos astronómicos en PYHTON, hemos realizado la fotometría de apertura mediante el paquete PHOTU-TILS^{***} de ASTROPY (Bradley et al., 2019).

Para evaluar la calidad de los datos, comparamos los resultados obtenidos con los correspondientes de la fotometría PSF utilizando la tarea DAOPHOT de IRAF.

Tabla 1: Comparación entre la fotometría PSF de IRAF y la fotometría de apertura de PHOTUTILS.

Campo	filtro	$\langle \Delta m \rangle$	$\sigma_{\Delta m}$
1	g'	-0.018	0.037
1	r'	0.012	0.015
1	i'	-0.001	0.035
2	g'	-0.021	0.019
2	r'	-0.019	0.053
2	i'	0.005	0.059

Notas: $\langle \Delta m \rangle$ es el valor medio de las diferencias de magnitudes y $\sigma_{\Delta m}$ su desviación estándar.

En la Tabla. 1 mostramos la comparación para los dos campos en cada uno de los filtros observados. Los resultados obtenidos son de calidad similar ya que difieren en las décimas para magnitudes menores a 15 mag.

Las magnitudes instrumentales se transformaron al sistema estándar utilizando las estrellas en común con el catálogo APASS (Henden et al., 2015) y los coeficientes de extinción provistos para el observatorio Gemini Norte****.

2.3. Estimación de parámetros

Con la fotometría ya transformada al sistema estándar, se construyeron los diagramas color-color y colormagnitud (Fig. 2) a partir de los cuales se estimó el valor del exceso de color E(B - V), considerando una ley de enrojecimiento normal ($R_V = 3.1$). Para ello se utilizó la secuencia principal sintética provista por Sung et al. (2013) trasformada al sistema de magnitudes g'r'i' utilizando las relaciones dadas por Jester et al. (2005). La distancia se fijó en el valor de 3.33 ± 0.57 kpc (Cantat-Gaudin & Anders, 2020), basado en datos GAIA.

La fotometría obtenida se complementó con datos del relevamiento IPHAS (Drew et al., 2005) con los que se construyó un diagrama (r'-i') vs. $(r'-H_{\alpha})$. Siguiendo el criterio utilizado por Mohr-Smith et al. (2015) se seleccionaron aquellos objetos cuyo valor de $(r' - H_{\alpha})$ se excedía en 0.1 mag respecto de la secuencia principal, indicados con triángulos negros en el panel superior derecho de la Fig. 2.

3. Resultados y discusión

Adoptando la distancia indicada en la sección anterior, se realizó el ajuste de la secuencia principal en los diagramas fotométricos. Así se determinó un valor de 0.66 mag para el exceso de color, el cual está en buen acuerdo con las estimaciones de (Jerzykiewicz et al., 2011, entre $E(B-V)_{min} = 0.61$ y $E(B-V)_{max} = 0.82)$ y (Borodina et al., 2019, E(B-V) = 0.71).

Con respecto a la identificación de objetos que emiten en H_{α} los resultados son muy interesantes. En primer lugar se ve en el panel superior derecho de la Fig. 2 que en los campos observados hay 32 objetos que serían más brillantes en H_{α} que las estrellas normales de secuencia principal. Al superponer estos objetos sobre los

^{*}https://www.gemini.edu//observing/phase-

 $[\]label{eq:constant} \begin{array}{l} \mbox{iii}/\mbox{understanding-and-processing-data}/\mbox{Data-Processing-Software} \\ \mbox{Software} \end{array}$

^{**}https://archive.gemini.edu

^{***} https://photutils.readthedocs.io/en/stable/index.html

^{****} http://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/calibrations



Figura 2: Diagramas fotométricos de la zona observada. Se destacan con símbolos negros los objetos candidatos a tener emisión H_{α} . Las curvas azules y rojas indican la ubicación de la secuencia principal intrínseca y desplazada por absorción y/o enrojecimiento, respectivamente.

DCM del cúmulo se ve claramente que se separan en dos grupos: uno más brillante, ubicado en la zona de las estrellas más tempranas, y otro más débil ubicado en la región de las estrellas frías. El primer grupo serían las candidatas a estrellas Be.

4. Conclusiones

Hemos analizado los datos fotométricos g'r'i' de dos campos del CA NGC 6834. El procesamiento completo de las imágenes se llevó a cabo con herramientas desarrolladas en lenguaje PYTHON. Para la prerreducción de las imágenes hemos utilizado la plataforma DRA-GONS desarrollada por el observatorio Gemini y obtuvimos la fotometría a partir del paquete PHOTUTILS de la librería ASTROPY. Se ha demostrado que la calidad de la fotometría de apertura PYTHON es comparable a la de la fotometría PSF de IRAF. A partir de estos datos estimamos un valor para el exceso de color E(B - V) = 0.66 mag en muy buen acuerdo con la literatura. Estos resultados muestran que la transición hacia herramientas PYTHON es posible.

Además hemos identificado 21 objetos que serían candidatos a estrellas Be. Para confirmar la naturaleza de estos objetos se necesitan más observaciones y un análisis más detallado de los datos.

Agradecimientos: Se agradece al editor y árbitro por sus correc-

ciones y sugerencias. Este trabajo fue realizado en el marco de la beca de estímulo a la investigación científica, otorgada por la Asociación Argentina de Astronomía, y de la beca de estímulo a la vocación científica otorgada por el Consejo Interuniversitario Nacional. Y.A. agradece a la financiación recibida dentro del marco del Programa de Investigación e Innovación Horizonte 2020 (2014-2020) de la Unión Europea en virtud del Acuerdo de subvención Marie Sklodowska-Curie No. 823734.

- Borodina O.I., et al., 2019, ApJ, 874, 127
- Bradley L., et al., 2019, astropy/photutils: v0.7.2
- Cantat-Gaudin T., Anders F., 2020, A&A, 633, A99
- Drew J.E., et al., 2005, MNRAS, 362, 753
- Henden A.A., et al., 2015, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 225, 336.16
- Jerzykiewicz M., et al., 2011, AcA, 61, 247
- Jester S., et al., 2005, AJ, 130, 873
- Mathew B., Subramaniam A., Bhatt B.C., 2008, MNRAS, 388, 1879
- Mathew B., et al., 2014, Res. Astron. Astrophys., 14, 1173-1192
- Miller G.J., Grebel E.K., Yoss K.M., 1996, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 189, 72.08
- Moffat A.F.J., 1972, A&AS, 7, 355
- Mohr-Smith M., et al., 2015, MNRAS, 450, 3855
- Sung H., et al., 2013, J. Korean Astron. Soc., 46, 103
- Trumpler R.J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154

Modeling of emission lines in low-ionization winds of B-type stars

L.V. Mercanti^{1,2}, L.S. Cidale^{1,2}, A.F. Torres^{1,2}, Y.R. Cochetti^{1,2} & M. Kraus³

¹ Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Ondřejov, Czech Republic

Contact / lmercanti@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En el contexto de la aparición del nuevo material observacional provisto por la misión espacial Gaia, y enfocado en estrellas de tipo espectral B peculiares, se desarrolla un modelo para simular el espectro de líneas de elementos una vez ionizados como Ca II y Mg II fuera del equilibrio termodinámico local. El cálculo se realiza para un rango de temperaturas efectivas y gravedades superficiales, para diferentes distribuciones de temperatura y velocidad en el material circunestelar y distintas tasas de pérdida de masa. Los perfiles sintéticos obtenidos son capaces de reproducir los rasgos generales de las líneas espectrales observadas como, por ejemplo, perfiles P Cygni.

Abstract / Motivated by the availability of new observational material provided by *Gaia* mission, and focused on peculiar B-type stars, we develop a model to simulate the non-LTE line profiles of ionized elements such as Ca II and Mg II. The calculation is performed for a range of effective temperature and surface gravity, for different temperature and velocity distributions of the circumstellar material as well as different stellar mass-loss rates. The obtained synthetic profiles are capable of reproducing the general features of the observed spectral lines, such as P Cygni-type profiles.

Keywords / stars: emission-line, Be — circumstellar matter — radiative transfer

1. Introduction

Peculiar B-type stars such as LBVs or B[e]SGs often present Ca II and Mg II lines with P Cygni or emission profiles in the optical and near-infrared (Aret et al., 2012; Cochetti et al., 2020). The Ca II lines are particularly valuable, and the *Gaia* mission provides not only astrometric, photometric and spectroscopic data for an overwhelming amount of stars but also focuses on the IR triplet of calcium (Gaia Collaboration et al., 2016). This triplet is coupled to the Ca II H and K transitions as well as to the [Ca II] lines arising at shorter wavelengths. To understand their formation, a proper treatment of non-LTE line profiles is required.

We develop a stellar atmospheric model which includes the effect of radiation-driven winds with the aim to explain and reproduce the characteristics of the line profiles typically observed in the peculiar B and A spectral type stars. In this way, we explore the conditions under which Ca II and Mg II emission lines are formed.

In the future, the modeling results for the different structures will be compared with spectroscopic observations for a sample of massive peculiar B stars in the visible and IR ranges, acquired by our group with CASLEO or ESO instruments and the Gemini Observatory's spectrographs, respectively. We plan to complement our data with the spectra of the *Gaia* space observatory database.

2. Methods and data

Our stellar atmospheric model describes the circumstellar medium by an expanding, spherically symmetric flow. The line radiative transfer equation is rigorously solved in spherical coordinates and in the comoving fluid frame according to Mihalas & Kunasz (1978). Atomic models of 14 energy levels for Ca II and 15 energy levels for Mg II plus continuum are applied to simultaneously solve the statistical equilibrium equations. The solution is obtained by means of the equivalent two-level atom approach (ETLA).

For this purpose, the code developed by ? was improved and readjusted to include the Ca II atomic data. Moreover, additional energy levels were incorporated for the computation of Mg II $\lambda 2.1369, 2.1432, 2.4047$ and 2.4131 μ m lines.

The calculation is performed for a range of effective temperature ($T_{eff} = 9\,000$ K - 15\,000 K) and surface gravity (log g = 3.0 and 3.5) representative of intermediate and late B-type stars. Furthermore, different wind temperature (T_0) and velocity distribution parameters (β , v_{∞}), as well as different stellar mass-loss rates (\dot{M}), are considered to determine the conditions under which these emission lines are formed.

The synthetic line profiles are computed in an automated way by scanning a multidimensional space of model parameters.

Modeling emission lines of B stars



Figure 1: Examples of modeled profiles for four selected lines. a) Ca II λ 3930 Å, b) Ca II λ 8540 Å, c) Mg II λ 4481 Å and d) Mg II λ 2.4047 μ m. In all shown cases the following values are adopted: $T_{eff} = 12\,000$ K; log g = 3.0; $R_{ph} = 143$ R_{\odot}; electronic temperature of the cool envelope $T_0 = 9\,600$ K. Departing from a reference model (thick black curves; $\dot{M} = 9 \times 10^{-5}$ M_{\odot} yr⁻¹; $\beta = 1.5$; $v_{\infty} = 300$ km s⁻¹), the values for \dot{M} , β and v_{∞} are varied as shown in panel d) (identical in all four spectral lines a-d) in order to determine their impact on the line profile shape.

3. Results

The results achieved so far show the dependence of Ca II and Mg II emission lines formation and their respective strengths on the effective temperature, the surface grav-

ity, the radius, and the stellar mass-loss rate. Furthermore, they reveal the relationship between the shape of the line profile and the adopted wind velocity. They allow us to determine the conditions under which the P Cygni profiles are formed. Mercanti et al.



Figure 2: Ca II λ 3933 Å and Mg II λ 4481 Å line profiles observed in LHA 120-S 73. To illustrate the results, the observed lines (in black) are compared with non-rotating synthetic profiles (in blue) computed for: $T_{eff} = 12\,000$ K; $\log g = 3.0$; $R_{ph} = 134 \text{ R}_{\odot}$; $T_0 = 9\,600$ K; $\dot{M} = 3 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$; $\beta = 1.5$; $v_{\infty} = 150 \text{ km s}^{-1}$; microturbulence and macroturbulence velocity $v_{mic} = v_{mac} = 15 \text{ km s}^{-1}$. These parameters are within the interval of values tested to build Fig. 1 and are expected values for the star and the wind (cf. Kraus et al., 2016).

Figure 1 shows an example of the modeling results. In the case of the Ca II λ 3930 Å line (Fig. 1a, left column), P Cygni profiles emerge from absorption lines as the mass-loss rate increases. A slight profile asymmetry obtained for high velocity gradients ($\beta \approx 0.8$; Fig. 1a, center column) evolves also into P Cygni profiles as β is increased. The profile's width extends with increasing terminal velocities (v_{∞} ; Fig. 1a, right column).

For the Ca II λ 8540 Å line (as an example for the triplet components; Fig. 1b) we do not obtain appreciable lines for low mass-loss rates and β values. P Cygni profiles form, via an asymmetric absorption, when increasing either of both parameters.

A different behaviour is obtained for the Mg II λ 4481 Å line (Fig. 1c). This line changes from a two-peak profile, through a shell, to a P Cygni profile with increasing mass-loss rate. Low β values generate a profile asymmetry. For Mg II λ 2.4047 μ m (Fig. 1d) our modeling suggests emission, except for low β values which produce an intense absorption.

4. Discussion and outlook

Figure 2 presents, as an example, the Ca II λ 3933 Å and Mg II λ 4481 Å line profiles observed in the spectrum of the B[e]SG LHA 120-S 73. This spectrum was taken with the FEROS spectrograph ($R = 55\,000$) mounted at the MPG/ESO 2.2-m telescope in La Silla, Chile, under programme 076.D-0609(A). These observed profiles are compared with the synthetic ones computed with a possible set of parameters suggested for this star (cf. Kraus et al., 2016).

This preliminary comparison is promising. It sug-

gests that our general model setup is capable of reproducing the characteristic features of observed line profiles. The parameter grid still needs to be refined to improve the fit with the observations. In a future stage, we will take into account the presence of a circumstellar disk, which might help explaining the complexity of the observed lines in B[e]SGs (Fig. 2). Furthermore, we plan to include additional chemical elements (such as Fe II) and to increase the intervals and the resolution of the parameter values. Finally, the theoretical spectra will be compared with the observed data for a number of stellar objects of our interest.

Acknowledgements: This project has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Sklodowska-Curie Grant Agreement No. 823734, and from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 730890. AFT thanks financial support from the University of La Plata (11/G160) and LC acknowledges financial support from CONICET (PIP 0177) and Agencia (PICT 2016-1971). M.K. acknowledges financial support from the Grant Agency of the Czech Republic (GA ČR, grant number 20-00150S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. L.V.M. is funded by a CONICET scholarship. We thank the anonymous Referee for his/her valuable comments on the manuscript.

References

Aret A., et al., 2012, MNRAS, 423, 284 Cochetti Y.R., et al., 2020, AJ, 160, 166 Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1 Kraus M., et al., 2016, A&A, 593, A112

Mihalas D., Kunasz P.B., 1978, ApJ, 219, 635

Estudio de variables cataclísmicas desde la evolución binaria: El caso de SS Cyg

C. Rodriguez¹, 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

Contacto / carorodriguez027@gmail.com

Resumen / Las variables cataclísmicas son binarias de corto período orbital, compuestas por una estrella de secuencia principal de baja masa y una enana blanca que acreta material proveniente de su compañera. La estrella normal llena su lóbulo de Roche y le transfiere masa a la estrella compacta a través del punto de Lagrange L_1 . Presentamos en este trabajo nuestros primeros cálculos dedicados a describir a este grupo de sistemas binarios. En particular, en esta contribución realizamos la búsqueda de un posible progenitor para SS Cyg. Para ello, utilizamos nuestro código de evolución binaria, buscando las condiciones iniciales que nos conduzcan a modelos con características compatibles a las que presenta este sistema en la actualidad.

Abstract / Cataclysmic variables are binaries with short orbital period, composed by a low main sequence star and a white dwarf that accretes mass from its companion. The normal star fills its Roche lobe and transfers mass to the compact star through the Lagrangian point L_1 . We present our first calculations dedicated to describe this group of binary systems. In particular, in this contribution we search for a possible progenitor to SS Cyg. For that purpose, we use our binary evolutionary code, looking for initial conditions that lead us to models with features compatible with those of the system today.

Keywords / stars: evolution — binaries: close — stars: variables: general

1. Introducción

Las variables cataclísmicas (VCs) son sistemas binarios interactuantes en los que una enana blanca acreta material proveniente de su compañera, una estrella de secuencia princpal de baja masa. Históricamente, debido a que las VCs eran observadas fotométricamente y parecían no seguir ningún patrón, se las designó con el término de cataclísmicas (del griego *kataklysmos* = inundación, tormenta). Al progresar la forma de obtener datos observacionales, se notó que estos objetos son sistemas binarios ordinarios, que por algún motivo cambiaban su brillo.

El sistema en el que basamos este trabajo, SS Cyg, corresponde a la subclase de novas enanas. Este grupo está caracterizado por una estrella donante menos masiva que la enana blanca, y donde esta última posee un débil campo magnético (< 10⁶ G). SS Cyg es la nova enana más brillante, con una variación en su magnitud óptica entre ~ 12 y ~ 8.5 mag entre las fases de quietud y erupción, respectivamente. En las novas enanas, el disco de acreción se extiende hasta la superficie de la enana blanca. La acreción toma lugar desde la capa de contacto en el borde interno del disco hasta la superficie de la enana blanca.

Durante el período de inactividad, la baja viscosidad del disco permite que la masa se acumule en él. Una vez que la densidad superficial en el disco alcanza un punto crítico, comienza la inestabilidad junto con un incremento en la viscosidad, lo que permite que la masa fluya desde el disco hacia la enana blanca, liberando en el proceso energía potencial gravitatoria. El sistema presenta erupciones energéticas que se evidencian en un aumento en brillo desde $V \approx 12$ hasta 8.5 mag y regresa a la inactividad por alrededor de 50 días antes de su próxima erupción. (Hill et al., 2017)

2. Estudio de SS Cyg

Iniciamos el estudio de las VCs dedicándonos en esta contribución mural a explorar el caso de SS Cyg.

Según las observaciones, este sistema está compuesto por una estrella donante de 0.59 $\rm M_{\odot}$ con una temperatura efectiva de 4750 K, una estrella acretora de 0.91 $\rm M_{\odot}$ y tiene un período orbital de 0.2751 días (Hill et al., 2017). El radio de la estrella donante es de $0.68^{+0.03}_{-0.01}~\rm R_{\odot}$ y la tasa de pérdida de masa es de aproximadamente $(1.4-6.4)~\times10^{-9}~\rm M_{\odot}~año^{-1}$ (Giovannelli et al., 1983). Además, el cociente de masas es 0.628 y luego, el radio del lóbulo de Roche es de 0.696 $\rm R_{\odot}$ (Eggleton, 1983). Además, se encuentra a una distancia de 166.2±12.7 pc (Harrison et al., 1999).

El objetivo de este trabajo es hallar un posible progenitor para este sistema, que reproduzca sus principales características observacionales: masas de las componentes, período orbital, grado de llenado del lóbulo de Roche, radio de la estrella donante, temperatura efectiva de la estrella donante y cociente de masas.



Figura 1: Diagrama de Hertzsprung-Russell para la estrella donante. La línea vertical indica el valor de la temperatura efectiva de la estrella donante en SS Cyg.

2.1. Los cálculos evolutivos

Para desarrollar los cálculos presentados en esta contribución, hemos utilizado el código de evolución binaria que ha sido desarrollado completamente por nuestro grupo de trabajo (Benvenuto & De Vito, 2003). Sus principales características son:

- Calcula la evolución completa de la estrella donante desde la secuencia principal hasta su estado final.
- Incorpora la tasa de transferencia de masa como una nueva variable a iterar, determinando de manera autoconsistente su valor y los instantes de inicio y finalización de las etapas de pérdida de masa.
- Calcula la evolución orbital, teniendo en cuenta procesos de pérdida de energía como la radiación gravitatoria, el frenado magnético y el momento angular que se lleva el material que se escapa del sistema (tratamiento no conservativo).

Para modelar la pérdida de momento angular debida a la masa que se escapa del sistema, δJ , seguimos el tratamiento de Rappaport et al. (1983), de modo que

$$\delta J = \alpha \delta M (1 - \beta) a^2 \omega, \tag{1}$$

donde δM es el elemento de masa perdido por la estrella donante, $(1 - \beta)$ es la fracción de esa masa que se escapa del sistema, *a* la separación orbital y ω la frecuencia angular orbital.

2.2. Resultados

Para iniciar la búsqueda de un posible progenitor de SS Cyg, en primer lugar, inspeccionamos en nuestra librería de cálculos evolutivos (Benvenuto et al., 2014). Seleccionamos el rango en que deberían encontrarse las masas iniciales de las componentes y el período orbital inicial de un sistema que pudiera conducir a un estado compatible con el de SS Cyg. Luego, realizamos cálculos evolutivos detallados variando estos parámetros iniciales (masas de las componentes y período orbital) hasta encontrar un sistema que reprodujera exitosamente las características actuales SS Cyg.



Figura 2: Cambio de las masas de ambas estrellas del sistema en función del período orbital.



Figura 3: Evolución del período orbital en función de la masa de la estrella donante.

El sistema seleccionado consta de una estrella donante de 1.0 M_{\odot}, una enana blanca acretora de 0.9 M_{\odot}, y un período orbital inicial de 0.375 días. Hemos considerado que la estrella donante tiene metalicidad solar, y que el cálculo es no conservativo, de manera que un décimo de la masa que pierde la estrella donante es recibida por la acretora ($\beta = 0.1$), mientras que se consideró un valor de $\alpha = 1$ (usualmente asumido en la literatura).

En la Figura 1 mostramos el recorrido evolutivo realizado por la estrella donante del progenitor. Marcamos con una línea vertical el valor de la temperatura efectiva determinada para la estrella donante de SS Cyg.

En la Figura 2 presentamos la evolución de las masas de las componentes en función del período orbital del sistema. En ella podemos observar que el progenitor propuesto para SS Cyg describe apropiadamente los valores de las masas de las componentes al momento en que el sistema alcanza el valor del período orbital observado.

La Figura 3 muestra la evolución del período orbital del sistema en función de la masa de la estrella donante. Las Figuras 4 a y b muestran que los valores de tempera-



Figura 4: Evolución del radio (*panel superior*) y de la temperatura efectiva (*panel inferior*) de la estrella donante en función del tiempo.

tura efectiva y radio de la estrella donante del progenitor propuesto se alcanzan a una edad de 9 Giga años, y se encuentra perdiendo masa por desborde del lóbulo de Roche, según puede verse en la Figura 5. Observamos que el valor de la tasa de la pérdida de masa es compatible con la estimada por Giovannelli et al. (1983) a una edad de aproximadamente 9 Giga años.

3. Conclusiones y trabajo a futuro

Utilizando nuestro código de evolución binaria hemos hallado un posible progenitor para el sistema binario SS Cyg.

Este sistema binario podría haber estado compuesto originalmente por una estrella normal de 1 M_{\odot} , una enana banca de 0.9 M_{\odot} y con un período orbital inicial de 0.375 días. La evolución de este sistema conduce a un estado evolutivo que reproduce los parámetros característicos observados para SS Cyg en la actualidad: masas de las componentes, período orbital, temperatura efectiva de la estrella donante, valor estimado de la tasa de transferencia de masa, y radio de la estrella donante. Confirma, además, el estado de desborde del lóbulo de Roche en el que se encuentra la estrella donante.



Figura 5: Tasa de transferencia de masa en función del tiempo.

En vista de comparar estos primeros resultados con las publicaciones más recientes que se encuentran disponibles en la literatura, podemos ver el trabajo de Kalomeni et al. (2016). En él, los autores calculan una detallada grilla de modelos en los que el acretor es una enana blanca utilizando el código MESA (Paxton et al., 2011). Los cálculos presentados en este trabajo están en acuerdo con los resultados obtenidos por Kalomeni et al. (2016).

Remarcamos que los valores utilizados para los parámetros α y β en la expresión (1) están dentro de los rangos usados en la literatura. Dejaremos para un estudio posterior explorar la existencia de otros posibles progenitores al variar estos parámetros. Además, planeamos estudiar los casos de progenitores con diferentes masas iniciales, períodos orbitales iniciales, y metalicidades.

- 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
- Eggleton P.P., 1983, ApJ, 268, 368
- Giovannelli F., et al., 1983, AcA, 33, 319
- Harrison T.E., et al., 1999, ApJL, 515, L93
- Hill C.A., et al., 2017, MNRAS, 472, 2937
- Kalomeni B., et al., 2016, ApJ, 833, 83
- Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
- Rappaport S., Verbunt F., Joss P.C., 1983, ApJ, 275, 713

Double-peaked supernovae

M. Orellana^{1,2} & M.C. Bersten³

¹ Universidad Nacional de Río Negro, Sede Andina, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Astrofísica La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / A través de simulaciones hidrodinámicas 1D, exploramos dos de los escenarios físicos más prometedores invocados para explicar las peculiares supernovas de doble pico. Uno consiste en una doble distribución de níquel radiactivo que se forma cuando parte de este material es expulsado por un supuesto chorro que está relacionado con la explosión de la supernova. El otro escenario solo tiene níquel exterior, pero el pico principal es impulsado por una magnetar recientemente formado. Presentamos toda la evolución de la curva de luz bolométrica para un progenitor rico en helio. El objetivo principal es comparar las curvas de luz bolométricas resultantes y confirmar el hecho de que, para algunos parámetros, los dos picos están claramente separados, siendo este último un pico principal más ancho y brillante.

Abstract / Through hydrodynamical 1D simulations we explore two of the more promissing physical scenarios invoked to explain peculiar double-peaked supenovae. One consists of a double radioactive nickel distribution formed when some of this material is pushed out by a putative jet that is related to the supernova explosion. The other scenario has only outer nickel, but the main peak is powered by a newly born magnetar. We present the whole evolution of the bolometric light curve for a helium-rich progenitor. The main goal is to compare the resulting bolometric light curves and to confirm the fact that, for some parameters, the two peaks are clearly departed, being the latter a brighter and broader main peak.

Keywords / supernovae: general

1. Context

We have explored the main competing ideas that were presented in relation to a set of observed double peaked type I SNe that has SN 2005bf (Folatelli et al., 2006) as the archetype case. Only few similar objects where later discovered: PTF11mnb (Taddia et al., 2018) or SN08D Bersten et al. (2013). These SNe share a characteristic rise in luminosity detected prior to the first peak that is produced around 20 days, followed by a main peak at ~ 40 days from the explosion. Such behavior is clearly different from the one modeled as the shock cooling of an extended circumstellar material interaction by Nakar & Piro (2014) where the first peak fades on a timescale of few days after the explosion. For the mentioned sample of SNe, the strongest ideas are related to the presence of radioactive elements, i.e mainly the 56 Ni, at the outer layers of the ejecta (Nishimura et al., 2015). There are many studies in the literature of SNe with outflows or jets (specially in relation to gamma-ray bursts), which motivates the proposal that the jet propagation can induce nucleosynthesis at different layers (Banerjee & Mukhopadhyay, 2013). Therefore we considered two cases:

1. A double nickel distribution that is artificially tuned in this study.

2. Another possibility is the first peak powered by some external nickel and the second one by a central engine. A magnetar as the source that powers the main peak in SN 2005bf was proposed by Maeda et al.

(2007), and explored by using the semianalytic scheme of Kasen & Bildsten (2010). As an improvement, we apply our experience with a hydrodynamic code with the magnetar treated as described in Orellana et al. (2018) and references therein.

2. Double nickel profile

To explore both these scenarios, we performed hydrodynamic calculations using different helium rich progenitors. Specifically, we show here models where the pre-SN has 4 M_{\odot} (He4) and its evolution was calculated by Nomoto & Hashimoto (1988) from a main sequence star of 15 M_{\odot} . We have exploded the SNe using the code presented in Bersten et al. (2011), a 1D radiation hydrodynamical code which assumes flux-limited diffusion approximation and gray transfer for the γ -photons produced during the radioactive decay.

In our study the ⁵⁶Ni initial profile is modified by tunning the set of parameters indicated in the Fig. 1, with the nickel abundance in departed zones and switch to zero outside that regions or boxes. The extension of the boxes in mass fraction coordinate M_r/M is determined by the values f_0 , f_1 , f_2 and f_3 . The niquel abundance at the inner and outer boxes are named $X_{\rm in}$ and $X_{\rm out}$, respectively.



Figure 1: Parameters of a simple profile for the radioactive nickel abundance with two significant zones.



Figure 2: Effect on the LC from variations in the abundance of inner ⁵⁶Ni with the parameters of mass fraction fixed to be $f_1 = 0.47$, $f_2 = 0.91$, $f_3 = 0.98$ and with the external $X_{\text{out}} = 0.1$.

The resulting light curves (LCs) from the separate changes of the abundances are shown in Fig. 2 and 3. We fixed $f_0 = 0.37$ in order to consider a compact object with mass of a typical neutron star. Also, we set a fixed value of f_1 in each of the other figures of results. The total mass of nickel is limited to be below a typical value of ~ 0.1 M_{\odot} in all cases. In Fig. 4 and Fig. 5 we show the impact on the LC of the change into the extension of the outer nickel box. As the other parameters are fixed, the center of the box moves accordingly.

3. Magnetar and outer nickel

The magnetar can be characterized by the initial rotational period, P, and the magnetic field, B. In the code, the magnetar is assumed to fully deposit its spin-down energy in the innermost layers of the ejecta. Fig. 6,



Figure 3: Same as Fig 2 but with fixed $X_{in} = 0.2$.



Figure 4: Effect on the LC from variations in the f_2 fraction (inner limit of the outer box) with the other parameters fixed.

shows results for the He4 progenitor model with abundance $X_{\text{out}} = X_{\text{Ni}} \sim 0.01$ for $f_2 = 0.7$ and $f_3 = 0.85$ as previously defined, that implies, $M_{\text{Ni}} = 0.0057 \text{ M}_{\odot}$.

Orellana & Bersten (2020) showed a parameter exploration for a hydrogen-poor progenitor with a magnetar. The general trends are here maintained, though in these LCs an initial peak is powered by the nickel. As shown in Fig 6 several possibilities arise from the combined magnetar-nickel power, specially the luminosities of the maxima: i.e. when the magnetar is not powerful enough (very large P, for example) the second peak is dimmer than the first. At the other extreme, a magnetar with P of a few milliseconds can be so powerful that


Figure 5: Effect on the LC from variations in the f_3 fraction (outermost limit) with the other parameters fixed.



Figure 6: Selected models of magnetars combined with outer ⁵⁶Ni that produce two well separated maxima in the LC. The initial period P is in milliseconds in the legend, and the magnetic field B in units of 10^{14} G.

the first nickel spike is not distinguishable. That can be

the case for superluminous supernovae, and needs the inclusion of a relativistic treatment as in Bersten et al. (2016). A time difference between the LC peaks can alternatively be the result of a delay between the initial energy pump of the explosion and the ignition of the magnetar (Dessart et al., 2012).

4. Conclusions

In accordance with other studies our results confirm that a variety of double peaked LCs can be explained by combined nickel and magnetar powering sources. In the case of the double ⁵⁶Ni distribution, the parameters fixing the inner $M_{\rm Ni}$ determine the luminosity of the second peak, whereas the outer nickel is responsible of the first peak of the light curves.

Adjusting the nickel distribution affects the peaks separation in time and their relative luminosities within certain limitations. Here the effect of f_1 fraction was not included. A systematic and more detailed testing of the double ⁵⁶Ni distribution parameter space will be presented in a forthcoming paper.

Acknowledgements: Agradecemos a Claudia Gutiérrez por proponer y discutir con nosotras este tema. Esta investigación es parcialmente financiada por el PI40B696 de la Universidad Nacional de Río Negro, y el PICT-2017-3133.

References

- Banerjee I., Mukhopadhyay B., 2013, ApJ, 778, 8
- Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
- Bersten M.C., et al., 2013, ApJ, 767, 143
- Bersten M.C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
- Dessart L., et al., 2012, MNRAS, 426, L76
- Folatelli G., et al., 2006, ApJ, 641, 1039
- Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
- Maeda K., et al., 2007, ApJ, 666, 1069
- Nakar E., Piro A.L., 2014, ApJ, 788, 193
- Nishimura N., Takiwaki T., Thielemann F.K., 2015, ApJ, 810, 109
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, PhR, 163, 13
- Orellana M., Bersten M.C., 2020, BAAA, 61B, 63
- Orellana M., Bersten M.C., Moriya T.J., 2018, A&A, 619, A145
- Taddia F., et al., 2018, A&A, 609, A106

An improved model for the upper atmosphere of Epsilon Eridani

M.C. Vieytes^{1,2} & J.I. Peralta^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

Contact / mariela@iafe.uba.ar

Resumen / La composición y fotoquímica de la atmósfera de un planeta que orbita una estrella en su zona habitable está fuertemente influenciada por la radiación UV cercana y lejana emitida por la misma. En particular, el UV extremo y los fotones de rayos X pueden producir pérdida de masa atmosférica. Actualmente algunas regiones UV del espectro no pueden ser observadas debido a la absorción interestelar, por lo que es necesario un modelo atmosférico estelar confiable que permita la caracterización de la radiación UV en el entorno del planeta. En este trabajo presentamos un modelo estelar inicial para la alta atmósfera de la estrella dK2V, Epsilon Eridani. Extendemos nuestro modelo de fotósfera-cromósfera previo que reprodujo de manera precisa el continuo visible y muchas características espectrales observadas en CASLEO. Para la construcción de la parte superior del modelo, correspondiente a la región de transición y la corona, serán utilizados los datos de HST y XMM obtenidos como parte del proyecto MUSCLES (Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Lowmass Exoplanetary Systems). Para este trabajo, comenzamos el desarrollo del modelo utilizando los datos del HST únicamente. La utilización de este nuevo modelo que tiene en cuenta la atmósfera completa (desde la fotósfera hasta la corona), nos permite obtener cálculos confiables de la radiación recibida por el planeta.

Abstract / The photochemistry and composition of the atmosphere of a planet orbiting a star in its habitable zone is critically influenced by the near and far UV radiation emitted by the host star. In particular, the extreme UV and X-rays photons can drive atmospheric mass loss. At the present some regions of the UV spectra are unobservable due to interstellar absorption, and for the characterization of the UV radiation environment around a planet, a reliable atmospheric stellar model for the host star is needed. In this work we present an initial stellar model for the upper atmosphere of the dK2V star, Epsilon Eridani. Here we extend our previous photosphere–chromosphere model that accurately reproduced the visible continuum and several important spectral features observed at CASLEO. In order to build the upper part of our model corresponding to the transition region and corona, data from *HST* and *XMM* obtained as part of the MUSCLES (Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Low-mass Exoplanetary Systems) survey are going to be used. For this work, we started the development of the model using the data from *HST* only. The use of this new model, that takes in account the complete stellar atmosphere from the photosphere to the corona, allows us to obtain a reliable calculation of the radiation received by the planet.

Keywords / stars: individual (Epsilon Eridani) — stars: atmospheres — stars: stellar models

1. Introduction

Epsilon Eridani (dK2) is a nearby star with two planets orbiting around it, one of which is in its habitable zone.

Considering the values of the R_{HK} chromospheric index constructed from the Ca II H&K doublet, and UV and X-Ray observational indicators, this star is considered as an active star. Metcalfe et al. (2013) reported two cycles of stellar activity of 3 and 13 years respectively, similar to the well-known solar cycle.

Thatcher et al. (1991) developed a chromospheric model for this star. Later, Sim & Jordan (2005) and Ness & Jordan (2008), added a thermal structure to this model representing the transition region and corona. This outer region was constructed using the differential emission measure technique and making use of several lines observed by *IUE*, *HST*, *Chandra*, *FUSE* and *XMM-Newton* at different years.

This final model has several issues that can be im-

proved without changing the thermal structure, among which, it can be listed the use of local thermodynamic equilibrium (LTE) calculations and complete redistribution for several species in the chromosphere, and outdated atomic data for important neutral atoms and ions. However, one fundamental situation that can change completely the thermal structure of the model, is the use of non-quasi-simultaneous observations, leading to a model that is representative of a mixture of different moments of the stellar cycle. Vieytes et al. (2009) showed that the chromospheric thermal structure radically changes with activity, this being crucial to account for quasi-simultaneous observations when building an atmospheric model for active stars.

We present here an ongoing new model calculation of the complete atmosphere of Epsilon Eridani, from the photosphere to the corona, using quasi-simultaneous observations obtained with the MUSCLES * program in the visible, near (NUV) and far (FUV) UV, and X-rays. In this way, it is possible to consistently calculate the synthetic stellar spectrum, including regions that are crucial for planetary atmospheres such as the Ly α line in the FUV region and the extreme UV (EUV) spectrum which, excepting a limited number of cases, cannot be directly observed due to interstellar absorption.

2. Model and Spectra calculation

2.1. The Solar-Stellar Radiation Physical Modeling (SSRPM) system

We compute the model and the spectra using the SS-RPM code (Fontenla et al., 2015). This code is actually a library of codes that allows us to self-consistently solve the equations of radiation transport and statistical equilibrium for a plane-parallel or spherical symmetric atmosphere, assuming hydrostatic equilibrium. The SSRPM calculates in NLTE and PRD the populations of H, H⁻, H₂ and 52 neutral and lowly ionized atomic species (See Table 2 of Fontenla et al. (2015)). The effectively thin approximation is used for additional highly ionized species. Apart from atomic species, the most abundant diatomic molecular species are calculated in LTE. A more detailed explanation of the code can be found in Fontenla et al. (2015) and references therein.

The model is separated in two parts that join together at the same temperature ($T = 100\,000$ K), and pressure. The lower atmosphere is formed by the thermal structure representing the photosphere, chromosphere, and the beginning of the transition region, where the populations of all the species are calculated in optically thick NLTE. The upper atmosphere describes the upper transition region and corona, where the optically thin NLTE approximation is valid. For calculating the spectra, contributions from the complete atmosphere is taken into account.

2.2. Results

As starting point for building our model, we use the photosphere-chromosphere model developed by Vieytes et al. (2016). This model was modified to fit the visible and NUV spectra obtained by MUSCLES program with the STIS instrument on board the HST, using the G430H and E230H gratings.

Our resulting lower model is shown in Fig. 1. The solar model P for a facula calculated by Fontenla et al. (2015) and the starting model built by Vieytes et al. (2016) are shown in the same graphic for reference. As can be seen in this Fig., our new model has a higher minimum temperature, a lower slope in the first chromospheric rise, and the upper chromosphere and the beginning of the transition region are located deeper than the starting model. These differences are due to changes in several chromospheric features sensitive to the magnetic activity cycle, as the Ca II H&K doublet among others. The starting model was built to match



Figure 1: Photosphere-chromosphere model built in this work (red) compared with the starting model developed by Vieytes et al. (2016) (blue), and model P for a solar facula (black) from Fontenla et al. (2015)

observations obtained at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in March 2004, and the data for the new model was acquired in February 2015.

The big panel of Fig. 2 shows a comparison between the new calculated spectra, the CASLEO data and the HST data for the visible continuum, where the agreement is remarkable. In the small panel, a detail of the Ca II K line for the two sets of data and the synthetic line profile are presented, showing the changes on the shape of the line profile caused by the modifications made in the thermal structure between the old and the new models.

The upper new model representing the transition region and corona, can be seen in Fig. 3. This model was built to fit the FUV spectra obtained by MUSCLES program with the STIS instrument on board the *HST* using the E140M grating. We have not incorporated to our model the MUSCLES X-ray data taken by Epic instrument on board of *XMM-Newton* yet. This means that the current thermal structure for the corona is still not well constrained.

In order to probe the match between the synthetic and observed spectra, we selected a set of spectral lines observed by STIS E230H and E140M gratings on board the *HST*. This set consists of several spectral lines formed in the chromosphere (Mg II h&k doublet, 285.2 nm Mg I line and Ly α), transition region (C II, C IV, Si IV, O IV, N V) and corona (Fe XII). We found the match is still not good enough. This means that our model, particularly the upper part, should be improved in order of obtaining a reliable spectrum capable of describing the radiative environment in which a planet orbiting around this star is immersed in.

3. Discussion

Although the upper part of the model calculated in this work still needs to incorporate the X-rays data to

^{*}https://archive.stsci.edu/prepds/muscles/

Vieytes et al.



Figure 2: Big panel: Comparison of the average disk intensity (erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹ sr⁻¹) calculated in this work (red) with the CASLEO data (black) used in Vieytes et al. (2016) to build the starting model, and the MUSCLES data STIS G430M (blue) used to develop the new model presented here. Small panel: A zoom for the Ca II K line for the two sets of data and the synthetic line calculated with the new model

Table 1: Comparison of specific values of pressure and temperature describing the thermal structure between our upper model for Epsilon Eridani and the active Sun from Fontenla et al. (2015). These parameters are the pressure at 10^5 K in the lower transition region, the maximum temperature reached in the corona, and the pressure at this last temperature.

Parameter	Eps Eri	Active Sun
$P \left[dyn cm^{-2} \right]$	5.2	2.48
T_c^{Max} [K]	$2.64 \ge 10^6$	$2.6 \ge 10^{6}$
P_c^{Max} [dyn cm ⁻²]	4.95	1.67

constrain coronal temperatures more robustly, Table 1 presents several important parameters of the model, in comparison with model 1315 built by Fontenla et al. (2014) for the active solar transition region and corona. The most important differences are the higher pressure produced at a temperature of 10^5 K in Eps Eri that characterizes its transition region, and the pressure at which the corona reaches its maximum temperature. This last temperature is similar in both models, suggesting a behavior of the corona of Eps Eri similar to the active sun.

According to the previous model for Eps Eri built



Figure 3: Transition region-corona model built in this work (red) compared with the model 1315 for a solar active region (black) from Fontenla et al. (2014)

by Ness & Jordan (2008) the transition region has an electronic pressure of $log P = 16.113 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ similar to ours of $log P = 16.39 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, but their estimated maximum coronal temperature is $3.4 \times 10^6 \text{ K}$ higher than ours.

As we have already mentioned, this is a work in progress and needs further investigation. We have to examine the regions in the transition region where the selected lines in the FUV spectral range are formed, and change the temperature gradient to obtain a better match with the observations. Furthermore, we plan to incorporate the MUSCLES X-ray data to better constrain the thermal structure representing the corona.

References

- Fontenla J.M., Stancil P.C., Landi E., 2015, ApJ, 809, 157
- Fontenla J.M., et al., 2014, Solar Phys., 289, 515
- Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
- Ness J.U., Jordan C., 2008, MNRAS, 385, 1691
- Sim S.A., Jordan C., 2005, MNRAS, 361, 1102
- Thatcher J.D., Robinson R.D., Rees D.E., 1991, MNRAS, 250, 14
- Vieytes M., et al., 2016, AAS/Solar Physics Division Abstracts #47, AAS/Solar Physics Division Meeting, vol. 47, 11.05
- Vieytes M.C., Mauas P.J.D., Díaz R.F., 2009, MNRAS, 398, 1495

Resolución del transporte radiativo en una atmósfera magnetizada

G.M. Vera Rueda¹ & R.D. Rohrmann¹

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

Contacto / vera.gmatias@gmail.com

Resumen / Estudiamos el transporte de radiación en atmósferas de estrellas enanas blancas magnéticas $(10^6 - 10^9 \text{ G})$. Usamos un modelo de gas hidrógeno que toma en cuenta todos los efectos del campo sobre el átomo (incluyendo estados descentrados) y en los procesos de opacidad radiativa. Elaboramos un algoritmo integrador que resuelve las ecuaciones del transporte para los cuatro parámetros de Stokes. El mismo nos permite obtener el espectro de luz emergente para estas estrellas y analizar su polarización.

Abstract / We study radiation transfer in the atmospheres of magnetic white dwarfs $(10^6 - 10^9 \text{ G})$. We use an hydrogen gas model which considers all the effects of the magnetic field over atoms (including descentered states) and radiative opacity processes. We develop an integrative algorithm that solves the transfer equations for the four Stokes parameters. This algorithm allows us to obtain the spectrum of light emerging from the star and study its polarization.

Keywords / stars: white dwarfs — stars: atmospheres — stars: magnetic field

1. Introducción

La existencia de objetos estelares compactos con campos magnéticos intensos, motivó durante varias décadas el estudio de sus atmósferas (e.g., (Kemp et al., 1970; Jordan, 1992; Külebi et al., 2009; Potekhin, 2014)). En el año 1970 se confirmó por primera vez la naturaleza magnética de una enana blanca (enana blanca magnética, o MWD por sus siglas en inglés), y actualmente se conocen más de 500 objetos de este tipo (Kepler et al., 2013). Sus campos magnéticos (B) oscilan entre 1 MG y 100 MG, y un 70 % de ellas posee atmósferas constituidas principalmente por hidrógeno. Por lo tanto, un análisis de estas estrellas requiere resolver el transporte de radiación para gases hidrogénicos altamente magnetizados. Hasta ahora, los modelos existentes que resuelven el transporte de radiación de MWDs se centran en el modelado de los coeficientes de opacidad, pero ignoran los efectos del campo magnético sobre el equilibrio de poblaciones de los átomos (Jordan, 1992; Euchner et al., 2002; Külebi et al., 2009). En este trabajo, además de utilizar datos actualizados para el cálculo de opacidades, incorporamos los efectos del campo magnético sobre la estructura de los átomos, en especial, el acoplamiento entre el movimiento transversal de los átomos y sus energías internas (Vera Rueda & Rohrmann, 2020). El campo magnético de la estrella es representado por un dipolo descentrado. También calculamos el balance químico de un gas magnetizado y, bajo la premisa de que un campo magnético intenso suprime la convección en una estrella (Gentile Fusillo et al., 2018), resolvemos el transporte de radiación con un algoritmo que reúne los ingredientes mencionados.

2. Desarrollo y resultados

En presencia de un campo magnético, la radiación presenta polarizaciones lineal, circular a izquierda y circular a derecha, y el transporte radiativo es descripto por cuatro ecuaciones diferenciales acopladas (Beckers, 1969):

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \eta_I (I - B_P) + \eta_Q Q + \eta_V V,$$

$$\mu \frac{\partial Q}{\partial \tau} = \eta_Q (I - B_P) + \eta_I Q + \rho_R U,$$

$$\mu \frac{\partial U}{\partial \tau} = \rho_R Q + \eta_I U - \rho_W V,$$

$$\mu \frac{\partial V}{\partial \tau} = \eta_V (I - B_P) + \rho_W U + \eta_V V,$$

(1)

donde $\{I, Q, U, V\}$ son los parámetros de Stokes, ρ_R y ρ_W parámetros de dispersión anómala de la luz (rotación de Faraday y efecto Voigt respectivamente), $d\tau = -k_{Ross}dz$ la escala de profundidad óptica, y $\mu = \cos(\theta)$, con k_{Ross} opacidad media de Rosseland y θ el ángulo entre la visual y la normal a la superficie estelar. Los coeficientes de absorción monocromática η_l, η_p, η_r (Unno, 1956) se combinan en los coeficientes η_I, η_O, η_V :

$$\eta_I = \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \phi + \frac{\eta_l + \eta_p}{4} \left(1 + \cos^2 \phi \right),$$

$$\eta_Q = \left(\frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \phi,$$

$$\eta_V = \frac{-\eta_l + \eta_r}{2} \cos \phi,$$
(2)

siendo ϕ el ángulo entre el campo magnético y la línea de visión. Las ecuaciones 1 incluyen implícitamente la estructura de la atmósfera. En este trabajo, dicha estructura incorpora el cálculo estratificado de poblaciones, a partir de un modelo de gas magnetizado que to-



Figura 1: Distribución de campo magnético sobre la superficie de la estrella, para diferentes configuraciones dipolares.

ma en cuenta el desdoblamiento inducido por el campo sobre los niveles de energía, como así también la probabilidad de que los átomos adquieran una configuración descentrada (Vera Rueda & Rohrmann, 2020). Además, incluimos el cálculo actualizado de los coeficientes de opacidad a partir de datos recientes y precisos de las energías del átomo de hidrógeno (Schimeczek & Wunner, 2014). Por otra parte, adoptamos una configuración de dipolo descentrado para el campo magnético estelar. La Fig. 1 muestra la distribución superficial de un campo dipolar de 100 MG sobre el disco visible de la estrella para diferentes configuraciones del dipolo: los paneles de la izquierda corresponden a una configuración i = 90(equator-on) y los de la derecha a i = 0 (pole-on), con ila inclinación del dipolo respecto de la visual, B_d su intensidad, y $a = (a_x, a_y, a_z)$ su desplazamiento respecto del centro de la estrella en unidades del radio estelar.

Desarrollamos un algoritmo que resuelve las ecuaciones 1 con el método de (Martin & Wickramasinghe, 1984). Para ello fraccionamos la cara visible de la estrella en 60 parcelas, y tomamos la intensidad media del campo para cada una de ellas, $B = (1/2)B_d\sqrt{(1+3\cos^2 i)}$ (Kepler et al., 2013). Para cada parcela, el algoritmo resuelve la estructura de la atmósfera desde adentro hacia afuera, evaluando el balance químico en cada capa, los coeficientes de opacidad y los parámetros de Stokes.

La Fig. 2 muestra con trazo continuo el flujo emergente integrado sobre la superficie estelar con los parámetros allí detallados. Se observa que el campo produce un desdoblamiento de las líneas, como así también una traslación de sus centros. Estos efectos se vuelven más importantes cuanto mayor es la intensidad del campo magnético. La línea a rayas en el panel superior de la Fig. 2 representa el flujo calculado con un modelo libre de campo (Rohrmann et al., 2012). Su comparación con los cálculos actuales es aceptablemente buena teniendo en cuenta las diferentes técnicas aplicadas en cada algoritmo. La Fig. 3 compara los flujos del mismo modelo estelar para el caso B = 10 MG, cuando se tie-



Figura 2: Flujo emergente de la estrella para diferentes intensidades de B, con $T_e = 20000 \ K$, log g = 8, $\mathbf{a} = 0$, $i = 45^{\circ}$. La curva verde de trazos corresponde al flujo calculado con el modelo de (Rohrmann et al., 2012) para el caso libre de campo magnético.

nen en cuenta los efectos del campo sobre el cálculo de poblaciones (línea azul) y cuando se ignoran (línea roja de trazos). Se observa que los cambios inducidos por el campo magnético en el equilibrio de poblaciones del gas, tienden a incrementar apreciablemente el espectro de líneas.

Por otra parte, la Fig 4 muestra la variación del porcentaje de polarización $(P = \sqrt{(Q^2 + V^2 + U^2)/I})$ con la intensidad del campo, en la región visible del espectro e inmediaciones. La polarización tiene un aumento notable a medida que B crece. Este comportamiento se debe al crecimiento de la amplitud y de la frecuencia en la variación de los parámetros $\{Q, V, U\}$, tal y como se ilustra en la Fig. 5. También se observa que los efectos del campo sobre las poblaciones inducen cambios apreciables en el patrón de polarización. Por último, la Fig. 6 muestra cómo un cambio en la inclinación de un dipolo centrado influye sobre el espectro de luz y sobre su porcentaje de polarización. Se puede observar que la prominencia de las líneas disminuve cuando el ángulo es más pequeño, y que el porcentaje de polarización es menor. Con todo esto, podemos afirmar que la luz que emerge de una estrella magnética es fuertemente afectada por el campo. Se destaca especialmente, que los efectos del campo magnético sobre la distribución de poblaciones no deben ser ignorados, ya que provocan cambios significativos en el flujo de radiación estelar.

3. Conclusiones

En presencia de un campo magnético externo, la ecuación de transporte de radiación se desdobla en cuatro componentes acopladas que requieren resolución numérica. En este trabajo estudiamos los cambios estructurales inducidos por un campo magnético en el átomo de hidrógeno, y resolvimos el equilibrio químico para un gas magnetizado. Actualizamos las fuentes de opacidad, y con ello escribimos un código integrador



Figura 3: Flujo emergente para la misma estrella de la Fig. 2 con B = 10 MG, cuando se consideran los efectos del campo sobre el equilibrio de poblaciones (línea azul) y cuando se ignoran estos efectos (línea roja de trazos).



Figura 4: Porcentaje de polarización de la luz que emerge de una estrella con $T_e = 20000 \ K$, log g = 8, $\mathbf{a} = 0$, $i = 45^{\circ}$, para poblaciones afectadas (líneas azules) y no afectadas (líneas rojas de trazos) por el campo.



Figura 5: Variación de los parámetros de Stokes $\{Q, V, U\}$ con la longitud de onda, para diferentes intensidades de campo magnético.



Figura 6: Panel superior: flujo integrado para B = 4.7 MG, $T_e = 20000 K$, $\log g = 8$, $\mathbf{a} = 0$, i = 0 (línea azul) e i = 45 (línea verde de trazos). Panel inferior: porcentaje de polarización de la luz emergente para la misma atmósfera, con i = 0 (línea verde de trazos) e i = 45 (línea azul).

que resuelve el transporte radiativo para una atmósfera magnética. Los resultados muestran que la presencia de un campo magnético intenso puede afectar notablemente la emisión de luz de una enana blanca magnética. En los espectros, las líneas de absorción se desdoblan en tripletes que, para campos pequeños, son bien explicadas por el efecto Zeeman lineal. A medida que el campo se hace más intenso, esta separación en componentes se vuelve más irregular, y los centros de las líneas se desplazan considerablemente respecto de su posición a campo cero. Además, la radiación emergente presenta diferentes grados de polarización, que dependen de la configuración del dipolo magnético. El presente estudio muestra que los efectos del campo magnético sobre el equilibrio poblacional del gas tienden a incrementar la intensidad de las líneas de absorción y alterar apreciablemente la polarización de la radiación. En el futuro próximo se buscará hacer evaluaciones comparativas con observaciones disponibles para este tipo de estrellas.

Referencias

Beckers J.M., 1969, Solar Phys., 9, 372
Euchner F., et al., 2002, A&A, 390, 633
Gentile Fusillo N.P., et al., 2018, MNRAS, 473, 3693
Jordan S., 1992, A&A, 265, 570
Kemp J.C., et al., 1970, ApJL, 161, L77
Kepler S.O., et al., 2013, MNRAS, 429, 2934
Külebi B., et al., 2009, A&A, 506, 1341
Martin B., Wickramasinghe D.T., 1984, MNRAS, 206, 407
Potekhin A.Y., 2014, Phys.-Uspekhi, 57, 735-770
Rohrmann R.D., et al., 2012, A&A, 546, A119
Schimeczek C., Wunner G., 2014, ApJS, 212, 26
Unno W., 1956, PASJ, 8, 108
Vera Rueda M., Rohrmann R.D., 2020, A&A, 635, A180

Clasificación automatizada de sistemas binarios eclipsantes detectados en el relevamiento VVV

I. Daza^{1,2,3}, L.V. Gramajo^{1,4}, M. Lares^{1,2,4}, C.E. Ferreira Lopes⁵, J.J. Clariá^{1,4}, T. Palma^{1,4} & D. Minniti^{6,7,8}

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

³ Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

⁴ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

⁵ National Institute For Space Research, Brazil

⁶ Departamento de Ciencias Físicas, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Andrés Bello, Chile

⁷ Instituto Milenio de Astrofísica, Chile

⁸ Vatican Observatory, Vatican City State, Italy

Contacto / vanessa.daza@gmail.com.ar

Resumen / Con el advenimiento de grandes relevamientos sin precedentes realizados en el cielo, la ciencia moderna está siendo testigo del amanecer de la Astronomía de las grandes bases de datos, en la cual el manejo y el descubrimiento automático resultan esenciales e indispensables. En este contexto, las tareas de clasificación se encuentran entre las capacidades más requeridas que debe poseer una tubería de reducción de datos para compilar conjuntos de datos confiables, de manera que su procesamiento pueda lograrse con una eficiencia imposible de alcanzar mediante un tratamiento detallado y la intervención humana. El relevamiento VVV (VISTA variables in the Vía Láctea), en la parte meridional del disco Galáctico, incluye datos fotométricos de varias épocas necesarios para el posible descubrimiento de estrellas variables, incluidos los sistemas binarios eclipsantes (SBE). En este estudio, utilizamos un catálogo recientemente publicado de un centenar de SBE de la región d040 del VVV, clasificados de acuerdo a modelos teóricos como sistemas de contacto, separados o semi-separados. Describimos el método implementado para obtener dos modelos de aprendizaje automático, capaces de clasificar los SBE usando información extraída de las curvas de luz de los candidatos a objetos variables en el espacio de fase. Discutimos también la eficiencia de los modelos, la importancia relativa de sus características y las perspectivas futuras para la construcción de una extensa base de datos de SBE en el relevamiento VVV.

Abstract / With the advent of unprecedentedly large surveys of the sky, modern science is witnessing the dawn of big data astronomy where automatic handling and discovery are essential and indispensable. In this context, classification tasks are among the most required skills a data reduction pipeline must possess to compile reliable datasets, so as to accomplish data processing with an efficiency impossible to achieve by means of detailed processing and human intervention. The VISTA Variables of the Vía Láctea (VVV) Survey, in the southern part of the Galactic disc, comprises multi-epoch photometric data necessary for the potential discovery of variable objects, including eclipsing binary systems (EBSs). In this study, we use a recently published catalogue of one hundred EBSs, classified by fine-tuning theoretical models according to contact, detached or semi-detached classes, belonging to the tile d040 of the VVV. We describe the method implemented to obtain two supervised machine learning models, capable of classifying EBSs using information extracted from the light curves of variable object candidates in the phase space. We also discuss the efficiency of the models, the relative importance of the features and future prospects to construct an extensive database of EBSs in the VVV survey.

Keywords / binaries: eclipsing — surveys — catalogue — methods: statistical

1. Introducción

La producción de grandes volúmenes de datos en la Astronomía generados mediante simulaciones numéricas o incluidos en catálogos en las últimas décadas, ha crecido exponencialmente (Szalay et al., 2002). En este contexto, actualmente se diseñan herramientas automáticas que imitan las metodologías y resultados obtenidos mediante la intervención humana. Tal es el caso del estudio de los sistemas binarios eclipsantes (SBE). Usualmente, en el estudio de estos sistemas, se usan metodologías clásicas tales como el método plegado de fase y el de análisis armónico, entre otros, los cuales permiten la determinación del período y algunas características de la forma de la curva de luz (Lomb, 1976; Scargle, 1982; Lafler & Kinman, 1965). Esta información es frecuentemente usada, en forma manual o automática, para determinar la clase del SBE estudiado.

Los modelos de aprendizaje automático supervisado son herramientas útiles para la automatización de la clasificación de SBE. El éxito de estos modelos predictivos depende fuertemente del conjunto de datos disponibles, es decir, del tamaño, la información contenida y la precisión de los mismos, además de las estrategias elegidas



Figura 1: Ejemplos de curvas de luz en la muestra D3: D (separados), SD (semi-separados) y C (de contacto)

en la selección de las características más relevantes de los modelos.

Aquí elaboramos dos modelos de aprendizaje automático supervisado para la clasificación del tipo de SBE. Para la construcción de los mismos, usamos un catálogo de 100 SBE de Gramajo et al. (2020), recientemente descubiertos en el relevamiento VVV (VISTA Variables in the Vía Láctea, Minniti et al. 2010; Saito et al. 2012). Este catálogo contiene información de la posición de los sistemas, series de tiempo, parámetros físicos de las componentes y la clase de los sistemas: D, SD y C, para los tipos separados, semi-separados y de contacto, respectivamente. Esta clase de sistema se determina, en cada caso, a partir de los lóbulos de Roche. Además, para complementar la información de este catálogo, incluimos los períodos provistos por Ferreira Lopes et al. (2020).

2. Muestra de sistemas binarios eclipsantes clasificados

Dado que la determinación de la clase de un SBE puede realizarse a través de la inspección de las curvas de luz de las dos estrellas en el espacio de fase y queremos un modelo que sea capaz de reproducir o superar la clasificación manual, elegimos como datos de base las series de tiempo y los períodos disponibles. Curvas de luz de ejemplos propuestos al clasificador se muestran en la Fig. 1. Seleccionamos del centenar de SBE antes mencionado, aquéllos con períodos en el intervalo 0.4–15.2 días. Esta restricción disminuye el número de sistemas a 96, muestra que en adelante denominaremos D3.

Dado que sólo el 12.5 % de los sistemas de la muestra total son SBE semi-separados y esta pequeña fracción disminuye el rendimiento del modelo en la clasificación de los 3 tipos de sistemas, decidimos usar los mismos 96 SBE de la muestra D3, aunque sólo con dos clases definidas como D + SD y C, que denominamos D2. Es decir, la primera clasificación representa la combinación de los sistemas D y SD, en tanto que la segunda coincide con los sistemas de contacto. En la Fig. 2 mostramos con diagramas de barras el desbalance existente entre las distintas clases en ambas muestras, D3 y D2.

3. Valoración de dos métodos de aprendizaje automático supervisado

En esta sección describimos los criterios que se adoptaron en el entrenamiento de los modelos y la selección de las características de los mismos, usando las dos muestras previamente definidas en la Sec. 2

3.1. Extracción de características

Usamos las series temporales para extraer información implícita que caracteriza a las distintas clases de SBE. Esta manera de proceder es la que usualmente se utiliza en el estudio de estrellas variables, dado que los modelos de aprendizaje automático mejoran cuando se les ingresa información relevante de cada clase. La extracción de dicha información se realizó a través del paquete denominado FEETS de PYTHON (Cabral et al., 2018). Este paquete toma magnitud y tiempo como entrada y devuelve características, tanto estadísticas como de la forma de la curva de luz (media, dispersión, pendiente, entre otras). En nuestro caso, obtuvimos 63 características de las series de tiempo de cada sistema binario. A este conjunto, le agregamos los períodos provistos por Ferreira Lopes et al. (2020), logrando así generar un conjunto de 70 características a seleccionar para obtener los modelos de aprendizaje automático supervisado con mejor rendimiento.

3.2. Selección de características

Previamente a la elección del modelo de aprendizaje automático supervisado sobre los datos de las muestras D3 y D2, usamos los métodos de selección de características usuales en datos cuantitativos con etiqueta de clase cualitativa: información mutua, análisis de la varianza (ANOVA por sus sigloides en inglés, ANalysis Of VAriance) y chi cuadrado (χ^2).

3.3. Validación de los modelos

Elaboramos tres subconjuntos formados por 80%, 16% y 4% de la muestra total para entrenamiento, validación y prueba, respectivamente. Los dos primeros son usados para la selección de las características con alta entropía



Figura 2: Balance de las muestras de sistemas binarios para realizar la clasificación en dos (D2) o tres (D3) clases.

y selección de parámetros e hiperparámetros de los modelos, mientras que el tercer subconjunto es usado en el período de evaluación de los modelos. Al igual que en la selección de características, en este paso comparamos el rendimiento de los modelos en el subconjunto de validación de los modelos de aprendizaje automático supervisado. Los métodos de clasificación supervisada usados fueron: k vecinos más cercanos, bosque aleatorio, gradiente descendente estocástico y arboles de decisión, todos implementados en la librería SKLEARN de PYTHON.

3.4. Métricas

Dado que el conjunto de datos presenta un desbalance inherente en clases tendiendo a encontrar más SBE de tipo D, conservamos ese desbalance en el desarrollo y evaluación. Por esa razón, en nuestra selección de métricas, no incluimos la métrica exactitud y, en su reemplazo, usamos como métrica decisiva el micro promedio del valor-F1 ($F1_{mic}$, ver Ecu. 1), la cual sí contempla el mencionado desbalance de clases, además de las métricas precisión (P), exhaustividad (R), valorF1 (F1) y soporte (S)^{*}, a excepción de S que cuantifica la cantidad de aciertos, las restantes métricas indican un buen rendimiento del modelo cuando sus valores son cercanos a 1.

$$F1_{mic} = 2 * \frac{P_{micro} * R_{micro}}{P_{micro} + R_{micro}}$$
(1)

Donde micro hace referencia al calculo de P y R teniendo en cuenta todos los valores de las clases y no por cada clase como son usualmente calculados.

4. Resultados

Presentamos a continuación los resultados obtenidos para las muestras D3 y D2, respectivamente, a partir de la metodología expuesta en la Sec. 3.1

4.1. Modelo - D3

Elegimos 10 de las 70 características con el método de ANOVA, aun cuando el rendimiento del algoritmo en el conjunto de validación no varía mayormente con la cantidad de características que se seleccione. El modelo con mejor rendimiento para los datos con las tres clases de SBE fue el bosque aleatorio, superando en centésimas el rendimiento de los otros modelos. El valor de sus métricas se presenta en la Tabla 1.

4.2. Modelo - D2

En el caso del conjunto de datos con sólo dos clases, observamos un mejor rendimiento del modelo cuando se usa como método de selección ANOVA, con un conjunto de características de tamaño 35. Sin embargo, se obtiene un rendimiento similar usando la misma cantidad de características con alta entropía pero seleccionadas con χ^2 . Para esta muestra, el modelo con mejor rendimiento resultó ser gradiente descendente estocástico y al igual que en la muestra D3 el rendimiento de este modelo solo supera en centésimas a los otros modelos. Al igual que la muestra D3, la métrica $F1_{mic}$ alcanza un valor de 0.75. Sin embargo, sus valores en el resto de las métricas son más cercanos a 1 (ver Tabla 1).

Tabla 1: Rendimiento de los mejores modelos en las muestra D2 y D3. Tanto para las muestras D3 como D2 el valor de $F1_{mic}$ resultó 0.75 en ambas muestras de prueba.

Clases	Р	R	F1	S	
D		Da			
Bosque a	leatorio	- D3:			
D	0.75	0.82	0.78	11	
$^{\mathrm{SD}}$	0.00	0.00	0.00	3	
\mathbf{C}	0.75	1.00	0.86	6	
Gradiente descendente estocástico - D2:					
D + SD	0.76	0.93	0.84	14	
\mathbf{C}	0.67	0.33	0.44	6	

5. Conclusiones

La clasificación de SBE en tres clases no exhibe un buen rendimiento para los sistemas semi-separados, independientemente del modelo predictivo o del método de selección de características que se utilice. Observamos que si tratamos a los SBE con sólo dos tipos (D + SD y C), las predicciones de los modelos son más acertadas. Como trabajo a futuro esperamos poder evaluar el rendimiento de una tubería de clasificación jerárquica, sujeto a nuevos métodos de selección de características y al uso de redes neuronales.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y por la Secretaría de Ciencia y Técnica (SECYT) de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

Cabral J.B., et al., 2018, Astron. Comput., 25, 213 Ferreira Lopes C.E., et al., 2020, MNRAS, 496, 1730 Gramajo L.V., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2011.02530 Lafler J., Kinman T.D., 1965, ApJS, 11, 216 Lomb N.R., 1976, Ap&SS, 39, 447 Minniti D., et al., 2010, NewA, 15, 433 Saito R.K., et al., 2012, A&A, 537, A107 Scargle J.D., 1982, ApJ, 263, 835

Szalay A.S., Gray J., Vandenberg J., 2002, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 201, 134.06

^{*}Estas métricas se conocen mejor por sus nombres en inglés: precision, recall, F1score y support.

Modeling of molecules in circumstellar media

R.E. Vallverdú^{1,2}, M. Kraus³, A.F. Torres^{1,2} & M.L. Arias^{1,2}

- ¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, República Checa

Contact / rodolfo.vallverdu@gmail.com

Resumen / Las estrellas B[e] se caracterizan por poseer líneas espectrales en emisión, tanto de transiciones prohibidas como permitidas, producidas en el disco que rodea a la estrella. Las condiciones de temperatura y densidad en estos discos permiten la formación de moléculas, cuya presencia se manifiesta en la observación de bandas moleculares en emisión. En este trabajo presentamos el código que hemos desarrollado que nos permite modelar las bandas en emisión de distintas moléculas diatómicas como CO, SiO, CS, SiS, NH, etc. El programa tiene en cuenta los distintos isótopos que componen las moléculas, ya que éstos afectan significativamente a las bandas. Con este programa podemos obtener los espectros combinados tanto de moléculas compuestas por distintos isótopos como de la superposición de distintas moléculas. Comparando con las observaciones, podemos usar estos espectros teóricos no sólo para determinar la presencia de las moléculas, sino también otros parámetros, como la temperatura y densidad de las regiones de formación de las moléculas en el disco, la velocidad de rotación, y la región del disco en donde se encuentran las moléculas. Además los podemos utilizar para determinar la relación de abundancia de los distintos isótopos de una molécula, que puede ser utilizada para determinar la etapa evolutiva de la estrella.

Abstract / B[e] stars are characterized by having spectral lines in emission, both of forbiden and allowed transitions, produced in the disk that surrounds the star. The temperature and density conditions in these disks allow the formation of molecules, whose presence is manifested in the observation of molecular bands in emission. In this work we present the code that we have developed which allows us to model the emission bands of different diatomic molecules, such as CO, SiO, CS, SiS, NH, etc. The program takes into account the different isotopes that make up the molecules, since these significantly affect the bands. With this program we can obtain the combined spectra of molecules composed of different isotopes and the superposition of different molecules. Comparing with the observations, we can use these theoretical spectra not only to determine the presence of the molecules, but also other parameters, such as the temperature and density of the regions of formation of the molecules in the disk, the velocity of rotation, and the region of the disk where the molecules are found. We can also use them to determine the abundance ratio of the different isotopes of a molecule, which can be used to determine the evolutionary stage of the star.

Keywords / stars: emission-line, Be — circumstellar matter — molecules

1. Introduction and code description

The code is programmed in FORTRAN 95 and is based on the code for modeling the CO spectrum made by Michaela Kraus (Kraus et al., 2000). It is composed of a module containing the physical, mathematical and astronomical constants. Another module contains the subroutines and functions necessary to calculate the spectra. Finally, two main programs, one for the calculation of the emission spectrum at a given point of an envelope and the other for the calculation of the emission spectrum integrated over the disk that surrounds the star. Several files are required to run the program:

- A file with the general input data containing: name of the output files, resolution, number of points in the frequency grid, spectrum range, number of molecules, name of the files with the data of the molecules, etc..
- Files for each molecule type: atomic and mass numbers, temperature, column density, abundance, file names with the data and the partition function. We

consider a molecule to be different if it is composed of a different isotope.

- Files with the data of each molecule (Einstein coefficients, energy levels, quantum numbers, frequency of transitions) and files with the partition function of each molecule.
- A file with the disk parameters (inclination, number of rings, rotation velocity of the rings, number of points on the rings).

The program returns a file with the combined spectrum and a file for each molecule with the individual molecular spectrum.

2. Model fitting

The molecular emission spectra were calculated assuming local thermodynamic equilibrium. The main parameters of the model are the temperature, the column density, the abundance of the different isotopes, the inclination and the rotational velocity of the disk. It is also possible to choose the resolution of the resulting spectrum to have the same resolution as the observed spectrum. In the following plots (Figs. 1, 2 and 3) we show how the spectrum obtained changes when certain parameters are modified. In all cases we have plotted the most important bands of each molecule.

In Fig. 1, we show the spectrum of CO, considering the isotopic variants of ${}^{12}C^{16}O$ and ${}^{13}C^{16}O$. The models were calculated with a column density of 1.0×10^{21} cm⁻² and for different temperatures between 1500 K and 2400 K. The models are normalized to be compared, and to show how the temperature affects the molecular bands. In particular, we can see how the intensity of the second band head changes noticeably respect to the first one with the temperature.

On the other hand, in Fig. 2, we show the spectrum of SiO, at a temperature of 1800 K, but for different column densities between 1.0×10^{19} cm⁻² and 5.0×10^{20} cm⁻². In this case we have included only three of the five available isotopic variants for this molecule: ${}^{28}Si^{16}O$, ${}^{29}Si^{16}O$, ${}^{30}Si^{16}O$. In both cases we have con-



Figure 1: Normalized molecular spectra of CO for different temperatures: 1500, 1800, 2000 and 2400 K. The column density was fixed to 1.0×10^{21} cm⁻².



Figure 2: Normalized molecular spectra of SiO for different column densities: 1.0×10^{19} cm⁻², 5.0×10^{19} cm⁻², 1.0×10^{20} cm⁻² and 5.0×10^{20} cm⁻². The temperature was fixed to 1 800 K.

sidered a model without a disk.

In Fig. 3, we show two different models of CO with a temperature set at 1800 K and a column density of 1.0×10^{21} cm⁻². In both cases the inclination of the disc is 30°. To obtain the integrated spectrum we calculate the models at 72 points distributed in a rotating ring. In the two models shown the rotational velocities are 30 and 50 km s⁻¹. The spectra show the characteristic double peaks originated in a rotating disk.



Figure 3: Molecular spectrum of CO considering a disk with an inclination $i = 30^{\circ}$ for rotation velocities of 30 and 50 km s⁻¹.

In Figs. 4, 5 and 6 we show, as an example, the spectra obtain with a temperature of 1 800 K, a column density of 1×10^{20} cm⁻², a disk inclination of 45° and a rotational velocity of 40 km s⁻¹ for different molecules. Fig. 4 corresponds to different isotopes of CS, ${}^{12}C^{32}S$, ${}^{12}C^{33}S$, ${}^{12}C^{34}S$ and ${}^{13}C^{32}S$, while Fig. 5 corresponds to HCl and Fig. 6 to HN.



Figure 4: Molecular spectrum of CS considering ${}^{12}C^{32}S$, ${}^{12}C^{33}S$, ${}^{12}C^{34}S$ and ${}^{13}C^{32}S$. The parameters are $T_{CS} = 1800 \text{ K}$, $N_{CS} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $i = 45^{\circ}$ and $v_{rot} = 40 \text{ km s}^{-1}$.



Figure 5: Molecular spectrum of HCl. $T_{HCl} = 1\,800$ K, $N_{HCl} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}, i = 45^{\circ} \text{ and } v_{rot} = 40 \text{ km s}^{-1}.$



Figure 6: Molecular spectrum of HN. $T_{HN} = 1\,800$ K, $N_{HN} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}, i = 45^{\circ} \text{ and } v_{rot} = 40 \text{ km s}^{-1}.$

3. Code testing

To test the code, we compared our synthetic spectra of CO and SiO with the observations and modeling made by Cidale et al. (2012) and Kraus et al. (2015), respectively, for the star CPD-52 9243. The parameters used are the same employed by the authors cited: $T_{CO} = T_{SiO} = 2400$ K, $N_{CO} = 4.0 \times 10^{22}$ cm⁻², $N_{SiO} = 1.0 \times 10^{21}$ cm⁻², $V_{rot} = 33$ km s⁻¹, $i = 40^{\circ}$ and resolution = 6 km s⁻¹. The fractional abundances are $[^{12}C^{16}O] = 0.95, [^{13}C^{16}O] = 0.05, [^{28}Si^{16}O] = 0.920, [^{29}Si^{16}O] = 0.047, [^{30}Si^{16}O] = 0.031$. In Fig. 7 we compare our synthetic molecular spectrum of CO with the observed spectrum of the star CPD-52 9243. It is possible to compare this figure with Fig. 1, left lower panel, of the paper of Cidale et al. (2012) (p. 325) and see that our model agrees with those results. For reasons of space, we do not show here the spectrum for SiO.

4. Conclusions

We have developed a program that so far allows us to calculate the emission spectra of several diatomic



Figure 7: Synthetic spectrum of CO (blue) used to test our code with observations of the star CPD-52 9243 (red).

molecules individually or simultaneously, if necessary. These are: CO (2 isotopic variants), SiO (5 variants), CS (8 variants), SiS (12 variants), NH and HCl. With these models it is possible to determine the presence of a molecule, but also some parameters such as the temperature and density of the molecular gas, as well as in the case of disks, the rotation velocity and eventually the distribution of the different molecules in the disk. We have verified the right operation of the code by comparing with the fitting made by other authors. Furthermore, we have used the program to determine the CO parameters of the discs of some stars (see the article "High resolution near-infrared observations of B[e] supergiants", M.L. Arias et al. in this Bulletin).

5. Future work

To model the spectra we require data on the transitions frequencies and rotovibrational levels of the molecules. In general, we use the data provided by the ExoMol database. Our intention is to include more molecules, mainly the most frequent ones detected in stellar discs and envelopes such as TiO, CaO, CN, NO, OH, VO, CH, NS, etc. As molecular data is released, we will be able to adapt it to our code and expand the number of molecules available.

Acknowledgements: This work has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014–2020) under the Marie Sklodowska-Curie grant Agreement No. 823734. MK acknowledges financial support from GAČR (grant number 17-02337S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. TAF and REV acknowledge financial support from the Proyecto de Incentivos (11/G160 and 11/G162).

References

Cidale L.S., et al., 2012, A.C. Carciofi, T. Rivinius (Eds.), Circumstellar Dynamics at High Resolution, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 464, 323

Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158

Kraus M., et al., 2015, ApJL, 800, L20 $\,$

High-resolution, near-infrared observations of B[e] supergiants

M.L. Arias $^{1,2},$ R. Vallverdú $^{1,2},$ A.F. Torres 1,2 & M. Kraus 3

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, República Checa

Contact / mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas supergigantes B[e] están rodeadas por discos formados por material eyectado por la estrella central. Para describir las propiedades de estos discos, pueden usarse distintos trazadores en las regiones espectrales del óptico y del infrarrojo. La emisión molecular de CO es particularmente valiosa, ya que define la región de transición entre el gas atómico y el molecular. Recientemente, hemos comenzado con una campaña de observación, para obtener espectros de alta resolución en el infrarrojo cercano de una muestra de estrellas B[e] supergigantes con emisión molecular de CO confirmada. En este trabajo, presentamos espectros obtenidos con GEMINI/IGRINS de CD-57 3107 y HD 62 623 y los parámetros físicos de sus discos moleculares que derivamos a partir del modelado detallado de su emisión en CO. Además, reportamos la detección de emisión de 13 CO en ambos espectros, reforzando la hipótesis de la naturaleza evolucionada de estos objetos.

Abstract / B[e] supergiants stars are surrounded by disks formed from material released from the central object. To trace the properties of these disks, diverse emission features in the optical and near-infrared can be used. CO band emission is particularly valuable, because it defines the transition region between the atomic and molecular gas. We have recently started a campaign to obtain high-resolution near-infrared spectra for B[e] supergiant stars with confirmed CO emission. In this work, we present GEMINI/IGRINS spectra of CD-57 3107 and HD 62 623 and the physical parameters of their molecular disks obtained from detailed modeling of their CO band emission. Moreover, we report on the detection of 13 CO emission in both stars, reinforcing the evolved nature of these objects.

Keywords / stars: early-type — circumstellar matter — stars: emission-line, Be

1. Introduction

B[e] supergiants (B[e]SGs) are massive and luminous evolved B-type stars that exhibit a hybrid spectrum with strong Balmer emission lines, narrow low-excitation emission lines of permitted and forbidden transitions (indicative of a cool and slowly expanding medium), and a strong near and mid infrared excess (indicative of hot circumstellar dust) (Lamers et al., 1998). Resonance lines of highly ionized elements in their UV spectrum also reveal a hot and fast line-driven wind (Kraus & Lamers, 2003).

As a result of the mass lost during the B[e]SG phase, these stars are surrounded by a cool and dense complex circumstellar environments, where atomic, molecular and dusty regions are found in disk-like structures (Kraus, 2019).

Investigation of the kinematics within the gaseous disk region often reveals that it is consistent with Keplerian rotation (Aret et al., 2012; Cidale et al., 2012; Kraus et al., 2013). However, recent observations showed that the circumstellar material is located in detached disks or rings, favoring a scenario in which mass loss happens episodically rather than smoothly. In some cases, these disk or ring structures are found to be highly variable in density and kinematics (e.g. Torres et al., 2012; Kraus et al., 2016). The nature of the disk was also suggested to be circumbinary, at least in some cases, as some Galactic B[e]SGs were found to be in binary systems (Maravelias et al., 2018).

While in the optical spectral range forbidden emission lines of [O I] and [Ca II] can be used as ideal tracers for the neutral and ionized atomic disk regions close to the star (e.g. Torres et al., 2018; Condori et al., 2019), in the near-IR spectral region, emission from molecules such as CO, are excellent indicators for the disk conditions at larger distances (Kraus et al., 2000). CO bandheads in emission around 2.3 μ m, have proven to be major indicators for the disk dynamics. These molecular bands give evidence of a cool and dense circumstellar region and usually trace the inner rim of a molecular disk.

In this work we present high-resolution near-IR spectra of two B[e]SGs and we derive the kinematics and physical properties of their molecular disk from modeling of their CO band emission.

2. Targets and Observations

We have selected two B[e]SG stars, CD-57 3107 and HD 62 623, which both have been reported to display CO band emission based on low- and medium-resolution

High-resolution, near-infrared observations of B[e] supergiants



Figure 1: Best model fitting to: the first four CO bandheads observed in the high-resolution spectrum of CD-573107 (top panel) and the first three CO bandheads for HD 62 623 (bottom panel).

spectra, respectively (McGregor et al., 1988; Maravelias et al., 2018). We performed spectroscopic observations using the GEMINI/IGRINS echelle spectrograph. This instrument provides a very high resolution ($R \approx 40\,000$) and covers a wide spectral range (1.9-2.5 μ m).

3. CO molecular emission modeling

The observations were acquired under the program GS-2020A-Q-138. Spectra were reduced using standard tools, paying special attention to the telluric correction, that is a difficult task due to the high resolution of the spectra. CO band emission is clearly detected in our high-resolution spectra of both stars (black lines in Fig. 1). CO molecular bands were modeled using the code developed by Kraus et al. (2000) for ¹²CO band emission from a rotating disk, which was improved by Kraus (2009) to include the isotope ¹³CO. This code has been advanced by Vallverdú et al. (2021, in press) by implementing further molecules whose emission can now be computed simultaneously. The CO molecular emission spectrum was calculated assuming local thermodynamic equilibrium and ${}^{12}CO$ as well as the ${}^{13}CO$ isotope were considered. The parameters of the model are the temperature, the column density, the abundance of the different isotopes, the inclination and the rotational velocity of the disk. As this emission arises commonly from a narrow region, it is a good approximation to assume constant temperature, density and rotational velocity.

Rotation, as in Keplerian disks, results in a characteristic band head shape, displaying a blue shoulder and a red peak, and the separation between these two corresponds to twice the rotational velocity projected to the line of sight. Therefore, the first bandhead, when observed in high resolution, provides already a good guess of the kinematics of the CO gas. However, reliable physical parameters of the band formation regions require the full emission spectrum with at least 3-4 band heads.

The high resolution provided by IGRINS is essential to reliably determine the kinematics of the CO emitting region as it allows to resolve even small rotational speeds. And the full spectral coverage is vital for precise determinations of the gas temperature and column density. High-resolution spectra are also necessary to detect and adequately model the ¹³CO bandheads, that are useful to help us distinguish between a pre- or postmain sequence evolutionary state.

During the evolution of the star, the 13 C isotope is produced in the stellar core and mixed to the surface, from which it is released via stellar winds. Therefore, the detection of measurable amounts of 13 C, locked into 13 CO molecules, is an unambiguous tracer for chemically enriched material (Kraus, 2009; Liermann et al., 2010) based on which the evolutionary phase of B[e] stars with uncertain nature can be pinned down (e.g. Muratore et al., 2015; Kraus et al., 2020).



Figure 2: CD-57 3107 near-infrared emission features.

4. Results

CD-57 3107 (Hen 3-394, $\alpha = 10:15:21 \ \delta = -57:51:42$): This star is a Galactic B[e]SG. Besides CO, its infrared spectrum also displays emission from SiO bands (Kraus et al., 2015). From interferometry, Domiciano de Souza et al. (2011) located the dust envelope further than 11 AU.

Our best-fitting model to the observed CO emission, is shown in red in (Fig. 1, top) and was achieved for a molecular gas temperature $T_{CO} = 2\,800$ K and a column density of $N_{CO} = 5 \times 10^{21}$ cm⁻². Considering that the emission originates from a rotating ring seen under an inclination of $i = 60^{\circ}$ (Domiciano de Souza et al., 2011), we obtained a rotation velocity of $V_{\rm rot} = 124$ km s⁻¹.

The spectrum displays clear emission from 13 CO, and we obtain a 12 CO/ 13 CO ratio of ~19 indicating 13 CO enrichment of the circumstellar material, characteristic of an evolved object.

In addition to CO emission, the near-IR spectrum displays double-peaked lines of Na I, which form in a similar region than CO lines, and arise from warm dense material. Moreover, we found hydrogen double-peaked lines with incipient P Cygni line profiles and with the red peak stronger than the blue one, He I P Cygni lines, that reveal the presence of a dense wind, and Mg II emission lines (see Fig. 2).

HD 62 623 (3 Pup, $\alpha = 07:43:48 \ \delta = -28:57:17$): Due to its slightly lower effective temperature, HD 62 623 is classified as an A-type star. It is the only known Galactic A[e] supergiant (Chentsov et al., 2010). Recently, Miroshnichenko et al. (2020) confirmed that HD 62 623 is a binary system in a circular orbit with a period of 137.4 days and a semi-major axis of 1.11 AU, which suggests that the circumstellar gaseous disk is circumbinary. Considering evolutionary tracks of mass-transferring binaries, they derived masses for the gainer and donor around 8.8 M_{\odot} and 0.75 M_{\odot} , respectively.

Our best fitting model for the CO molecular emission (Fig. 1, bottom) has the parameters: $T_{CO} = 2\,000$ K, $N_{CO} = 3 \times 10^{20}$ cm⁻², $V_{rot} = 53$ km s⁻¹ and i = 38°. The ¹²CO/¹³CO ratio is ~ 19, giving evidence of a circumstellar enriched medium and indicating an evolved nature of the A-type component. The obtained values are in good agreement with those determined by Maravelias et al. (2018) using a lower resolution spectrum.

5. Conclusions

We could precisely determined the kinematics and physical parameters of the circumstellar disks of two B[e]SG candidates by means of CO modeling, reiforcing the need of high-resolution near-IR spectroscopy in order to study the environments of these kind of objects. In addition, we detected clear ¹³CO emission from both stars, confirming their evolved nature.

Acknowledgements: This work has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014–2020) under the Marie Skłodowska-Curie grant Agreement No. 823734. KM acknowledges financial support from GAČR (grant number 20-00150S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. TAF and AML acknowledge financial support from the Proyecto de Incentivos (11/G160).

References

- Aret A., et al., 2012, MNRAS, 423, 284
- Chentsov E.L., Klochkova V.G., Miroshnichenko A.S., 2010, Astrophys. Bull., 65, 150
- Cidale L.S., et al., 2012, A&A, 548, A72
- Condori C.A.H., et al., 2019, MNRAS, 488, 1090
- Domiciano de Souza A., et al., 2011, A&A, 525, A22
- Kraus M., 2009, A&A, 494, 253
- Kraus M., 2019, Galaxies, 7, 83
- Kraus M., Lamers H.J.G.L.M., 2003, A&A, 405, 165
- Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158
- Kraus M., et al., 2013, A&A, 549, A28
- Kraus M., et al., 2015, ApJL, 800, L20
- Kraus M., et al., 2016, A&A, 593, A112
- Kraus M., et al., 2020, MNRAS, 493, 4308
- Lamers H.J.G.L.M., et al., 1998, A&A, 340, 117
- Liermann A., et al., 2010, MNRAS, 408, L6
- Maravelias G., et al., 2018, MNRAS, 480, 320 $\,$
- McGregor P.J., Hillier D.J., Hyland A.R., 1988, ApJ, 334, 639
- Miroshnichenko A.S., et al., 2020, ApJ, 897, 48
- Muratore M.F., et al., 2015, AJ, 149, 13
- Torres A.F., et al., 2012, MNRAS, 427, L80 $\,$
- Torres A.F., et al., 2018, A&A, 612, A113
- Vallverdú R., et al., 2021, in press, BAAA, 62

New Milky Way Bulge Globular Clusters From The VVVX Survey: Open Questions

D. Minniti^{1,2}, T. Palma^{3,4} & J.J. Clariá^{3,4}

¹ Departamento de Ciencias Físicas, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Andres Bello, Chile

² Observatorio Vaticano, Italia

³ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

⁴ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contact / vvvdante@gmail.com

Resumen / El VVVX es un survey infrarrojo público de nuestra Galaxia, continuación del mapeo VVV (http: //vvvsurvey.org). Presentamos los resultados más recientes sobre el sistema de cúmulos globulares (CGs) de la Vía Láctea. Las imágenes infrarrojas profundas del VVVX permitieron descubrir nuevos candidatos a CGs en las regiones internas de la Galaxia, con elevada absorción interestelar y densidad estelar. Tanto la fotometría profunda como las observaciones en épocas múltiples permitieron detectar millones de variables y medir movimientos propios con precisión. Utilizamos estrellas RR Lyrae y gigantes rojas en los diagramas color-magnitud para medir los parámetros físicos (tamaños, absorciones, distancias, edades, luminosidades) de nuevos CGs. Las observaciones de esos CGs ayudan a caracterizar el proceso de formación y evolución del bulbo Galáctico. La confirmación de la existencia de nuevos CGs en el bulbo constituye una tarea difícil, motivo por el que presentamos acá sólo unos pocos ejemplos específicos. Por ejemplo, confirmamos la realidad física del candidato VVV-CL004, originalmente descartado. Asimismo, si bien Minni 35 fue también antes descartado, lo confirmamos ahora como un cúmulo abierto joven en la región central de nuestra Galaxia. Medimos además VVV-CG003, un CG muy enrojecido ubicado en el plano Galáctico a 13.5 kpc. Hemos investigado también numerosos CGs de la región central de la Galaxia proyectados sobre las zonas más oscurecidas y densas. Encontramos que VVV-CL002 es el CG más cercano al centro Galáctico, con R = 0.7 kpc. Finalmente, descubrimos una docena de CGs en la galaxia enana Sagittarius, más allá del bulbo de la Vía Láctea.

Abstract / The VISTA Variables in the *Via Lactea* Extended Survey (VVVX) is a public near-IR survey of our Galaxy, continuation of the VVV Survey (http://vvvsurvey.org). We present our latest results on the globular cluster (GC) system of the Milky Way (MW) bulge. In particular, the deep VVVX near-IR images have allowed the discovery of new GC candidates in the inner MW, previously hidden by heavy extinction and crowding. The deep near-IR PSF photometry and multi-epoch observations also produced millions of variable stars and accurate proper motions. We use RR Lyrae and red clump giants to measure the physical parameters for dozens of new GCs (sizes, extinctions, distances, ages, luminosities, etc.). The VVVX observations of the innermost GCs contribute to characterize the formation and evolution of the MW bulge. The confirmation of new GCs in the bulge is very difficult, and we present a few specific examples. The candidate GC VVV-CL04 was originally discarded, but we confirm this as a real GC. Also, Minni 35 was a discarded candidate GC, but we confirm that this is a young open cluster in the Galactic center region. The VVV survey detected a very reddened GC in the MW plane, VVV-GC003, located beyond the bulge at 13.5 kpc. We also investigate the GCs in the central region of the MW that are severely crowded and obscured, finding that VVV-CL002 is the closest GC to the Galactic Center, with R = 0.7 kpc. Finally, we discovered a dozen GCs in the Sagittarius dwarf galaxy, which is located behind the MW bulge.

Keywords / galaxies: individual (Milky Way) — Galaxy: structure — globular clusters: general — stars: evolution

1. Introduction

Globular clusters (GCs) are among the oldest objects in the Universe, tracers of events which happened several billion years ago. An accurate knowledge of their ages and chemical compositions is very important in cosmological considerations. In fact, their ages posit a minimum age to the Universe. Moreover, their chemical compositions reveal the ones of the original material in our Galaxy. The study of Galactic GCs is also important to explain the formation and evolution of the Milky Way (MW). These objects are not only interesting for being members of a hierarchically superior system (our own Galaxy) but also for letting us know about its structure and chemical evolution. Besides, these systems are recognized all over the Universe, both in the halo of spiral galaxies, in the elliptical galaxies and even in the irregular ones. Therefore, they have astrophysical interest because of what they tell us about themselves and because of what they inform us about their environments. In particular, GCs can be used to develop and test models of stellar evolution and nucleosynthesis.

Therefore, every discovery of a new GC opens up a groundbreaking source of information that allows a variety of studies in the fields of dynamics, chemical composition, stellar populations, stellar evolution, stellar variability and so on. The MW GCs are especially important not only for the variety of reasons mentioned before but also because they can be studied in great detail due to its proximity. However, there are some questions about GCs that can only be answered for our MW.

We have been mapping the inner parts of the MW in the near-IR with the VISTA Variables in the Via Lactea (VVV) survey. When our VVV survey started operation in the year 2010 there were about 150 GCs known in the MW (Harris, 1996), only 36 GCs known in the VVV bulge fields covering 300 sq.deg. There has been a lot of progress since then: at present there are more than 250 objects in this same area, including already known and candidate GCs.

2. VVV and VVVX GC Searches

The current number of known MW bulge GCs is too small if we take into account the mass of the MW. If this is so, where are the missing GCs? Either the census of MW bulge clusters is incomplete or the MW bulge is a very efficient cluster crusher or perhaps both reasons. Are there clusters that are being destroyed now? What do they look like? Can we find them? This is why the Galactic bulge is referred to as the elephant graveyard (Minniti et al., 2017b). Searching for GCs in the MW bulge is a complicated job. GCs are imposible to be found in the optical and very difficult to identify in the near-IR because of high stellar density so that large variable extinction GC searches are carried out by visual inspection or automatic selection algorithms. They appear as round concentrations of stars, showing up as overdensities above the background in the optical or near-IR images. At the distance of the bulge, their typical sizes would range between 2 pc (0.80) the smallest ones and 10 pc (4'20) the largest. There are more than 250 new GC candidates in the bulge, as can be seen in the following papers:

- Longmore et al. (2011) N=1,
- Minniti et al. (2011) N=1,
- Moni Bidin et al. (2011) N=2,
- Borissova et al. (2014) N=6,
- Laevens et al. (2015); Mutlu-Pakdil et al. (2018) N=1,
- Minniti et al. (2017b) N=1,
- Ivanov et al. (2017) N=9,
- Camargo (2018); Bica et al. (2018) N=5,
- Minniti et al. (2017c) N=22,
- Minniti et al. (2017a) N=38,
- Ryu & Lee (2018) N=2,
- Camargo & Minniti (2019) N=3,
- Gran et al. (2019) N=1,
- Palma et al. (2019) N=16,
- Cantat-Gaudin et al. (2018); Barbá et al. (2019) N=2,
- Minniti et al. (2018, 2019) N=50,
- Garro et al. (2021) N=1,
- Obasi et al. (2020) N=2, and



Figure 1: VVV near-IR map showing the location of the previously known GCs (red circles) and newly discovered candidate GCs in the bulge area. The field of view is $25^{\circ} \times 20^{\circ}$ oriented in Galactic coordinates. The Galactic Center is marked with an X at L, B = (0,0). The areas covered by the VVV and the VVVX surveys are in orange and blue, respectively.

• Minniti et al. (2021) N=150.

Figure 1 shows a map of the new candidate GCs recognized in the Galactic bulge across an area of $25^{\circ} \times 20^{\circ}$, and Fig. 2 shows a zoom of the central area. Using the optical and near-IR color-magnitude diagrams (CMDs), we can or cannot confirm the GC nature of these candidates and, in the confirmed cases, we can measure their physical parameters: positions, sizes, structural parameters, reddenings, metallicities, distances, luminosities, masses, and ages. GCs are extremely ancient objects that have survived since the beginning of the existence of the Galaxy. Different dynamical processes, such as dynamical friction, tidal disruption, bulge and/or disk shocking, evaporation and others, affect the survival of Galactic GCs (see, e.g., Chandrasekhar, 1942; Fall & Rees, 1977, 1985).

However, many of the known GCs are in the process of disruption. In fact, Kundu et al. (2019), for example, concluded that 11 out of 56 GCs (20%) analyzed in the MW halo show the presence of extra-tidal RR Lyrae stars. Although this 20% is a high fraction of dissolving GCs, we stress that in the MW bulge such fraction should be even larger. The bulge should contain dozens of GCs being currently disrupted. It is well known that the dynamical processes are stronger in the Galactic bulge, deep in the potential well. Simulations carried out for the young massive star clusters Arches (age = 2.5 Myr) and Quintuplets (age = 5 Myr), located at about 30 pc from the Galactic center (Habibi et al., 2014), demonstrate that they will not survive for long in the harsh Galactic center environment. Simulations of GC collissions and disruption in the MW disk and bulge (Khoperskov et al., 2018) also illustrate this.

Most (but not all) of the new GC candidates appear to have low luminosity so several possibilities should be considered, such as:



Figure 2: Zoom in the VVV near-IR map showing the location of the previously known GCs and newly discovered candidate GCs in the bulge area. The field of view is $8^{\circ} \times 6^{\circ}$ oriented in Galactic coordinates. The Galactic Center is located at GL, GB = (0,0) and the black circle has a 2°.5 radius, equivalent to about 360 pc at the distance of the bulge. The different symbols are: known GCs (large red circles), the Quintuplets and Arches clusters (black triangles), Borissova et al. (2014) GCs (orange squares), Moni Bidin et al. (2011), Camargo (2018), Minniti et al. (2017b, 2018) GCs (solid blue circles), and Minniti et al. (2021) GCs (small blue crosses).

- they are not real GCs (asterisms, background fluctuations),
- they are streams of previously disrupted GCs,
- they are GCs being disrupted,
- they are low mass, intermediate-age open clusters, and/or
- they are just normal GCs in the faint tail of the luminosity function (LF).

Where should we find the clusters on the verge of disruption and their debris? Dying clusters and their skeletons should be found in the elephant graveyard = the Galactic bulge. When a cluster gets disrupted, it yields its constituent stars to the field. How to decide if a candidate is a real GC? Confirming a GC in the Galactic bulge is also very tricky! The requirements for GCs in the bulge should be stringent due to the large extinction and background contamination. As argued by Palma et al. (2019), there is not a unique recipe for a GC confirmation, but one can use one (or a few) of the following methods:

- Radial velocities (RVs)
- CMDs (optical vs near-IR)
- Proper motions (PMs, Gaia DR2, VIRAC1-2; Smith et al., 2018)
- Detailed chemical abundances
- Specific stellar tracers (RR Lyrae, Type 2 Cepheids)

Some GCs are rich in RR Lyrae and Type 2 Cepheid variable stars that can be used as tracers of the old and metal-poor stellar populations. New bulge GCs were confirmed using near-IR CMDs along with comparison GCs. Statistically decontaminated CMDs have been shown by Minniti et al. (2017) and Palma et al. (2019). We use the statistical field decontamination procedure of Palma et al. (2016) in order to clean up the VVV



Figure 3: Gaia EDR3 PMs (left) and CMD (right) for Minni 35. Note the presence of an extended main sequence, indicative of a young open cluster.



Figure 4: Left panel: PanStars optical finding chart for VVV-CL004. Right panel: VVV near-IR finding chart for VVV-CL004. The field of view of both images is $3'.2 \times 3'.2$, with North up and East to the left. The cluster at the center is clearly seen.

near-IR CMDs. The LF of the decontaminated cluster shows a prominent red clump (RC) for metal-rich GCs or a red giant branch (RGB) bump in the case of metalpoor GCs. In some cases, also GC RR Lyrae stars are present. It is not difficult to predict that the census of low luminosity metal-rich GCs is still incomplete in the MW bulge because these are the most difficult GCs to detect in the presence of the bulge population.

3. Specific Examples

Here we will follow-up a few specific positive (confirmed) and negative (discarded) examples of GC candidates.

- Minni 35 is an open cluster (Figures 3 and 6).
- VVV-GC004 is a real GC (Figures 4 and 5).
- Patchick 99 is a low-luminosity metal-rich GC, but TBJ 3 is not a GC: it is a background galaxy because it has a strong extended mid-IR emission (Garro et al., 2021).
- Minni 22 is a bulge GC (Minniti et al., 2018).
- Minni 48 is a real metal-rich bulge GC that contains a number of mid-IR sources, as seen from its CMD, built using data taken by the WISE satellite (Minniti et al., 2021).
- Minni 51 is probably not a GC (Geisler et al. 2021, in prep).
- FSR 19 and FSR 25 are metal-rich low-luminosity bulge GCs (Obasi et al., 2020).



Figure 5: Gaia EDR3 map, PMs and CMDs for VVV-CL004. Note that the RGB is better defined in the near-IR than the optical, due to differential reddening.



Figure 6: VVV near-IR map showing the location of Minni 35 with respect to the Galactic center. The field of view is $4^{\circ} \times 3^{\circ}$ in Galactic coordinates, centered on the Galactic nucleus. Interstellar extinction inhomogeneities can be appreciated and the darkest clouds in this area have $A_V > 100$ mag.

4. GCs in the Galactic Center Region

GCs are destroyed in the bulge. Why do we think that there should be more GCs to be discovered close to the Galactic center? There are basically three main reasons: (1) The orbits of known GCs bring them close to the Galactic center. (2) The density of GCs increases towards the Galactic center (e.g., Navarro et al., 2021) and there is no sign of a break in this GC distribution. (3) The regions of highest extinction have not been explored thoroughly. New ground-based near-IR imaging surveys provide a detailed view of the central region of the MW, within 0.5 kpc from the Galactic center. The VVV survey advantages to study GCs in the Galactic center region are: high resolution, deep multicolor photometry, PMs and variability information. We have explored all candidate GCs within 2.5 deg (0.36 kpc) from the Galactic center (Figures 2 and 6) published from the lists of Froebrich et al. (2007); Moni Bidin et al. (2011); Borissova et al. (2014); Kharchenko et al. (2016); Minniti et al. (2017b, 2018, 2019); Bica et al. (2019); Camargo (2018); Camargo & Minniti (2019). Here are some of the questions we ask ourselves:

- Which is the closest GC to the Galactic center? The record so far is VVV-GC002, but there are dozens of new GC candidates without confirmation in the region (Minniti et al., 2021).
- Are they really bonafide GCs?
- Are these GCs being destroyed?
- How long will they last?
- How close to the Galactic center can a GC survive?
- Which clusters can survive?
- Which key properties (orbital, structural) make them survivors?
- Do the GCs in the Galactic center region have common attributes or are they fundamentally different from the rest of the MW GCs?

We did a PM selection in the fields of the GCs VVV-GC002 and 003. These fields are too reddened for Gaia, therefore we use the PM identification from VIRAC2, a revised version of the VIRAC database (Smith et al., 2018). We search for a narrow RGB with a well defined RC in the CMDs of these clusters, that is different from the field. The distance determination was made using the RC. The bulge+disk field stars also dominate the vector PM diagrams, but the cluster members have a tighter distribution than these field stars.

We conclude that VVV-CL002 is the closest GC to the Galactic Center, at an angular distance of $R \sim 1 \deg$ away. This is a metal-rich GC because it has a prominent RC. There are no spectroscopic observations for this GC. RVs are needed to map its orbit as well as to establish how this GC was able to survive in such a harsh environment.

We also find that VVV-CL003 is a metal-rich GC, although located far beyond the Galactic center at a distance $D = 13 \pm 1$ kpc.

Figure 2 shows that there are many other GC candidates located within 2.5 deg from the Galactic center that still need to be studied in detail.

5. New GCs in the Sagittarius Dwarf Galaxy

While searching for GCs in the central regions of the MW, we discovered a number of GCs in the Sagittarius (Sgr) dwaf Galaxy, situated beyond the Galactic bulge at 26.5 kpc from the Sun (Monaco et al., 2004; Vasiliev & Belokurov, 2020). We were able to find these distant GCs because the VVVX images reach deep magnitudes (Ks = 18 mag), covering well the RGBs of all these objects.

The Sgr dwarf galaxy is merging with the MW (see, e.g., Majewski et al., 2003; Ramos et al., 2020). It contains a few GCs in its main body and in its extended tails. The nine GCs known to be Sgr members are: NGC 6715 (which is also the nucleus of this galaxy), Arp 2, Ter 7 and Ter 8, located in the main body as well as Pal 12, Whiting 1, NGC 2419, NGC 4147 and NGC 5634 that are located in the extended tidal streams.

Minniti, Palma & Clariá



Figure 7: Top row: Gaia optical CMDs for the previously known GCs NGC 6715, Palomar 12, Arp 2, Terzan 7 and Terzan 8. Bottom row: Gaia optical CMDs for some of the newly discovered candidate GCs in the Sgr dwarf galaxy.



Figure 8: Map showing the location of the previously known GCs NGC 6715, Palomar 12, Arp 2, Terzan 7 and Terzan 8 (blue circles) and newly discovered candidate GCs in the bulge area. The confirmed and unconfirmed GCs are shown with grey and red circles, respectively. Note that it is more difficult to confirm GCs in the lower latitude regions because of the high stellar density and large extinction variations. The field of view is $14^{\circ} \times 25^{\circ}$, oriented in Galactic coordinates. The Galactic Center is located at L, B = (0, 0).

We use multiband PSF photometry to obtain deep CMDs and LFs for all GC candidates, complemented by accurate Gaia-EDR3 PMs to select Sgr members, and variability information to select RR Lyrae stars that are potential GC members. After applying strict PM cuts to discard foreground bulge and disk stars, the CMDs and LFs for some of the GC candidates exhibit well defined RGBs and RC giant star peaks. We select the best Sgr GCs, estimating their physical parameters. Example CMDs for five new GCs are shown in Figure 7, in comparison with already known Sgr GCs.

In summary, we investigated all VVVX-enabled discoveries of GC candidates in a region covering about 180 deg² in the main body of the Sgr dwarf galaxy. We discovered 12 new Sgr GCs, more than doubling the number of GCs known in this dwarf galaxy. In addition, there are other 11 identified GC candidates that are uncertain, awaiting for better data for confirmation. The location of these objects is shown in Figure 8.

6. Conclusions

Our main conclusion is that the Galactic GC census in the MW is incomplete. There are many more GCs still missing in the bulge, as well as in the Sgr dwarf galaxy located behind the bulge. Many of the new GCs being found are small and faint, making it hard to characterize their physical parameters. Indeed, we need more observations. Thus, our list of wishes is the following:

- PMs from Gaia DR3 combined with RVs from the 4-meter Multi-Object Spectroscopic Telescope (4MOST) in order to measure the orbital parameters of dozens of bulge GCs that remain unexplored.
- Deep Hubble Space Telescope (HST) and James Webb Space Telecope (JWST) imaging in order to measure accurate ages using CMDs that reach the main sequence turn-off (MSTO).
- Detailed chemical compositions from ground-based spectroscopic observations.

• Complete GC (and RR Lyrae) survey with the Nancy Roman Space Telescope (formerly the Wide-Field Infrared Survey Telescope, WFIRST).

In addition, the search for new GCs in the MW bulge is so difficult that these new objects will help to train the future automatic selection algorithms and machine learning techniques that can be applied to future, deeper and higher resolution surveys like the Large Synoptic Survey Telescope (LSST) and the WFIRST. These future automated searches may help to complete the census of GCs in the MW bulge and also in the Sgr dwarf galaxy.

This is indeed a fascinating field of research, as there are many questions that remain to be answered, such as:

- What are the main differences between bulge GCs and in-situ field stars?
- If the Galactic bulge act as a GC grinding machine, how to detect the stellar streams from recently dissolved bulge GCs?
- What fraction of these bulge field stars come from disrupted GCs?
- Was the nuclear star cluster (NSC) formed by the merging of several GCs?
- What happens when a GC passes too close to the supermassive black hole? Does this event, for example, produce detectable hypervelocity stars (e.g., Luna et al., 2019)?
- How many and what kind of GCs are still missing in this region?
- Which GCs belong to the MW bulge now and which are merely passing by now?
- Which GCs were formed at the same time as the MW bulge and which were accreted later?
- Which GCs are the result of merging 2 or more clusters?

Acknowledgements: We gratefully acknowledge the use of data from the ESO Public Survey program IDs 179.B-2002 and 198.B-2004 taken with the VISTA telescope and data products from the Cambridge Astronomical Survey Unit. D.M. is supported by Fondecyt Regular 1170121 and by the BASAL Center for Astrophysics and Associated Technologies (CATA) through grant AFB 170002.

References

- Barbá R.H., et al., 2019, ApJL, 870, L24
- Bica E., et al., 2018, PASA, 35, e025
- Bica E., et al., 2019, AJ, 157, 12
- Borissova J., et al., 2014, A&A, 569, A24
- Camargo D., 2018, ApJL, 860, L27
- Camargo D., Minniti D., 2019, MNRAS, 484, L90
- Cantat-Gaudin T., et al., 2018, A&A, 618, A93
- Chandrasekhar S., 1942, Principles of stellar dynamics
- Fall S.M., Rees M.J., 1977, MNRAS, 181, 37P
- Fall S.M., Rees M.J., 1985, ApJ, 298, 18
- Froebrich D., Scholz A., Raftery C.L., 2007, MNRAS, 374, 399
- Garro E.R., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2103.03592
- Gran F., et al., 2019, A&A, 628, A45
- Habibi M., Stolte A., Harfst S., 2014, A&A, 566, A6
- Harris W.E., 1996, AJ, 112, 1487
- Ivanov V.D., et al., 2017, A&A, 600, A112
- Kharchenko N.V., et al., 2016, A&A, 585, A101
- Khoperskov S., et al., 2018, A&A, 620, A154
- Kundu R., Minniti D., Singh H.P., 2019, MNRAS, 483, 1737
- Laevens B.P.M., et al., 2015, ApJ, 813, 44
- Longmore A.J., et al., 2011, MNRAS, 416, 465
- Luna A., Minniti D., Alonso-García J., 2019, ApJL, 887, L39
- Majewski S.R., et al., 2003, ApJ, 599, 1082
- Minniti D., Alonso-García J., Pullen J., 2017a, RNAAS, 1, 54
- Minniti D., et al., 2011, A&A, 527, A81
- Minniti D., et al., 2017b, ApJL, 838, L14
- Minniti D., et al., 2017c, ApJL, 849, L24
- Minniti D., et al., 2018, ApJ, 866, 12
- Minniti D., et al., 2019, RNAAS, 3, 101
- Minniti D., et al., 2021, A&A, 647, L4
- Monaco L., et al., 2004, MNRAS, 353, 874
- Moni Bidin C., et al., 2011, A&A, 535, A33
- Mutlu-Pakdil B., et al., 2018, ApJ, 863, 25
- Navarro M.G., et al., 2021, A&A, 646, A45
- Obasi C., et al., 2020, Communications of the Byurakan Astrophysical Observatory, 67, 311
- Palma T., et al., 2016, NewA, 49, 50
- Palma T., et al., 2019, MNRAS, 487, 3140
- Ramos P., et al., 2020, A&A, 638, A104
- Ryu J., Lee M.G., 2018, ApJL, 863, L38
- Smith L.C., et al., 2018, MNRAS, 474, 1826
- Vasiliev E., Belokurov V., 2020, MNRAS, 497, 4162

Investigando la zona de los cúmulos inmersos DBS 114-115-117

G. Baume^{1,2}, S. Ramirez Alegria³ & J. Borissova^{4,5}

- ¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina
- ³ Centro de Astronomía, Universidad de Antofagasta, Chile
- ⁴ Instituto de Física y Ástronomía, Universidad de Valparaiso, Chile
- ⁵ Millennium Institute of Astrophysics, Chile

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se ha realizado un estudio preliminar de la población estelar en la zona de los cúmulos inmersos DBS 114, 115 y 117. Se ha utilizado la información proporcionada por varias bases de datos astronómicas y datos disponibles en la literatura. Se han incluido y correlacionado datos fotométricos en el óptico (VPHAS+, GAIA), infrarrojo cercano (2MASS-VVV) e infrarrojo medio (*WISE*), junto con datos astrométricos (*GAIA*). Además se han realizado observaciones espectroscopicas en la banda K de estrellas seleccionadas. Este estudio ha permitido identificar diferentes tipos de fuentes: estrellas tempranas, objetos con excesos en la banda K y objetos estelares jóvenes. Estos objetos han conducido a la estimación de los parámetros característicos de los cúmulos involucrados. En particular se ha encontrado una consistencia entre los valores de distancia espectrofotométrica y trigonométrica, aunque considerando una ley de enrojecimiento levemente anormal. Se han revelado también evidencias de un proceso de formación estelar secuencial.

Abstract / A preliminary study of the stellar population has been carried out in the area of the immersed clusters DBS 114, 115 and 117. The information provided by various astronomical databases and data available in the literature has been used. Photometric data in the optical (VPHAS +, *GAIA*), near infrared (2MASS-VVV) and mid infrared (*WISE*) has been included and correlated, together with astrometric data (*GAIA*). In addition, spectroscopic observations have been made in the *K* band of selected stars. This study has made it possible to identify different types of sources: early type stars, objects with excesses in the *K* band and young stellar objects. These objects have led to the estimation of the characteristic parameters of the clusters involved. In particular, a consistency has been found between the spectrophotometric and trigonometric distance values, although considering a slightly abnormal reddening law. Evidence of a sequential star formation process has also been revealed.

Keywords / galaxies: star populations — techniques: photometry — methods: data analysis

1. Introducción

La formación estelar se lleva a cabo en las zonas más densas (*clumps, filaments*) de las nubes moleculares gigantes (GMC; Lada & Lada 2003; Figueira et al. 2018). Estas nubes se localizan preferentemente en el plano Galáctico y los cúmulos inmersos representan una de las manifestaciones más jóvenes de la formación estelar.

Por otro lado, en la actualidad existen diversos relevamientos celestes que cubren diferentes rangos espectrales. Ellos permiten llevar a cabo estudios multibanda, tanto de las poblaciones estelares como del medio circundante.

En particular, los cúmulos inmersos DBS 114-115-117 (Dutra et al., 2003), localizados en la GMC G345.5+1.5, se hallan algo mas alejados del plano Galàctico y actualmente no poseen estudios detallados. De esta forma, en el presente trabajo se utilizó la información provista por diferentes relevamientos celestes, junto con observaciones propias y datos de la bibliografía para estudiar las características de la población estelar en la dirección a estos cúmulos estelares.

2. Datos

El presente estudio se ha basado en el uso de los datos provistos por los siguientes catálogos asociados con diferentes relevamientos celestes:

- El catálogo de VPHAS+ (Drew et al., 2014) para los datos de fotometría óptica en las bandas $ugriH_{\alpha}$.
- El catálogo de *GAIA* (Gaia Collaboration et al., 2016), que proporciona datos fotométricos y astrométricos.
- Los catálogos de 2MASS (Skrutskie et al., 2006) y de VVV (Saito et al., 2012) para los datos fotométricos en las bandas infrarrojas JHK.
- El catálogo del WISE (Cutri et al., 2012) para los datos en las bandas infrarrojas W_1, W_2, W_3 y W_4 .

Adicionalmente, se emplearon datos espectroscópicos de 10 estrellas brillantes en la zona central de DBS 114. Ellos fueron adquiridos con el instrumento SOFI/NTT (ESO-La Silla), utilizando el modo long-slit en la banda K (~ 2 μ m) con $R_{\lambda} = 1320$. La reducción de estos datos fue realizada siguiendo el procedimiento estándar con IRAF (ver Baume et al. 2020).



Figura 1: Diagramas fotométricos y de movimientos propios de los objetos en la zona de los cúmulos inmersos DBS 114 y 117. Los símbolos azules indican las estrellas observadas espectroscópicamente. Los símbolos verdes indican las estrellas miembros consideradas de secuencia principal, mientras que los símbolos rojos indican las estrellas con exceso infrarrojo. Los símbolos amarillos y naranjas representan YSOs de clase I y II respectivamente. Los objetos considerados de campo son presentados con símbolos grises. Los círculos azules huecos indican las estrellas de campo con información espectroscópica. Las curvas indican la posición de la secuencia principal sin enrojecer (verde) y con el enrojecimiento adoptado (azul). La flecha roja indica el vector de enrojecimiento.



Figura 2: Carta buscadora del centro de DBS 114 donde se han indicado las estrellas observadas espectroscópicamente con círculos azules. Los círculos llenos indican las estrellas adoptadas como miembros del cúmulo. Se presentan también los tipos espectrales de cada una de ellas.

3. Análisis de los datos

Como primer paso, se realizó la correlación de los datos fotométricos multi-banda de los diferentes catálogos. Ello permitió la construcción y análisis simultáneo de los diagramas color-magnitud (CMDs) y color-color (TCDs) de los objetos en la zona de cada uno de los cúmulos inmersos bajo estudio (ver Figs. 1 y 3). Entonces fue posible efectuar una selección de los objetos siguiendo los lineamientos indicados en Baume et al. (2020) y principalmente basados en los valores del parámetro libre de enrojecimiento Q_{IR} . De esta forma se distinguieron: a) Estrellas de secuencia principal ($Q_{IR} > 0.1$); b) Objetos con exceso infrarrojo ($Q_{IR} > -0.1$); c) Estrellas de campo. Por otro lado, los datos del infrarrojo medio (WISE) fueron utilizados para identificar objetos estelares jóvenes (YSOs) siguiendo el criterio de Koenig et al. (2012).

El análisis combinado de los diagramas fotométricos en el óptico y en el infrarrojo permitió además estimar los parámetros de distancia y exceso de color de los cúmulos. Por otro lado, los datos astroméricos de GAIAen la zona de DBS 114-117 condujeron a una estimación independiente de la distancia a esos cúmulos y a la obtención de una medida del movimiento propio medio de ambos cúmulos.

Adicionalmente, fue posible establecer los tipos es-



Figura 3: Diagramas fotométricos de los objetos en la zona del cúmulo inmerso DBS 115. Los símbolos y las curvas tienen el mismo significado que en la Fig. 1.

Tabla 1: Parámetros estimados de los cúmulos estelares

Parámetro	DBS 114	DBS 117	DBS 115
	16.50.00 0	16.50.35.0	16.50.10.0
δ 12000	-40.12.06.0	-40.11.40 0	-40.06.36.0
Badio [']	3.20	1.70	1.80
R_V	3.4	3.4	3.4
$(V_0 - M_V)_{fot}$	11.2 ± 0.2	11.2 ± 0.2	11.2 ± 0.2
d_{fot}	1.7 ± 0.2	1.7 ± 0.2	1.7 ± 0.2
E_{B-V}	2.0	1.7	1.9
$(V_0 - M_V)_{spec}$	10.6 - 11.2	-	-
d_{spec}	1.3 - 1.7	-	-
$\langle Plx \rangle$ [mas]	0.66	± 0.15	-
$\langle d_{ast} \rangle \; [\mathrm{kpc}]$	1.5	± 0.4	-
$\langle \mu_{\alpha} cos(\delta) \rangle$	-0.02	± 0.42	-
$\langle \mu_{\delta} \rangle$	-0.86	± 0.36	-
Edad []10 ⁶ años] ~	2-3	~ 1

Nota: Los movimientos propios se expresan en mas/año.

pectrales de las 10 estrellas seleccionadas en el centro de DBS 114 (ver Fig. 2). Ellos permitieron confirmar algunos de los miembros de este cúmulo y obtener otra estimación de su distancia.

La edad de los cúmulos estudiados fue estimada en base a la proporción de objetos con exceso infrarrojo encontrada en cada uno de ellos y utilizando la calibración dada por Soares et al. (2008).

Todos los parámetros estimados de los cúmulos estelares se indican en la Tabla 1.

4. Conclusiones

En el estudio preliminar realizado en la región de los cúmulos inmersos DBS 114, 115 y 117 se identificaron varias estrellas tempranas, objetos con exceso infrarrojo e YSOs. Además, se encontró que los valores estimados de las distancias fotométrica, espectroscópica y trigonométrica son consistentes ($d \sim 1.7$ kpc). Cabe notar

que se consideró una ley de enrojecimiento levemente anormal ($R_V = 3.4$) para los tres cúmulos.

En particular, se encontró que DBS 114 y 117 tienen aproximadamente la misma edad y ambos presentan indicios de formación estelar secuencial, debido a la presencia de varias estrellas en la secuencia principal e YSOs. Por otro lado, DBS 115 posee un enrojecimiento algo mayor que el de los otros dos cúmulos y una edad menor que ellos.

Respecto a las perspectivas a futuro, se planea realizar un estudio global del comportamiento de la formación estelar en la zona norte de GMC G345.5+1.5. Para esta tarea será necesario involucrar información del medio interestelar y considerar otros cúmulos inmersos y fuentes IRAS localizados en dicha zona.

Agradecimientos: Trabajo financiado por el PIPs 112-201701-00055 de CONICET, los Programas de Incentivos 11/G158 y 11/G168 de la UNLP. el programa IN 120009 del Millenium Institute of Astrophysics, los proyectos 11171025 y 1201490 del FONDECYT y el proyecto PAI 79170089 del CONICYT. Los autores han utilizado la base de datos SIMBAD, herramientas de ALADIN (CDS) y paquetes especiales en PYTHON. Los autores agradecen al editor y al árbitro de este artículo por sus sugerencias y comentarios.

Referencias

Baume G., et al., 2020, NewA, 79, 101384 Cutri R.M., et al., 2012, VizieR Online Data Catalog, II/311 Drew J.E., et al., 2014, MNRAS, 440, 2036 Dutra C.M., et al., 2003, A&A, 400, 533 Figueira M., et al., 2018, A&A, 616, L10 Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1 Koenig X.P., et al., 2012, ApJ, 744, 130 Lada C.J., Lada E.A., 2003, ARA&A, 41, 57 Saito R.K., et al., 2012, A&A, 537, A107 Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163 Soares J.B., et al., 2008, A&A, 478, 419

Aprendizaje automático para identificar poblaciones estelares en galaxias cercanas

G. Baume^{1,2}, M.J. Rodriguez², C. Feinstein^{1,2} & E. Gularte^{1,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Geodesia Espacial y Aeronomía, FCAG-UNLP, Argentina

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se ha realizado un estudio de diferentes poblaciones estelares en galaxias cercanas. Éste se ha basado en datos fotométricos multibanda obtenidos con el *Hubble Space Telescope*. En el análisis se han aplicado técnicas de aprendizaje automático no supervisado a fin de reconocer tanto las poblaciones estelares, como los grupos de estrellas en la población más joven. En ambos casos se han utilizado diferentes algoritmos de agrupamiento y se ha evaluado la eficiencia de los mismos. La metodología aplicada ha permitido llevar a cabo la tarea evitando el uso de criterios preconcebidos. Adicionalmente, se ha logrado caracterizar la distribución espacial de cada una de las poblaciones estelares considerando sus similitudes con una estructura de tipo fractal. De esta forma, ha sido posible identificar a las poblaciones mas jóvenes con una estructura jerárquica y a las poblaciones mas evolucionadas con distribuciones homogéneas, salvo fluctuaciones a muy gran escala.

Abstract / A study of different stellar populations in nearby galaxies has been carried out. This has been based on multi-band photometric data obtained with the *Hubble Space Telescope*. In the analysis, unsupervised machine learning techniques have been applied in order to recognize both the stellar populations and the groups of stars in the youngest population. In both cases, different clustering algorithms have been used and their efficiency has been evaluated. The applied methodology has allowed to carry out the task without the need for preconceived criteria. Additionally, it has been possible to characterize the spatial distribution of each of the stellar populations considering their similarities with a fractal-type structure. In this way, it has been possible to identify the youngest populations with a hierarchical structure and the more evolved populations with homogeneous distributions, except for fluctuations on a very large scale.

Keywords / methods: data analysis — galaxies: photometry — galaxies: star clusters: general – galaxies: stellar content

1. Introducción

El volumen de datos producidos por diferentes relevamientos celestes requiere de metodologías y herramientas automatizadas que permitan su análisis sistemático y homogéneo. En este sentido, los diferentes métodos del aprendizaje automático (*machine learning*) proveen un poderoso mecanismo para cumplir con esos objetivos. En particular, los métodos no supervisados permiten ser aplicados a los datos y obtener resultados sin tener conceptos preconcebidos sobre ellos. Uno de los métodos no supervisados más empleados son los de agrupamiento (*clustering*). Esos métodos tienen como objetivo, la identificación de grupos de objetos dentro de los datos sobre la base de características (*features*) similares para los objetos de un dado grupo y disimiles para los objetos de grupos diferentes.

Una de las bases de datos más relevantes, son las diferentes compilaciones de los datos fotométricos de galaxias cercanas del *Hubble Space Telescope* (HST). Estas fuentes de datos tienen la particularidad de brindar información multi-banda de extremadamente alta resolución espacial, permitiendo separar las componentes estelares de las galaxias cercanas (Dalcanton et al. 2009; Lee et al. 2014).

Por otro lado, las galaxias se hallan constituidas por diversas poblaciones estelares. Estas poblaciones permiten investigar la historia de la formación estelar (SFH, *Star Formation History*). Los diagramas fotométricos de cada galaxia son una herramienta relevante para identificar las diferentes poblaciones estelares aunque su identificación y separación es una tarea compleja.

En el presente trabajo, se han aplicado diferentes métodos de agrupamiento sobre los datos fotométricos de las galaxias cercanas NGC 1313 y NGC 2403 (ver Tabla 1). El objetivo ha sido separar las diferentes poblaciones estelares en cada galaxia e identificar los diferentes grupos estelares en las respectivas poblaciones jóvenes.

2. Datos

Se han utilizado datos obtenidos con el Wide Field Channel de la Advanced Camera for Surveys (WFC/ACS) y con el Ultraviolet and Visible Light Channel de la Wide Field Camera 3 (UVIS/WFC3). Las imágenes utilizadas ya se encuentran pre-reducidas y los datos fotométricos ya se hallan calibrados. Ellos co-



Figura 1: Diagramas fotométricos (CMDs y TCDs) de la galaxia NGC 1313, destacando la población azul (paneles a y b) y la población roja (paneles c y d). Los colores indican las diferentes componentes gaussianas de cada población.

Tabla 1: Características de las galaxias estudiadas.

Parámetro	NGC 1313	NGC 2403	Ref.
Morfologia	SB(s)d	SAB(s)cd	(1)
Distancia	$4.2 \; \mathrm{Mpc}$	3.1 Mpc	(1)
A_V	0.29	0.11	(1)
$Tamaño^{(*)}$	$9.1' \times 7.1'$	$21.9' \times 12.3'$	(1)
Ang. posición	23.4°	126.3°	(2)
Inclination	34.8°	61.3°	(2)

Notas: (*) Ejes principales (V); (1) NED; (2) LEDA.

rresponden al LEGACY EXTRAGALACTIC UV SURVEY (LEGUS; Lee et al. 2014) y al THE ACS NEARBY GA-LAXY SURVEY (ANGST; Dalcanton et al. 2009). Los datos utilizados cubren un porcentaje importante de los campos de las galaxias NGC 1313 y NGC 2403 (ver imágenes en LEGUS y en ANGST). En el caso de NGC 1313 se disponen datos en los filtros F275W, F336W, F435W, F555W y F814W, mientras que en el caso de NGC 2403 se disponen datos en los filtros F435W, F475W, F606W y F814W.

3. Metodología

Los métodos utlizados en diferentes fases del proceso fueron Gaussian mixture method (GMM), K-Means, Agglomerative clustering (AgC), Density based spatial clustering of applications with noise (DBSCAN), Hierarchical DBSCAN (HDBSCAN) y Path linkage criterion (PLC). Los detalles de los métodos se pueden encontrar en Battinelli et al. (2000), en Pedregosa et al. (2011) y en McInnes et al. (2017).

El proceso se basó en el empleo de los diagramas color-magnitud (CMDs) y color-color (TCDs) de los ob-

jetos de las galaxias bajo estudio para distinguir sus componentes. Los pasos que se siguieron fueron:

- Se pre-procesaron los datos fotométricos, estimando las magnitudes faltantes con el método *Iterative Inputer*. (Pedregosa et al., 2011).
- Se separaron los objetos brillantes (V < 24) de los objetos débiles (V > 24), donde la magnitud V corresponde a la banda F555W o a la banda F606W dependiendo de los datos disponibles en la zona de cada galaxia.
- Se identificaron las diferentes componentes utilizando GMM sobre los TCDs de cada galaxia. O sea, se utilizaron como características a los índices de color disponibles para cada galaxia. La cantidad de componentes se estableció mediante el uso del *Bayesian information criterion* (Schwarz, 1978).
- Las diferentes componentes gaussianas fueron agrupadas entre sí con el método K-Means, aplicado sobre sus correspondientes centros en el espacio de índices de color y fijando una búsqueda de dos grupos. Se distinguieron entonces dos poblaciones principales denominadas población azul y población roja.
- Se estimó la dimensión fractal (D, Mandelbrot 1982)utilizando el método perímetro-área sobre los mapas de densidad estelar de los objetos brillantes de la población azul y de la población roja (ver detalles en Rodríguez et al. 2019)
- Se aplicaron diferentes métodos de agrupamiento sobre la distribución espacial de los objetos brillantes de la población azul y se evaluaron sus parámetros más relevantes. En este proceso se utilizaron como características las coordenadas deproyectadas (ξ_P , η_P). Así se tuvo en cuenta la inclinación de cada galaxia.
- Los diferentes métodos fueron validados utilizando el índice Silhouette (Rousseeuw, 1987). Este índice es una medida de qué tan similares son los objetos de un dado grupo en comparación con otros grupos. El índice varía en el rango [-1, 1] y cuanto mayor es, mejor es el método evaluado.

4. Resultados

En la Fig. 1 se presentan los CMDs y TCDs de una de las galaxias estudiadas con la separación de sus poblaciones utilizando el GMM. Por otro lado, la aplicación de los diferentes métodos de agrupamiento para la identificación de los agrupaciones estelares de las poblaciones jóvenes (azules) de cada galaxia ha permitido obtener los parámetros presentados en la Tabla 2. En la Fig. 2 se presentan los resultados obtenidos con AgC y HDBS-CAN.

En relación con la estructura espacial de las poblaciones estelares, los valores obtenidos de la dimensión fractal para los objetos brillantes de las poblaciones azules de cada galaxia se presentan en la Tabla 2. No fue posible establecer valores representativos para las poblaciones rojas.

Respecto a las agrupaciones estelares identificadas con los diferentes métodos de agrupamiento, se encontró



Figura 2: Cartas buscadoras de la zona de la galaxia NGC 1313 en coordenadas deproyectadas (ξ_P , η_P). En ellas se indican los centros de las agrupaciones estelares identificadas por dos de los métodos de agrupamiento. Los colores indican las componentes gaussianas a la que pertenece cada agrupación estelar.

que todos los métodos utilizados tienen índices Silhouette con valores aceptables. No obstante, los parámetros indicados en la Tabla 2 permitieron establecer que todos los métodos, excepto AgC, identifican agrupaciones estelares vinculadas con las sobre-densidades estelares. En particular, las agrupaciones identificadas con DBSCAN son pequeñas y todas ellas poseen tamaños similares. Por otro lado, HDBSCAN y PLC proveen agrupaciones de tamaños variados.

5. Conclusiones

En base al estudio realizado, se encuentra que la metodología aplicada a los datos fotométricos de alta resolución espacial producidos por el HST han permitido separar diferentes poblaciones estelares en las galaxias NGC 2403 y NGC 1313. En particular, se han podido separar dos poblaciones en cada galaxia denominadas población azul (joven) y población roja (evolucionada). Además, se han identificados los grupos estelares vinculados con la población azul.

Por otro lado, los objetos brillantes de la población azul parece tener una estructura fractal con característi-

Tabla 2: Parámetros obtenidos con los diferentes métodos de agrupamiento aplicados sobre la distribución espacial de los objetos de la población azul de las dos galaxias estudiadas.

NGC 2403 $(D = 1.66 \pm 0.02)$					
Parámetro	AgC	DBSCAN	HDBSCAN	PLC	
N_{CL}	603	585	472	446	
R_{med}	4.3"	0.3"	2.2"	1.4"	
σ_R	1.4"	0.1"	1.4"	0.7"	
Silhouette	0.39	0.55	0.53	0.36	
NGC 1313 $(D = 1.46 \pm 0.02)$					
Parámetro	AgC	DBSCAN	HDBSCAN	PLC	
N_{CL}	916	854	925	697	
R_{med}	2.4"	0.2"	1.2"	1.1"	
σ_{R}	1.0"	0.1"	1 1"	0.7"	
- 10	1.0	0.1	1.1	0.1	
σ_R	1.0"	0.1"	1 1"	0.7"	

Notas: D = Dimensión fractal; $N_{CL} =$ Nro. de cúmulos; $R_{med} =$ Radio medio; $\sigma_R =$ Dispersión de radios.

cas consistentes con las halladas en otras galaxias espirales (Rodríguez et al., 2019), mientras que la población roja es homogénea salvo fluctaciones a muy gran escala.

Finalmente, en relación con los diferentes métodos utilizados para identificar las agrupaciones estelares en la población azul, se encuentra que los métodos HDBS-CAN y PLC son los más apropiados para esta finalidad.

6. Perspectivas a futuro

Los resultados obtenidos son preliminares y en el futuro se realizará un refinamiento de la metodología utilizada considerando otras variantes en la selección de objetos en los CMDs/TCDs y en el modelado de las distribuciones en todos los diagramas. Además se buscará una vinculación entre las componentes encontradas y las fases evolutivas de los objetos. Se intentará entonces aplicar el procedimiento a una muestra amplia de galaxias cercanas utilizando el mismo tipo de datos.

Agradecimientos: Trabajo parcialmente financiado por el PIPs 112-201701-00055 de CONICET y los Programas de Incentivos 11/G158 y 11/G168 de la UNLP. El estudio se ha basado en observaciones realizadas con el Hubble Space Telescope (NASA - ESA), y obtenidas del HUBBLE LEGACY ARCHIVE (HLA), que es una colaboración entre el STScI (NASA), la ST-ECF (ESA) y el CADC (NRC-CSA). Los autores agradecen al editor y al árbitro de este artículo por sus sugerencias y comentarios.

Referencias

- Battinelli P., et al., 2000, A&A, 357, 437
- Dalcanton J.J., et al., 2009, ApJS, 183, 67
- Lee J.C., et al., 2014, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 223, 217.01
- Mandelbrot B.B., 1982, *The fractal geometry of nature*, vol. 1, WH freeman New York
- McInnes L., Healy J., Astels S., 2017, J. Open Source Softw., 2
- Pedregosa F., et al., 2011, J. Mach. Learn. Res., 12, 2825
- Rodríguez M.J., Baume G., Feinstein C., 2019, A&A, 626, A35
- Rousseeuw P., 1987, J. Comput. Phys., 20, 53

Bayesian estimation of King's profile parameters for ten open clusters in the Milky Way

M.S. Pera¹, G.I. Perren¹, H.D. Navone² & R.A. Vázquez¹

¹ Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

Contact / msolpera@gmail.com

Resumen / Aplicamos un método de inferencia bayesiana diseñado para estimar los parámetros de un perfil de King sobre diez cúmulos abiertos seleccionados con datos obtenidos de la segunda publicación de datos de la misión *GAIA*. Los cúmulos están ubicados a distintas distancias, esparcidos por todo el disco galáctico y abarcando un amplio rango de edad. Mediante la aplicación de nuestro algoritmo de estimación de membresía PYUPMASK, los datos de entrada se limpian de estrellas de campo contaminantes antes de su procesamiento con el marco bayesiano. El método de ajuste de perfil King permite ajustar un perfil elíptico girado en datos espaciales, lo que da como resultado una solución de cuatro parámetros: ángulo de rotación, excentricidad, radio del núcleo y radio de marea. Planeamos extender los resultados obtenidos aquí a tantos cúmulos abiertos como sea posible, creando así una base de datos homogénea de parámetros estructurales estimados mediante inferencia bayesiana.

Abstract / We apply a Bayesian inference method designed to estimate the parameters of a King profile on ten selected open clusters with data obtained from the Gaia DR2 survey. The clusters are located at various distances, scattered throughout the galactic disk, and spanning a wide age range. Through the application of our membership estimation algorithm PYUPMASK, the input data is cleaned from contaminating field stars previous its processing with the Bayesian framework. The King profile fitting method method allows for an elliptical rotated profile to be fitted on spatial data, resulting in a four parameters solution: rotation angle, eccentricity, core radius, and tidal radius. We plan on extending the results obtained here to as many open clusters as possible, thus creating a homogeneous database of structural parameters estimated through Bayesian inference.

Keywords / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — parallaxes — proper motions

1. Introduction

Open clusters are valuable laboratories not only to study stellar evolution, but also stellar dynamics. Over 2000 open clusters have been catalogued to date in the database compiled by Dias et al. (2002)(DAML02). Most of the catalogued clusters have their fundamental parameters estimated through rather basic analysis methods applied to data sets, very often, quite limited in terms of cluster area coverage. This is particularly true for structural properties such as their centers and radii, which are simply estimated by eye in most cases. A cluster's radius is related to its dynamical relaxation and its age, two very important characteristics. We thus carry out an analysis of ten selected open clusters using our two packages: PYUPMASK (Pera et al., 2021) and ASTECA (Perren et al., 2015). The first one is employed to estimate membership probabilities, while the second one takes care of the center and radius estimation.

2. Methods

The first part of this work consists in estimating membership probabilities using our PYUPMASK membership estimation algorithm (Pera et al., 2021), an improved version of the UPMASK algorithm by KroneMartins & Moitinho (2014), to clean the input data from contaminating stars.

Briefly, the PYUPMASK algorithm consist of an outer loop enclosing an inner loop that iteratively applies a cluster identification method and a cluster rejection method. The algorithm allows the implementation of a large number of cluster identification methods, included in the Python library scikit-learn* (Pedregosa et al., 2011).

Once chosen, the clustering method processes the non-positional features (photometry, proper motions, etc) at the beginning of the inner loop. For each identified cluster, its coordinates distribution is compared with that of a two-dimensional uniform distribution in the same range. Those that are similar to a random uniform distribution of elements are rejected. Clusters that survive are saved for a later iteration of the inner loop. When no more clusters are rejected, the inner loop ends. All stars within surviving clusters are assigned a value of 1 and all stars in rejected clusters are assigned a value of 0. After this, a new iteration of the outer loop is initiated. The final probabilities assigned to each star are simply the averages of the (0, 1) values assigned by the inner loop, at each run of the outer loop.

^{*}https://scikit-learn.org/



Figure 1: Distribution of the four parameters adjusted for NGC1893

For this work, we chose a clustering method from the scikit-learn library: Gaussian Mixture Model. We applied this method to the three-dimensional space formed by the proper motions and parallaxes (μ_{α} , μ_{δ} , Plx) and run 20 iterations of the outer loop.

The most probable members are then used to estimate King's profile parameters (King (1962)) on ten selected open clusters from the DAML02 database. The main parameters from this profile are the core (r_c , measures the degree of concentration at the core of the cluster) and tidal radius (r_t , measures the edge of the cluster beyond which stars are lost due to the gravitational pull of the host galaxy). For this we use the maximum likelihood estimation method employed in Pieres et al. (2016) and extended by us to process rotated and elliptical clusters. In the mentioned article, the likelihood that star i belongs to the full model (King profile) with radii r_c and rt and centred at (x_c , y_c) is written as

$$l_i = \rho_{cl}(r_i) + \rho_{fl},\tag{1}$$

where ρ_{fl} is the field density value and $\rho_{cl}(r_i)$ is the surface density profile at a distance r_i from the cluster's

center:

$$\rho_{cl}(r_i) = k \left(\frac{1}{[1 + (r_i/r_c)^2]^{1/2}} + \frac{1}{[1 + (r_t/r_c)^2]^{1/2}} \right),$$
(2)

where k is the central surface density and, for elliptical clusters, r_i is equivalent to the semi-major axis of a rotated ellipse with eccentricity *ecc* and rotation angle θ :

$$\left\{\frac{\left[(x_{i} - x_{c})\cos(\theta) + (y_{i} - y_{c})\sin(\theta)\right]^{2}}{1 - ecc^{2}} + \frac{\left[(x_{i} - x_{c})\sin(\theta) - (y_{i} - y_{c})\cos(\theta)\right]^{2}}{1 - ecc^{2}}\right\}^{1/2}.$$
(3)

To estimate the parameters r_c , r_t , ecc and θ we use Bayesian inference on the model represented by the loglikelihood sum over all stars:

$$log(\mathscr{L})(r_c, r_t, ecc, \theta) = \sum_{i=1}^N log(l_i).$$
(4)

The ASTECA package first uses a two-dimensional Gaussian kernel density estimator to determine the center coordinates of the cluster. After this, the emcee package (Foreman-Mackey et al., 2013) is employed to explore the $[r_c, r_t, ecc, \theta]$ parameters space and estimate the distribution of each parameter.

We repeated this process two times: first using the subset of probable members estimated with PYUP-MASK, and then using all the stars in the frame with no previous field star removal applied. We found the using the subset of most probable members impacts negatively on the results. This is a rather unexpected outcome, as we aimed at obtaining a smoother fit of King's profile using the sample of stars cleaned from field star contamination via pyUPMASK. The reason behind this appears to be the strong dependence of the fit on the field density parameter. The value of this parameter is estimated a priori and fixed during the King's profile fitting. When using the complete field, the value is obtained from the star density in field itself. When using the sampled cleaned by pyUPMASK this value is zero, as all the field stars are assumed to have been removed by the decontamination process. Although the pyUPMASK algorithm does a great job at assigning large probabilities to the most likely cluster members (as demonstrated in Pera et al., 2021), the selection of which stars with large membership values to keep as members is done by the user. A wrong selection can lead to an inaccurate representation of the cluster's true stellar density, which we believe is what's causing the poor performance in this case. This is a surprising result that we will investigate further in a future more in depth analysis.

3. Results

The results shown in this work are those that do not use the clusters cleaned by removing stars with low membership probabilities found by PYUPMASK. In general we found much better King profile fits using



Figure 2: Elliptical radial density profile, r_c and r_t for NGC1893

simply the complete observed frame, as explained in Sect. 2.

We show the results for one of the ten clusters analyzed. Fig 1 and Fig 2 show the results given by ASTECA for NGC 1893. The six plots of the Fig 1 (three in the first column, three in the second column) show the resulting distribution of the four fitted parameters $(r_c, r_t, ecc \text{ and } \theta)$ after the Bayesian inference method is applied. The plot in the first row of Fig 2 shows the elliptical radial density profile of the cluster region. The King profile fit is indicated with the dashed green curve with r_c and r_t shown as a vertical dashed and solid green line, respectively. The red vertical line is an estimated circular cluster found by another method in ASTECA. In the second row we show the cluster's coordinate space and a density map. The green ellipse corresponds to the ellipse of the adjusted parameters ecc and θ with a semi-major axis equal to r_t .

Table 1 shows the radii found in the DAML02 database for the 10 analyzed open clusters and the values r_c and r_t found by us through the Bayesian elliptical and rotated King profile fit.

It can be seen that in most cases the radius found in the DAML02 database are smaller than ours. For example, the estimated radius reported in the DAML02 database for Berkeley 31 is 2.5 [arcmin] which is four times smaller than the tidal radius of almost 10 [arcmin] estimated here.

This shows that the radii reported in DAML02, being in most cases a by-eye estimate, are underestimated by a substantial amount.

We also found that the rotation angle for ellipticities below ~ 0.5 has little value, as it is almost completely

Name	α_{J2000}	δ_{J2000}	r_{cat} [arcmin]	r_c [arcmin]	r_t [arcmin]
Auner 1	07 04 16	$-19 \ 45 \ 00$	3.0	$0.78_{0.68}^{0.89}$	$6.86^{7.66}_{5.88}$
Berkeley 29	06 53 18	+16 55 00	3.0	$0.51_{0.45}^{0.57}$	$8.66_{7.64}^{9.37}$
Berkeley 31	06 57 36	+08 16 00	2.5	$0.91^{1.04}_{0.79}$	$8.66_{7.42}^{9.86}$
Berkeley 71	$05 \ 40 \ 55$	$+32 \ 16 \ 40$	3.1	$2.20^{3.02}_{1.44}$	$4.12_{3.52}^{4.89}$
IC 166	$01 \ 52 \ 30$	+61 50 00	3.5	$2.68^{2.85}_{2.50}$	$13.44^{14.05}_{12.70}$
IC 1311	20 10 18	+41 13 00	3.5	$1.97_{1.79}^{2.16}$	$9.77^{10.42}_{9.00}$
NGC 2671	$08 \ 46 \ 12$	-41 52 42	3.0	$13.56^{16.19}_{10.87}$	$17.71^{18.84}_{16.56}$
NGC 3603	$11 \ 15 \ 07$	-61 15 36	2.0	$0.67^{0.74}_{0.60}$	$4.21_{3.88}^{4.49}$
NGC 1893	$05 \ 22 \ 44$	+33 24 42	12.5	$4.37_{3.72}^{5.01}$	$13.73^{14.29}_{12.77}$
PISMIS 5	08 37 38	-39 35 00	6.0	$0.83^{1.17}_{0.52}$	$2.23_{1.82}^{2.70}$

degenerated for clusters that do not have a clear ellipticity.

4. Conclusions

Our method showed to work for rotated clusters even with a marked ellipticities, providing better fits that the simple circular (non-rotated) classic fit. The values found for r_t are, on average, two to five times larger than the values found in the DAML02 database. There are a few notable exceptions such as NGC 1893 where the DAML02 radius is comparable to the one found by us. Given the rather extreme ellipticity associated to this cluster (~ 0.86) it is easy to see that using a circular fit would overestimate the real area of the cluster by a large amount. This also means that a large number of non-members (field stars) would be included in the cluster region, further complicating its analysis.

Interestingly, we also found that the application of a decontamination method prior to the King profile fit generates unfavorable results for obtaining the desired parameters. This is true for both the classical nonelliptical non-rotated profile, as well as our more general elliptical and rotated profile.

We plan on extending this analysis to largest possible amount of open clusters from the DAML02 database, using Gaia DR2 data. We will also investigate in more depth analysis how the previous application of the decontamination method affects the King profile.

References

Dias W.S., et al., 2002, VizieR Online Data Catalog, VII/229A

Foreman-Mackey D., et al., 2013, PASP, 125, 306 King I., 1962, AJ, 67, 471

Krone-Martins A., Moitinho A., 2014, A&A, 561, A57

Pedregosa F., et al., 2011, J. Mach. Learn. Res., 12, 2825

- Pera M.S., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.01660
- Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
- Pieres A., et al., 2016, MNRAS, 461, 519

Fine structure of the main sequence of NGC 2516 scrutinized with Gaia and ASteCA

G.I. Perren¹, E. Giorgi², M.S. Pera¹, H.D. Navone^{3,4}, A. Cruzado² & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

⁴ Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR

Contact / gabrielperren@gmail.com

Resumen / Investigamos la estructura fina del cúmulo abierto NGC 2516. Este es un cúmulo abierto extendido y relativamente joven que subtiende más de dos grados en el cielo, situado a unos pocos cientos de PARSECs (< 400 pc) del Sol. Recopilamos datos de Gaia DR2 (magnitud G hasta G=19, índice de color BP-RP, movimientos propios y paralaje) para más de 400 000 estrellas en una región de 6 grados de lado, y aplicamos nuestro algoritmo de membresía PYUPMASK. Los datos de *GAIA* para los miembros más probables se correlacionaron con fotometría UBVI. Finalmente, usamos nuestro código ASTECA para obtener los parámetros fundamentales del cúmulo.

Abstract / The fine structure of the open cluster NGC 2516 is investigated. This is an extended and relatively young open cluster subtending over two degrees in the sky, situated at just a few hundred PARSECs (< 400 pc) from the Sun. We collected Gaia DR2 data (G magnitude down to G=19, BP-RP color index, proper motions, and parallaxes) for more than 400 000 stars in a region of 6 degrees on a side, and applied our membership algorithm PYUPMASK. *GAIA* data for the most probable members was cross-matched with available UBVI data. Finally, we run our ASTECA code to obtain the fundamental cluster parameters.

Keywords / galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — methods: statistical

1. Introduction

NGC 2516 is a middle-age open cluster placed in the Carina constellation at about 20 deg from Carina OB1 at a distance of about 400 pc. Its central region is shown in Fig. 1. It is little affected by reddening and shows a well-defined main sequence. Because of this, it has the been subject of many investigations in the past, particularly spectroscopic ones (Jackson & Jeffries, 2012; Jackson et al., 2016; Bailey et al., 2018; Torres Hernandez et al., 2020; Healy & McCullough, 2020). The area of NGC 2516 is too large to be covered in a typical deep photometric survey. In addition, the recovery of information from faintest stars is a painful task because of the limiting magnitude produced by light contamination of bright stars. For this fact, past studies concerning the determination of the the main cluster parameters and its IMF were usually restricted to the central region. This suggests that distant members shifted by mass segregation were not taken into account.

A relevant feature in NGC 2516 is the presence of a vivid binary star sequence (visible in the CMD of the analyzed frame shown in Fig. 2), but again, incompleteness in the weak part of the sequence for the above mentioned factors does not allow certainty about the binary stars fraction. Despite being a nearby object, values derived for its distance vary by about 90 pc according to different authors.

NGC 2516 is thus an ideal candidate to prove the

power of our automatic analysis tool, ASTECA (Perren et al., 2015). We take advantage of the Gaia DR2 deep coverage in photometry, proper motions, and parallax, to perform a re-analysis of the main finding yielded by Sung et al. (2002) who carried out the most extensive work up to now.

2. Methodology

We made use of Gaia DR2 data including positions, parallaxes, proper motions, G magnitudes and color indices BP-RP provided for all the stars in a rectangle 6x6 degrees on a side centered in the adopted cluster center (α =07:58:04, δ =-60:45:27). This way we ensure the whole cluster area is under analysis. This size allows a good estimation of the stellar background and reduces the loss of marginal cluster members produced by mass segregation, if present.

To obtain the subset of most probable members the proper motions were processed with PYUPMASK (Pera et al., 2021); an enhanced version of the UPMASK algorithm by Krone-Martins & Moitinho (2014). This leaves us with almost 1700 estimated members, as shown with blue symbols in Fig 2. The binary sequence slightly above and to the right of the main sequence is clearly visible. This subset is subsequently analyzed with ASTECA, in order to estimate the cluster's fundamental parameters: metallicity, age, distance, extinction, mass, and binary fraction. The process is applied



Figure 1: A 60x53 arcmin image of the central part of NGC 2516. North is up, East to **the** left.



Figure 2: Color-magnitude diagram (CMD) of NGC 2516. Members estimated with PYUPMASK are shown in blue, field stars are shown in grey.

in three stages, starting with a wide range in metallicity and gradually reducing it. As a sub-product of this process ASTECA also estimates individual masses for each probable member, as well as their probability of being a binary system (instead of a single star).

Finally, with the individual masses and binary probabilities estimated by ASTECA, we analyzed the initial mass function (IMF) of the cluster sequence.

3. Results

In Fig 3 we show the fundamental parameters estimated by ASTECA, along with their uncertainties. We employed PARSEC v1.2 isochrones (Bressan et al., 2012).



Figure 3: Fundamental parameters estimated by ASTECA for the NGC 2516 open cluster. N_{fit} is the number of members stars used in the analysis.

The mean fit is shown by the red isochrone and the corresponding parameter values in accompanying text box.

Age, extinction and metallicity values are consistent with the findings of Sung et al. (2002), but the distance is not. In fact, these authors assigned a sub-solar value whereas we find Z = 0.0178 a supra-solar value (solar metallicity Z_{\odot} =0.0152). They also estimate a distance modulus of 7.77 mag (360 pc), but our analysis gives a significantly larger value of 8.16 mag (429 pc). This translates to a difference of more than 68 pc.

The distance modulus estimated by ASTECA is comparable to that obtained via parallax analysis which is 2.41 mas (415 pc) using an offset of +0.029 on the parallax as indicated by Lindegren et al. (2018). We are thus confident in the correctness our estimation of the cluster's distance over that of Sung et al.

The binary fraction is also discrepant. Sung et al. estimate a value of around 40%, whereas ASTECA estimates a little less than 25%. Since our value comes from generated synthetic clusters and Sung's estimate comes from counting stars assigned individual distances (a more indirect estimation), we again are confident in its closeness to the real value.

Finally, we applied the maximum likelihood method described in Khalaj & Baumgardt (2013) to estimate the slope of the IMF. This method works on individual mass estimates, and does not depend on binning the masses. The results are shown in Fig. 4 as black dashed lines for the single star sequence (top plot), and binary systems sequence (bottom plot). For comparison we show IMF fits produced using simple histograms with 5, 10, and 25 mass bins (colored crosses), and analytical IMFs (Salpeter, 1955; Miller & Scalo, 1979; Kroupa, 2001; Chabrier, 2003) as colored dashed lines. The vertical scale is normalized.

The slope values found in our analysis are ~ 3.23 and

Perren et al.



Figure 4: Estimation of the IMF for NGC 2516. *Top left*: CMD with the main sequence in red. *Top right*: IMF for the main sequence as a black dashed line. *Bottom left*: CMD with the binary sequence in red. *Bottom right*: IMF for the binary sequence as a black dashed line. Colored dashed lines represent several published IMFs. Colored crosses are least square fits (LSF) obtained using histograms with 5, 10, and 25 mass bins.

 ~ 1.86 for single and binary stars, respectively. These values are quite different from the canonical slope of 2.3 used by almost all the analytical IMFs. We think this is due to an increase in the number of faint members now detected but more analysis is needed.

4. Conclusions and perspectives

We analyzed NGC 2516, a 170 million years old cluster located at a distance ranging from 415 to 442 pc. Gaia DR2 data were employed (coordinates, photometry, parallax, and proper motions) to study a 1.5 deg region around its center. We thus set the cluster radius at 11 pc with a high level of confidence. The membership probabilities were estimated using our PYUP-MASK package; the fundamental parameters of the cluster were obtained using the most probable members analyzed simultaneously in a multi-dimensional space by the ASTECA package.

The metal content of NGC 2516 turned out to be slightly supra-solar in contrast to the sub-solar metallicity found in Sung et al. This is consistent with its rather young age.

The distance was estimated through parallax analysis as well as photometrically. Both values are reasonably close given their uncertainties (and the uncertainty in the parallax offset), but around 20% larger than the Sung et al. estimate.

The binary fraction given by Sung et al. for NGC 2516 is almost double of the value found in this analysis, which is close to 24%. The IMF slopes of the single and binary systems for this cluster were estimated. The values differ substantially compared to the one found in Sung et al. of 2.4. We will discuss this point in an upcoming larger version of this analysis.

References

- Bailey J.I., et al., 2018, MNRAS, 475, 1609
- Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
- Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
- Healy B.F., McCullough P.R., 2020, ApJ, 903, 99
- Jackson R.J., Jeffries R.D., 2012, MNRAS, 423, 2966
- Jackson R.J., et al., 2016, A&A, 586, A52
- Khalaj P., Baumgardt H., 2013, MNRAS, 434, 3236
- Krone-Martins A., Moitinho A., 2014, A&A, 561, A57
- Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
- Lindegren L., et al., 2018, A&A, 616, A2 $\,$
- Miller G.E., Scalo J.M., 1979, ApJS, 41, 513

Pera M.S., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.01660

- Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6 Salpeter E.E., 1955, ApJ, 121, 161
- Sung H., et al., 2002, AJ, 123, 290
- Torres Hernandez J., Sandquist E.L., Orosz J.A., 2020, AAS, vol. 235, 170.22

Análisis de la región de formación estelar vinculada a la fuente IRAS 15492-5426

A.V. Corvera¹ & M.A. Corti^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contacto / victoriacorvera@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se realizó un estudio en la región de formación estelar vinculada a la fuente IRAS 15492-5426 ubicada en el complejo G327.3-0.5. Este consiste de una nube molecular oscura en la cual ya ha sido investigada la emisión de sus moléculas empleando las bandas espectrales de radio e IR. En este trabajo se presenta el estudio de la región de hidrógeno ionizado (RH II) RCW97 ubicada en el borde del complejo. Para ello se realizó el análisis de imágenes provenientes de los relevamientos en radio: emisión del H I en la línea espectral en 21 cm (*Southern Galactic Plane Survey*, SGPS) y continuo de radio en 843 MHz (*Sydney University Molonglo Sky Survey*, sUMSS). Con el primero, resultó posible investigar la velocidad radial de la RH II; con ella y el empleo de modelos de rotación galáctica, pudo conocerse su distancia cinemática. Se estimaron también parámetros como temperatura de brillo, densidad electrónica y masa. Con el segundo se midió la densidad de flujo de la RH II en 843 MHz que junto a los valores de flujo ya publicados en otras frecuencias, permitió conocer el índice espectral y la frecuencia a la cual esta región sería ópticamente delgada. Se investigó qué características espectrales deben tener las estrellas que se formen en el complejo para generar la RH II, calculando para ello el parámetro de excitación de la RH II.

Abstract / A study was conducted on the star formation region linked to the IRAS source 15492-546 located in the complex G327.3-0.5. This one consists of a dark molecular cloud in which the emission of their molecules has been studied using spectral bands on radio and IR. In this work we present the study of the ionized hydrogen region (RH II) RCW 97 located at the edge of the complex. For this, images of 21 cm H I spectral line emission from the Southern Galactic Plane Survey (SGPS) and images of continuum from the Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS), were analyzed. With the first kind of data we were able to investigate the radial velocity of the H II region, with it and models for the galactic rotation we could find its kinematic distance. Parameters such as bright temperature, electronic density and mass were also estimated. With the data of the second survey we measured the flux density of RCW97 in 843 MHz which along with values of flux density from the other frequencies allowed us to know the spectral index and the frequency at which this region would be optically thin. We investigated what spectral characteristics the stars that form in the complex should have to generate the H II region, calculating the excitation parameter of the H II region.

Keywords / ISM: H II regions — galaxies: star formation — radio continuum: ISM

1. Introducción

Las regiones de formación estelar suelen presentarse como zonas complejas constituidas por nubes moleculares con regiones de distinta densidad. En sus núcleos de gas molecular denso tiene lugar la formación de las estrellas que calientan e ionizan al medio. El complejo G327.3-0.6 consiste de una nube molecular oscura rodeada por burbujas infrarojas (IR) y dos regiones de hidrógeno ionizado (RH II). Una de ellas es la RH II RCW 97, la cual se ubica en el borde del complejo en dirección NO, como se evidencia de la primera imagen de G327.3-0.6 en 450 micrones estudiada por Minier et al. (2009).

Estudios submilimétricos efectuados en el núcleo caliente y masivo del complejo G327.3-0.6 mostraron diferentes estados de evolución estelar (Wyrowski et al., 2006). Así mismo, la velocidad radial medida en la emisión de CO registrada de RCW 97 y en todo el complejo G327.3-0.6, resultó ser igual, mostrando que la RH II es parte del complejo de formación estelar (Minier et al., 2009). En este trabajo analizamos la RH II, RCW 97, empleando diferentes frecuencias de radio (Fig. 1) para ampliar así la cantidad de parámetros conocidos de la misma.

2. Datos

El relevamiento Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS; Sadler & Hunstead 2001) provee datos en el continuo de radio a una frecuencia de 843 MHz con una resolución espacial (ancho completo a mitad de altura FWHM, por su sigla en inglés) de $\approx 43'' \times 50''$ y una sensibilidad de ≈ 6 mJy beam⁻¹. El relevamiento Southern Galactic Plane Survey (SGPS I; McClure-Griffiths et al. 2005), provee datos en 21 cm con una resolución en velocidad de $\Delta V = 0.82$ km s⁻¹, un ruido (rms) de ≈ 1 K en la temperatura de brillo (T_b) y FWHM $\approx 2'$. Se utilizaron datos publicados en 5000 MHz de densidad de flujo, $S_{\nu} = 32$ Jy y temperatura electrónica, $T_e = 4700$ K (Caswell & Haynes, 1987) y en 843 MHz, $S_{\nu} = 11$ Jy y $T_e = 6048$ K (Shaver & Goss, 1970).



Figura 1: Panel izquierdo: Mapa de H I en 21 cm obtenido con el promedio de 74 canales de V_{LSR} centrados en RCW 97. Los contornos de T_b son de 0, 30, 55, 65, 75, 90 y 105 K. Panel derecho: Mapa en 843 MHz del flujo de energía de RCW 97. Los contornos muestran una densidad de flujo de 0, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 3 y 4 Jy b⁻¹. Los círculos blancos en la esquina superior izquierda muestran la resolución angular del dato.

3. Análisis de los datos y Resultados

Se trabajó con las imágenes de HI centradas en $(l, b) = (327.3^{\circ}, -0.5^{\circ})$ y extraídas del cubo de datos del relevamiento SGPS. Se seleccionaron 74 mapas con valores de velocidad radial en el Sistema Local de Referencia (LSR) comprendidos en el rango $-58 < V_r < 0 \text{ km s}^{-1}$, debido a que de la investigación efectuada por Minier et al. (2009) a la emisión de ¹²CO(3-2) en la RH II RCW 97, se sabía que la V_r de esta última era de aproximadamente -50 km s^{-1} .

El panel izquierdo de la Figura 1 es el mapa promedio obtenido con las 74 imágenes de H I que se comentan. En ella se observa una muy evidente absorción indicada en color claro dentro del recuadro blanco central, la cual es consecuencia de que su temperatura de spin (Ts), sea menor a la temperatura de continuo (Tc) de la RH II que se encuentra por detrás. El panel derecho de la Figura 1 es el mapa en continuo de radio a 843 MHz en el cual se analizó la densidad de flujo (843 MHz) de la RH II RCW 97, mostrando un valor máximo en la ubicación de la misma, coincidente con la fuente IRAS 15492-5462.

Pudo confirmarse que en la proximidad inmediata de la RH II no se observaban otras regiones de H II y se obtuvieron valores medios de 843 MHz de tres puntos muy próximos al lugar ocupado por RCW 97. Luego, se promediaron esos valores obteniendo una S_{843bkg} y se calculó un valor *rms* del mismo, el cual fue considerado como una medida del ruido. El valor límite de emisión del fondo con el que se trabajó fue de 3 ruido = 1.3×10^{-2} Jy. Al valor de 843 MHz medido inicialmente para RCW 97 se le restó el valor obtenido S_{843bkg} resultando finalmente una $S_{843} = 16.00 \pm 0.02$ Jy para RCW 97.

Con el objetivo de confirmar la emisión térmica de la región H II y la frecuencia a la cual la misma resulta ópticamente delgada, se estudió la relación $S \approx \nu^{\alpha}$ ajustando los valores de S_{ν} obtenidos en las frecuencias 408 MHz (Shaver & Goss, 1970), 843 MHz y 5000 MHz (Caswell & Haynes, 1987). El valor encontrado para el índice espectral es $\alpha \approx 0.4$ el cual es característico de una fuente con emisión térmica.

En la Fig. 2 se muestra el ajuste realizado, que evidencia que la frecuencia conocida como turn-over (para la cual la profundidad óptica vale $\tau = 1$) se encontraría comprendida en el rango 843 – 5000 MHz. Este resultado coincide con el valor $\nu=2000$ o 2300 MHz obtenido empleando la ec. A.1.b de Mezger & Henderson (1967) proponiendo $\tau=1$, la ME obtenida con $\nu=5000$ MHz y $T_e=6048$ o 4700 K, respectivamente. De este modo, se concluye que la región RCW 97 es ópticamente gruesa en las frecuencias de 408 y 843 MHz y ópticamente delgada en 5000 MHz.

La Figura 3 es el mapa latitud galáctica vs. velocidad radial de H I a 21 cm para una longitud galáctica $= 327.311^{\circ}$. En el mapa se observa un mínimo en la temperatura de brillo que se extiende de $+0 a - 55 \text{ km s}^{-1}$. con una emisión de H I entre -20 y -35 km s⁻¹. Esta última se correspondería con la ubicación del brazo galáctico Sagittarius-Carina de acuerdo al trabajo de Vallée (2008). El valor de $V_r \approx -55 \text{ km s}^{-1}$ donde comienza a observarse la absorción de H I podría deberse a la ubicación en la galaxia de la RH II RCW 97, coincidente con el brazo Scutum-Crux de acuerdo al trabajo de Vallée (2008) y a su distancia de 3.3 ± 0.5 kpc, obtenida con el empleo de los modelos de rotación galáctica de Fich et al. (1989) y Brand & Blitz (1993). Conociendo la ambigüedad en la distancia que se presenta en el cuarto cuadrante de la Galaxia, se vió que no se observaba más absorción de H I entre -55 km s^{-1} y la velocidad terminal de $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$, justificando ello que la distancia correcta de la RH II es la de valor mínimo encontrado en los modelos de rotación galáctica mencionados.

Se estudió también el tamaño angular de RCW 97. Para ello se obtuvo el espectro mostrado en la Fig. 4 donde el half-power beamwidth (HPBW) medido de 2.8' es el tamaño angular observado de la RH II como consecuencia de la convolución producida entre el tamaño angular real θ_{sph} y el tamaño angular del haz $\theta_l = \theta_b = 2.2'$ empleado en los datos del relevamiento SGPS. Obteniendo finalmente el tamaño angular real de la RH II, $\theta_{sph} = 1.7'$, el cual resulta algo mayor al $\theta_{sph} \approx 1'$ encontrado por Caswell & Haynes (1987). Conociendo el tamaño angular real de la fuente, pudimos estimar la distribución gaussiana de la densidad $\theta_G = \theta_{sph}/1.471$ (Caswell & Haynes, 1987), para con ello y la distancia de RCW 97 al observador encontrar el valor de su radio lineal de Strömgren, $R_S = 0.8$ pc.

Otros parámetros tales como la densidad electrónica, N_e , la masa de hidrógeno ionizado, M_{HII} y la medida de emisión de la región, ME, fueron calculados empleando las ecuaciones para modelos esféricos de regiones de hidrógeno ionizado del trabajo de Mezger & Henderson (1967). Dichas ecuaciones son válidas para regiones ópticamente delgadas en la frecuencia en estudio, ante la posibilidad de que la región resulte ópticamente gruesa para $\nu = 408$ y 843 MHz, se estaría trabajando con una cota inferior del valor de flujo de la RH II. Esta sería una posible explicación a la dependencia con la frecuencia de los resultados presentados en la Tabla 1. El parámetro de excitación, $\mu = R_S N_e^{2/3}$ se estudia para conocer la cantidad de fotones Lyman que necesitó absorber el H I de la región para que pudiera originarse RCW 97.

Los valores de cada uno de los parámetros que aquí se mencionan han sido calculados en función de la frecuencia en la que se obtuvieron las imágenes y distintos valores de T_e . Así, la Tabla 1 presenta estos resulta-


Figura 2: Ajuste efectuado a la densidad de flujo resultante del análisis en las frecuencias 408,843 y 5000 MHz (ver Tabla 1). El índice espectral obtenido fue $\alpha \approx 0.4$. Región ópticamente delgada para $\nu = 5000$ MHz.



Figura 3: Distribución del HI en la longitud galáctica \approx 327.311°. Los colores más claros indican la absorción del HI en la línea de la visual. Los contornos de T_b varían con paso de 15 K. La RH II RCW 97 se ubicaría donde comienza la absorción de HI a una $V_r \approx -50 \text{ km s}^{-1}$.

dos indicando con $\nu^{(1)}$ los valores correspondientes a $T_e = 4700$ K (Caswell & Haynes, 1987) y y con $\nu^{(2)}$ los valores correspondientes a $T_e = 6048$ K (Shaver & Goss, 1970). Para cada cantidad, el valor informado entre paréntesis es el error de cada medida.

4. Conclusiones preliminares

Destacamos a continuación las primeras conclusiones principales de esta investigación:

- Se profundizó el estudio de la RH II RCW 97 en el complejo G327.3-0.5 analizando el medio interestelar en frecuencias de radio en 1420 MHz (línea) y en 408, 843 y 5000 MHz (continuo). Con ello se confirmó la emisión térmica de RCW 97 y se estudió la profundidad óptica del medio para esas frecuencias.
- Se amplió la cantidad de parámetros conocidos de la región de formación estelar vinculada a la fuente



Figura 4: Perfil del corte realizado a 45° dirección NE-SW en el panel izquierdo de la Fig.1. El tamaño angular observado para RCW 97 es HPWB $\approx 2.8'$.

Tabla 1: Parámetros obtenidos del análisis de la RHII RCW 97 en distintas frecuencias.

ν [N III.]	S_{ν}	μ	N_e	Masa	$ME(10^5)$
[MHz]	[Jy]	[pc cm -]	[cm]	$[M_{\odot}]$	[pc cm °]
$5000^{(1)}$	32	91(31)	2597(241)	30(14)	65(17)
$843^{(1)}$	16	68(23)	758(70)	43(19)	9(2)
$408^{(2)}$	11	60(21)	430(40)	52(24)	4(1)
$843^{(2)}$	16	70(24)	792(73)	45(20)	10(3)

IRAS 15492-5426.

• Al obtener el valor del parámetro de excitación de la RH II RCW 97 quedó en evidencia que entre las estrellas que se están formando en el lugar, hay tipos espectrales O7 V cuyo parámetro de ionización $U \approx$ 67 pc cm⁻² o más tempranas (Smith et al., 2002).

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por PIP 112-201701-00507 (CONICET) y PPID G005 (UNLP). Se han utilizado las herramientas KVIS (KARMA) y AIPS. Los autores deseamos agradecer los comentarios y sugerencias del árbitro que ayudaron a mejorar la versión original del trabajo.

Referencias

- Brand J., Blitz L., 1993, A&A, 275, 67
- Caswell J.L., Haynes R.F., 1987, A&A, 171, 261
- Fich M., Blitz L., Stark A.A., 1989, ApJ, 342, 272
- McClure-Griffiths N.M., et al., 2005, ApJS, 158, 178
- Mezger P.G., Henderson A.P., 1967, ApJ, 147, 471
- Minier V., et al., 2009, A&A, 501, L1
- 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
- Shaver P.A., Goss W.M., 1970, AuJPA, 17, 133
- Smith L.J., Norris R.P.F., Crowther P.A., 2002, MNRAS, 337, 1309
- Vallée J.P., 2008, AJ, 135, 1301
- Wyrowski F., et al., 2006, A&A, 454, L91

Procesos físicos en nebulosas planetarias utilizando espectroscopía de campo integral

R.A. Pignata^{1,2}, W. Weidmann^{1,2} & D. Mast^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / rafael.pignata@unc.edu.ar

Resumen / Los diagramas de diagnóstico (DDs) de cocientes de líneas brindan una herramienta útil para diferenciar condiciones físicas e identificar la naturaleza de la ionización en regiones HII, y en particular en nebulosas planetarias (NPs). Al introducir la espectroscopía de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés) el potencial de los DD se multiplicó, ya que permite analizar cada región del objeto logrando un mejor entendimiento de los procesos físicos involucrados. En este trabajo se construyeron múltiples DDs de la NP IC 418, lo que permitió inferir los procesos responsables de la ionización en diferentes zonas de la misma.

Abstract / Diagnostic diagrams (DDs) of line ratio provide a useful tool to differentiate physical conditions and identify the nature of ionization in HII regions, and particularly, in planeatry nebulae (PNe). By introducing integral field spectroscopy (IFS), the potential of DD multiplied, since it allows to analyze each region of the object achieving a better understanding of the physical processes involved. In this work, we constructed multiple DDs of PN IC 418, which allowed inferring the processes responsible for ionization in different zones of it.

Keywords / planetary nebulae: individual (IC 418)

1. Introducción

La nebulosa planetaria (NP) IC 418 es al momento objeto de estudio de más de 900 publicaciones. En sus inicios fue catalogada como una nebulosa morfológicamente simple y se la utilizó para comprender la naturaleza de las NPs (e.g. Vorontsov-Velyaminov, 1931; Flower, 1969). Estudios más actuales, en particular las observaciones realizadas con el telescopio Espacial Hubble^{*}, muestran estructuras mucho más complejas. IC 418 cuenta tan solo con 2 estudios utilizando espectroscopía de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés) (Dopita et al. (2017) y Pignata et al. (2020)), pero en ninguno de ellos emplean los diagramas de diagnostico (DD).

Aquí se pretende continuar el trabajo de Pignata et al. (2020) utilizando DD junto con IFS. Estos se convierten en una herramienta aún más versátil, debido a que tenemos la capacidad de estudiar cada punto muestreado del objeto, y así determinar propiedades espacialmente resueltas del mismo. En este caso se utilizaron diversos DD para estudiar los procesos responsables de la ionización en IC 418.

Uno de los diagramas que se utilizaron es el de Sabbadin et al. (1977) (SMB), modificado por Frew & Parker (2010). Este diagrama nos permite, utilizando los cocientes [S II] 6717 Å, 6731 Å/ H α vs [NII] 6548 Å,6584 Å/ H α , determinar la procedencia de la ionización, separando, por un lado, una región de fotoionización ocupada por las NPs, y por encima de esta, la región de choques. Otros diagramas utilizados son los de Riera & Raga (2007), derivados de Phillips & Cuesta (1999). En estos se utilizaron los cocientes [O III] 5007 Å/ H α vs [N II] 6584 Å/ H α y [O III] 5007 Å/ H α vs [O I] 6300 Å/ H α . El cociente [O III] 5007 Å/ H α nos permite determinar la presencia de choques que surgen a partir de procesos como la formación de chorros de materia.

2. Datos y extracción de líneas

Las observaciones se llevaron a cabo utilizando el instrumento Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE), acoplado al telescopio ESO-VLT-U4 de 8.2 m, durante el turno de verificación científica en febrero de 2014. Dos exposiciones fueron realizadas con el modo de campo amplio (FoV 60" × 60"), con tiempos de exposición de 10 s y 600 s. En este trabajo solo se analizó el cubo de 10 s con un muestreo espacial de 0.2" y un rango espectral de 4800 – 9300 Å con una resolución espectral media de \approx 2600 Å. La observación, reducción y calibración en flujo de los datos fue realizada en el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) utilizando la *pipeline* pública del instrumento MUSE v1.6.1 (Weilbacher et al., 2014).

Utilizando el código IFSCUBE^{**} se extrajeron de cada uno de los espectros del cubo los parámetros de las líneas de interés realizando un ajuste gaussiano sobre las mismas. De la extracción y ajuste de los espectros individuales se obtuvieron, para cada línea de emisión, el flujo total de la línea.

^{*}https://hubblesite.org/contents/media/images/ 2000/28/990-Image.html?news=true

^{**}Autor: Daniel Ruschel Dutra, sitio web: https:// bitbucket.org/danielrd6/ifscube/



Figura 1: Diagrama SMB modificado por Frew & Parker (2010) en el cual se observa como todos los spaxels de IC 418 caen dentro de la región de NP. La elipse roja envuelven los spaxel saturados existentes en el mapa de flujo de H α .



Figura 2: Diagrama log([O III] 5007 Å/ H α) vs log([N II] 6584 Å/ H α) de Riera & Raga (2007) en el cual se observa como todos los spaxels tienen un valor de log([O III] 5007 Å/ H α) < 0.17, el cual determina la regiones de ionización por choque. La elipse roja envuelven los spaxel saturados existentes en el mapa de flujo de H α .

3. Diagramas de diagnóstico

Como primer paso se realizaron cada uno de los DD para determinar la procedencia de los mecanismos de ionización de IC 418. En las Figs. 1, 2 y 3 cada punto representa un pixel espectral (spaxel) y aquellos encerrados por las elipses rojas son aquellos spaxels saturados procedentes del mapa de flujo de H α . En la primer imagen podemos observar el diagrama de Frew & Parker (2010), mientras que en la segunda y tercera se encuentran los diagramas de Riera & Raga (2007). En el diagrama de la Fig. 1 vemos como todos los spaxels caen dentro de la región de NP y en los diagramas de Riera & Raga (2007) caen fuera de la región de choque definidas por los autores.



Figura 3: Diagrama log([O III] 5007 Å/ H α) vs log([O II] 6300 Å/ H α) de Riera & Raga (2007) en el cual se observa como todos los spaxels tienen un valor de log([O III] 5007 Å/ H α) < 0.17, el cual determina la regiones de ionización por choque. La elipse roja envuelven los spaxel saturados existentes en el mapa de flujo de H α .

Para obtener una mejor visión de la distribución de los spaxel en cada DD se realizaron histogramas bidimensionales de cada diagrama y se identificó la procedencia de cada spaxel sobre el mapa de $H\beta$ (Figs. 4, 5 y 6). Se ve como en todos los DD, paneles superiores de las figuras mencionadas, encontramos dos regiones en las que los spaxels se distribuyen.

Aquellos picos rodeados por las elipses blancas se encuentran en las regiones más externas de IC 418, mientras que los spaxels de los picos rodeados por las elipses rojas se encuentran en las regiones más internas en la nebulosa. Esto se observa en los paneles inferiores de las Figs. 4, 5 y 6, en donde los spaxel externos encerrados por los contornos blancos proceden del pico de la izquierda del DD correspondiente, mientras que los spaxel encerrados por los contornos rojos proceden del pico de la izquierda del DD correspondiente.

En estas figuras se observa como están perfectamente delimitadas las diferentes especies de ionización. Aquellas de baja ionización (como el [NII] [OI]) se encuentran en un cascarón externo, mientras que especies de más elevado potencial de ionización (como el [SII] y [OIII]) se encuentran en regiones más internas de la nebulosa.

4. Conclusión

En cada uno de los DD pudimos observar como todos los spaxels caen fuera de las regiones correspondientes a ionización producida por choque, resultado esperable sabiendo que no hay ningún indicio a lo largo de los años de que IC 418 posea estructuras ionizadas por tal mecanismo.

El resultado más sorprendente es como gracias a estos DDs se pudo comenzar a determinar mapas de la estructura de ionización de IC 418, como se observa en los paneles inferiores de cada mapa de las Figs. 4, 5 y 6.

Pignata et al.



Figura 4: Panel superior: Histograma bidimensional del diagrama SMB modificado por Frew & Parker (2010) de IC 418 en el cual se ve como los spaxels se distribuyen principalmente en dos picos (marcados con una elipse roja y otra blanca) según el grado de fotoionización. Panel inferior: Mapa de flujo de H β con los contornos que envuelven a los spaxel que se encuentran en cada uno de los picos del diagrama.



Figura 5: Panel superior: Histograma bidimensional del diagrama log([O III] 5007 Å/ H α) vs log([N II] 6584 Å/ H α) de Riera & Raga (2007) en el cual se ve como los spaxels se distribuyen principalmente en dos picos (marcados con una elipse roja y otra blanca) según el grado de fotoionización. Panel inferior: Mapa de flujo de H β con los contornos que envuelven a los spaxel que se encuentran en cada uno de los picos del diagrama.

Presentamos aquí el estudio preliminar sobre los diagramas de diagnóstico y los mapas de ionización. Este



Figura 6: Panel superior: Histograma bidimensional del diagrama log([O III] 5007 Å/ H α) vs log([O II] 6300 Å/ H α) de Riera & Raga (2007) en el cual se ve como los spaxels se distribuyen principalmente en dos picos (marcados con una elipse roja y otra blanca) según el grado de fotoionización. Panel inferior: Mapa de flujo de H β con los contornos que envuelven a los spaxel que se encuentran en cada uno de los picos del diagrama.

trabajo continúa debido a que se debe tener en cuenta el hecho de que en la región central se está integrando la radiación emitida en toda la proyección de la línea de la visual, lo cual puede estar alterando los resultados. Sobre todo en el caso del diagrama de Frew & Parker (2010), en donde la región central, la "burbuja", de IC 418 no está incluida. Esto lo estudiaremos realizando modelos tridimensional de la nebulosa.

Agradecimientos: Agradecemos a la Dra. A. Monreal-Iberó del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) y al Dr. J. R. Walsh del European Southern Observatory (ESO) por proveernos los datos reducidos.

Referencias

- Dopita M.A., et al., 2017, MNRAS, 470, 839
- Flower D.R., 1969, MNRAS, 146, 243
- Frew D.J., Parker Q.A., 2010, PASA, 27, 129
- Phillips J.P., Cuesta L., 1999, AJ, 118, 2929
- Pignata R.A., Mast D., Weidmann W., 2020, BAAA, 61B, 133
- Riera A., Raga A.C., 2007, Asymmetrical Planetary Nebulae IV, 14
- Sabbadin F., Minello S., Bianchini A., 1977, A&A, 60, 147
- Vorontsov-Velyaminov B., 1931, Astron. Nachr., 242, 201
- Weilbacher P.M., et al., 2014, N. Manset, P. Forshay (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 485, 451

Observaciones de alta resolución del remanente de supernova G308.4-1.4

L.K. Eppens^{1,2} & E.M. Reynoso¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina
 ² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / leppens@iafe.uba.ar

Resumen / En este trabajo presentamos nuevas observaciones de alta resolución del remanente de supernova (RSN) G308.4-1.4 usando el interferómetro Australia Telescope Compact Array (ATCA) en los arreglos 6B y 750B. Las observaciones, realizadas con el Compact Array Broadband Backend (CABB) cubren un ancho de banda de 2 GHz a través de 2049 canales, lo que permitió obtener mapas a distintas frecuencias entre 1 y 3 GHz. Se alcanzó una resolución espacial de $9.8'' \times 9.6''$ a 2.36 GHz, lo cual mejora en un factor 10 las imágenes publicadas en trabajos previos. Nuestros mapas revelan detalles que no habían sido observados anteriormente, mostrando en particular la estructura interna de dos regiones compactas muy intensas superpuestas a la cáscara elíptica del norte. Utilizando el método T-T plot, estudiamos la distribución de índices espectrales en distintas zonas de este RSN con el fin de determinar la posible vinculación entre las estructuras detectadas, especialmente de las dos regiones compactas cuya relación con el RSN es incierta. También analizamos la polarización asociada a la emisión en radio.

Abstract / In this work we present new high resolution observations of the supernova remnant (SNR) G308.4-1.4 using the Australia Telescope Compact Array (ATCA) in the 6B and 750B arrays. These observations, obtained with the Compact Array Broadband Backend (CABB), span a 2 GHz band width split in 2049 channels. Such configuration allowed us to construct images at different frequencies from 1 to 3 GHz. A spatial resolution of $9.8'' \times 9.6''$ was achieved at 2.36 GHz, improving former images in the literature by an order of magnitude. Our maps reveal details not observed previously, showing in particular the internal structure of two bright, compact regions overlapping the northern elliptical shell. Applying the T-T plot method, we estimated the spectral index distribution in different regions throughout the SNR so as to determine a possible link between the observed structures, mainly the two compact regions of uncertain connection with the SNR. We also analyze the polarization of the radio emission.

 $\mathit{Keywords} \;/\;$ ISM: individual objects (G308.4-1.4) — ISM: supernova remnants — polarization — radio continuum: ISM

1. Introducción

G308.4-1.4 es un remanente de supernova (RSN) que presenta una débil cáscara elíptica de $\sim 6' \times 8'$ en la banda de radio (ver Fig. 1), de cuyo extremo sur se extiende un arco hacia el este aproximadamente del mismo tamaño que la elipse. No está claro que ambas estructuras pertenezcan al mismo RSN. De Horta et al. (2013) postulan que el arco del SE es una fuente aparte y reduce la definición de RSN a la cáscara elíptica, a la que denomina G308.3-1.4.

La elipse coincide con una fuente de emisión extendida de rayos X de origen térmico cuyo borde más intenso, tal como aparece en la imagen obtenida con el observatorio Chandra, se superpone con el arco occidental de la cáscara elíptica (Hui et al., 2012; Prinz & Becker, 2012). Se estima que la edad del RSN está comprendida entre 5 y 7.5×10^3 años (Hui et al., 2012), mientras que la distancia se calcula entre 6 y 12 kpc (Prinz & Becker, 2012).

Las imágenes publicadas en la literatura en la banda de radio muestran 4 fuentes compactas intensas que no presentan una contrapartida en el óptico o en rayos X. Dos de ellas se superponen con la emisión de G308.4-1.4 y se ubican en el extremo norte de la cáscara elíptica (S4) y en la región donde se intersecan la cáscara elíptica y el arco del sudeste (S3), respectivamente. Las otras dos fuentes (S1 y S2) se ubican al este de G308.4-1.4.

Estudios previos de la distribución de índices espectrales revelaron un valor $\alpha \approx -0.7$ para la cáscara elíptica (Prinz & Becker, 2012; De Horta et al., 2013), propio de la emisión no térmica para un RSN. Sin embargo, los índices encontrados para las dos fuentes brillantes S3 y S4 difieren significativamente del encontrado para el remanente. Prinz & Becker (2012) estiman $\alpha \approx -0.5$ para cada una, mientras que De Horta et al. (2013) encuentran $\alpha = -0.99 \pm 0.17$ para S4, indicando que podría tratarse de una radio galaxia o un núcleo de galaxia activa (AGN, por sus siglas en inglés) no resuelto, y $\alpha = -1.47 \pm 0.02$ para S3, sugiriendo que se trata de un *jet* de radio. No se encontró evidencia de una nebulosa de viento asociado a un púlsar ubicado en las cercanías.

En este trabajo estudiamos la emisión de G308.4-1.4 en la banda de radio utilizando datos de archivo de ATCA en las configuraciones 750B y 6B centrados en



Figura 1: Panel superior izquierdo: emisión de G308.4-1.4 a 1.6 GHz en escala de colores en unidades de mJy haz⁻¹. El tamaño del haz es de 10" y el nivel de ruido es de 0.017 mJy haz⁻¹. Las fuentes identificadas en De Horta et al. (2013) se encuentran señaladas con sus respectivos nombres. Panel superior derecho: emisión del RSN en escala de colores en unidades de mJy haz⁻¹ con las cajas utilizadas para estudiar el índice espectral en la zona. Panel inferior izquierdo: fracción de emisión polarizada para G308.4-1.4. Panel inferior derecho: mapas de la medida de rotación con la distribición del campo magnético para S3 y S4 en rad m². Los dos mapas en el panel superior fueron construidos usando un rango de uv restringido a 0.5 - 36.7 k λ y se encuentran superpuestos con la emisión en el continuo de radio en contornos blancos de 0.21, 0.6, 0.82 y 1.6 mJy haz⁻¹. En los mapas en el panel inferior se han superpuesto los mismos contornos en negro.

2.1 GHz con el propósito de resolver espacialmente las fuentes S3 y S4 y su posible vinculación con los arcos del remanente. Para ello, estimamos los índices espectrales empleando el método de T-T plot (e.g. Reich & Reich, 1988) y analizamos la emisión polarizada de cada estructura observable.

2. Observaciones

Las observaciones en dirección a G308.4-1.4 fueron realizadas con el Compact Array Broadband Backend (CABB) del interferómetro ATCA en los arreglos 750 B y 6B, cubriendo un ancho de banda de 2 GHz a través de 2049 canales. Los datos fueron subdivididos en bandas de 256 MHz y procesados con el paquete de tareas MIRIAD (Sault & Wright, 1995). Se utilizaron los mismos calibradores de densidad de flujo (PKS 1934-628) y de fase (PKS 1329-665) para ambas observaciones. Para realizar el estudio de índices espectrales (Sec. 3.2) construimos dos mapas a 1.6 GHz y 2.6 GHz, cada uno combinando visibilidades pertenecientes a dos bandas adyacentes de 256 MHz de ancho, y usando un rango de uv restringido a 0.5 - 36.7 k λ . Por otro lado, para el estudio de emisión polarizada (Sec. 3.3) construimos mapas de los parámetros de Stokes a distintas frecuencias combinando bandas adyacentes de 256 MHz de ancho tomadas de a pares. En base a estos mapas calculamos la distribución de: emisión polarizada, fracción de polarización y ángulo de polarización en la región de G308.4-1.4.

3. Resultados

3.1. Imágenes de alta resolución.

Las imágenes obtenidas nos permiten resolver las estructuras más intensas. En la Fig. 1 se puede observar una imagen de G304.4-1.4 a 2.36 GHz con una resolu-

ción espacial de $9.8'' \times 9.6''$. En ella se puede notar que la fuente S1 identificada en De Horta et al. (2013) es en realidad una superposición de tres fuentes puntuales. En lo que respecta a las fuentes compactas proyectadas sobre el campo de emisión de G308.4-1.4, logramos mejorar sustancialmente el nivel de detalle alcanzado en comparación con estudios previos. Por un lado, S4 presenta una morfología de cáscara incompleta de $\approx 1'$ de diámetro. Por otro lado, S3 aparece como un filamento cuya emisión parece conectar la cáscara elíptica con el arco que se extiende hacia el este desde el extremo sur de la misma.

Tabla 1: Indices espectrales obtenidos para las distintas estructuras observadas en G308.4-1.4.

Cajas	α
1	-0.63 ± 0.14
2	-0.65 ± 0.75
3	-0.55 ± 0.15
4	-0.48 ± 0.06
5	-0.72 ± 0.03
6	-0.70 ± 0.20

3.2. Distribución de índices espectrales.

Con el propósito de estudiar la distribución de índices espectrales en G308.4-1.4, subdividimos la fuente en distintas estructuras y sobre cada una de ellas aplicamos el método T-T plot que consiste en graficar punto a punto la emisión de una frecuencia respecto de otra y ajustar una función lineal. De esta manera, a partir de la pendiente de la recta se puede obtener el índice espectral independientemente de la emisión de fondo. Para cada caja señalada en el panel superior derecho de la Fig. 1, obtuvimos los resultados listados en la Tabla 1. En el caso de la caja 6, se excluyó la emisión de S3.

Todas las regiones presentan índices espectrales compatibles con emisión sincrotrón, la mayoría coincidentes entre ellos dentro de los rangos de error. Lamentablemente no fue posible obtener un buen ajuste para la parte más brillante de la cáscara elíptica encerrada en la caja 2. Sin embargo, notamos que las fuentes en las cajas 3 y 4, con índices espectrales compatibles entre sí, podrían formar parte de la emisión asociada a la elipse G308.3-1.4.

Además, encontramos que S3 y el arco extendido al extremo sur poseen índices espectrales similares, lo que nos permite sugerir que tal vez forman parte de la misma estructura. Finalmente, la fuente compacta S4 tiene un índice espectral que sería comparable tanto a la emisión en la caja 3 como al arco extendido en la caja 6.

3.3. Estudio de polarización

En el panel inferior izquierdo de la Fig. 1 se muestra el mapa de la fracción de polarización. Casi toda la emi-

sión polarizada tiene un grado de polarización de ~ 10 % o menos, en coincidencia con estudios previos (De Horta et al., 2013). Al ser la emisión del RSN muy débil, solamente se detectó emisión polarizada en las regiones más brillantes. Utilizando los mapas de ángulo de polarización para distintas frecuencias calculamos la distribución de la medida de la rotación (ver panel inferior derecho de la Fig. 1).

Se aplicó la medida de la rotación calculada para corregir los ángulos por rotación Faraday. La distribución de los vectores magnéticos en las zonas donde fue posible calcularlos se muestran en las figuras insertas, donde un vector de 6" de longitud equivale a 0.05 mJy haz⁻¹ de emisión polarizada. En el filamento central S3 los vectores magnéticos son paralelos al mismo, mientras que en la fuente S4 son tangenciales a la cáscara.

4. Conclusiones

La fuente S3 fue propuesta por De Horta et al. (2013) como jet de radio en base a su morfología y alto índice espectral de -1.5. Sin embargo, el índice que encontramos, -0.7, sumado a la detección de polarización indica que S3 probablemente sea parte de la emisión de G308.4-1.4. La otra fuente propuesta por De Horta et al. (2013) como una radio-galaxia o AGN con un índice espectral de -0.99 fue S4. En este caso, no sólo obtuvimos un índice espetral de -0.6 y detectamos polarización sino que encontramos una morfología de cáscara incompleta. Además, por su morfología y dimensiones angulares encontramos que S4 es comparable al RSN G1.9+0.3estudiado en Green et al. (2008). Estos resultados sugieren que S4 es un RSN independiente de G308.4-1.4. Entre las medidas de rotación calculadas se observa una significativa diferencia de S3 respecto a S4. Esto podría indicar, por un lado, que se trata de dos fuentes ubicadas a distintas distancias, y por otro, que ambas no necesariamente forman parte de G308.4-1.4, lo que refuerza nuestra hipótesis acerca de S4.

Este es un trabajo en desarrollo en el que nos proponemos profundizar el análisis de los datos, con el objetivo de refinar la determinación de índice espectral y polarización. Esperamos así resolver si las estructuras estudiadas están vinculadas o no con G308.4-1.4.

Agradecimientos: L.K.E. goza de una Beca Doctoral del CONI-CET mientras que E.M.R. es miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET. Este estudio está parcialmente financiado por el CONICET a través del proyecto PIP 112-201701-00604.

Referencias

De Horta A.Y., et al., 2013, MNRAS, 428, 1980
Green D.A., et al., 2008, MNRAS, 387, L54
Hui C.Y., et al., 2012, ApJ, 750, 7
Prinz T., Becker W., 2012, A&A, 544, A7
Reich P., Reich W., 1988, A&AS, 74, 7
Sault T.P.J., Wright M.C., 1995, ASP Conf. Series, 77, 433

Estudio en radio de dos fuentes de muy alta energía

A. Petriella^{1,2}, L. Duvidovich¹ & E. Giacani^{1,3}

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Ciclo Básico Común, UBA, Argentina

³ Facultad de Arquitectura, Diseño y Urbanismo, UBA, Argentina

Contacto / apetriella@iafe.uba.ar

Resumen / Se presentan resultados preliminares del estudio hacia HESS J1857+026 y HESS J1912+101, dos fuentes TeV de naturaleza incierta. Con el objetivo de identificar los posibles objetos astrofísicos aceleradores de partículas, se analizan nuevas observaciones en el continuo de radio obtenidas con el Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA) y se estudia la distribución del medio interestelar utilizando datos públicos de la emisión del gas neutro y molecular. Respecto de HESS J1857+026, se sugiere que podría estar asociada a una superburbuja, la cual contribuiría a la emisión γ . Por su parte, la morfología de cáscara de HESS J1912+101 en el rango de los TeV podría deberse a la superposición de varias fuentes diferentes y no a un único remanente de supernova.

Abstract / We present preliminary results about the study of the TeV sources of unknown nature HESS J1857+026 and HESS J1912+101. We aim to identify the astrophysical objects responsible of particle acceleration using new radio continuum observations obtained with the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA) and we analyze the distribution of the interstellar medium using public data of the neutral hydrogen and molecular gas emissions. We suggets that HESS J1857+026 could be associated with a superbubble, which may contribute to the γ -ray emission. We found that the shell morphology of HESS J1912+101 could be produced by the superposition of different sources rather than by a single supernova remnant.

Keywords / ISM: individual objects (HESS J1857+026, HESS J1912+101) — radio continuum: ISM — ISM: supernova remnants — ISM: clouds

1. Introducción

1

Presentamos resultados preliminares del estudio hacia las fuentes de rayos γ HESS J1857+026 y HESS J1912+101, cuya identificación es aún objeto de debate, con el objetivo de dilucidar la naturaleza de las mismas.

HESS J1857+026 es una fuente TeV extendida, inicialmente identificada como una nebulosa de viento de púlsar (NVP) debido a la presencia del púlsar de radio PSR J1856+0245 (Hessels et al., 2008). Observaciones con MAGIC (MAGIC Collaboration et al., 2014) muestran que para energías mayores a 1 TeV esta fuente se resuelve en dos objetos separados, denominados MAGIC J18572+0263 (MAG1) y MAGIC J18572+0297 (MAG2). Estos autores proponen que MAG1 sería la NVP alimentada por PSR J1856+0245, mientras que MAG2 no posee un origen astrofísico definido pero podría estar asociada con una cáscara de CO y/o una región HII. En la banda de radio, las observaciones en 1.4 GHz del VLA Galactic Plane Survey (VGPS, Stil et al. 2006), con una sensibilidad (rms) de $\approx 2 \text{ mJy beam}^{-1}$. no muestran emisión proveniente de la NVP ni del remanente de supernova (RSN) asociados con el púlsar.

HESS J1912+101 ha sido identificada como una cáscara en el rango de los TeV, motivo por el cual se la considera una candidata a RSN. El púlsar PSR J1913+10122, ubicado hacia el centro de la cáscara, podría ser el objeto compacto creado en la explosión de supernova. Su et al. (2017) reportan la detección de gas molecular a una velocidad de $\approx 60 \text{ km s}^{-1}$, compatible

con la distancia al púlsar de ≈ 4.6 kpc, cuva distribución y características cinemáticas han sido atribuidas a un evento expansivo, posiblemente un RSN. A la fecha no se ha detectado la contraparte en radio de la cáscara TeV, sin embargo Reich & Sun (2019) identificaron emisión altamente polarizada que podría provenir de un RSN muy evolucionado. En un escenario alternativo, Zhang et al. (2020) sugieren que HESS J1912+101 sería la contraparte en el rango de los TeV de una NVP alimentada por dicho púlsar y formaría parte del grupo de los "TeV halos", es decir, nebulosas muy extendidas en las altas energías y alimentadas por púlsares de edad intermedia. Sin embargo, Zeng et al. (2021) realizan un estudio espectral con observaciones GeV y TeV, del cual concluyen que la emisión γ de HESS J1912+101 tendría un origen hadrónico y podría provenir de un RSN en una etapa avanzada de evolución.

2. Observaciones

La fuente HESS J1857+026 se observó con el Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA) en banda L (1.5 GHz) con la configuración C (proyecto VLA 18B-001). Se observó también una región de 0.2° en dirección al púlsar PSR J1856+0245 en banda C (6.0 GHz). La fuente HESS J1912+101 fue observada con el JVLA en banda L con la configuración D (proyecto VLA 18A-093). También se observó en banda C una región centrada en el púlsar PSR J1913+1011. Las escalas angulares máximas para ambas configuraciones en bandas L y C son 16' y 4', respectivamente. Para ambas fuentes, las observaciones se procesaron con el VLA CASA CALIBRATION PIPELINE y se aplicó un filtrado (*flagging*) adicional de las visibilidades para mejorar la calidad de los datos. Las imágenes finales se obtuvieron con la rutina TCLEAN de CASA.

Además, se investigó la distribución del medio interestelar (MIE) hacia ambas fuentes utilizando datos del hidrógeno neutro (HI) extraídos del VGPS. Para el estudio de HESS J1912+101 se utilizaron además datos del ¹³CO (J=1-0) extraídos del Galactic Ring Survey (Jackson et al., 2006) e imágenes de la emisión infrarroja en las bandas de 8.0 μ m y 24.0 μ m de Spitzer.

3. Resultados

3.1. HESS J1857+026

En la Fig. 1 se muestra la nueva imagen hacia HESS J1857+026 en 1.5 GHz, con contornos de la emisión γ por debajo de 1 TeV. A pesar de la alta resolución angular y sensibilidad de los nuevos datos en radio (rms ≈ 0.7 mJy beam⁻¹), no se encontró evidencia de una cáscara asociada a la emisión TeV y tampoco emisión en la posición del púlsar PSR J1856+0245 ni emisión extendida de una posible NVP por encima de 2 mJy beam⁻¹ (equivalente a 3 veces el rms). Las fuentes extendidas que se observan en la imagen corresponden al RSN G35.6-0.4 y a regiones HII (ver el catálogo WI-SE^{*}). Los nuevos datos obtenidos en 6.0 GHz tampoco muestran emisión extendida que pudiera representar la NVP alimentada por el púlsar.



Figura 1: Imagen en 1.5 GHz hacia HESS J1857+026, con contornos de la emisión TeV. La cruz indica la posición de PSR J1856+0245 y los círculos las regiones HII catalogadas. La escala se expresa en Jy beam⁻¹. El recuadro amarillo grande muestra una ampliación de la imagen hacia la posición del púlsar (recuadro pequeño). La imagen obtenida tiene una resolución de $\approx 17'' \times 15''$.

Se analizó la distribución del HI en dirección de la emisión TeV y se halló una cavidad de gas neu-



Figura 2: Emisión del HI integrada entre 80 y 100 km s⁻¹ hacia HESS J1857+026. Se muestran en rojo los contornos de la emisión TeV. Las elipses delimitan la región de integración usada para estimar los parámetros físicos de la cáscara de HI.

tro rodeada de una cáscara en el rango de velocidades $\approx 80 - 100 \text{ km s}^{-1}$ (ver Fig. 2). A partir de la velocidad central de esta estructura ($\approx 90 \text{ km s}^{-1}$), aplicando el modelo de rotación galáctica de Persic et al. (1996), se obtienen las distancias cinemáticas de 5.5 y 8.5 kpc. La distancia lejana es, dentro de los errores, compatible con la distancia a PSR J1856+0245, por lo cual se la adopta como distancia a la cavidad de HI.

La distribución del HI, formando una cavidad rodeada de una cáscara, es similar a las de las supercáscaras detectadas en nuestra Galaxia. Estas estructuras se forman como consecuencia de la acción sobre el MIE de los vientos de cúmulos de estrellas de gran masa. Para caracterizar esta estructura, se estimó la masa de la cáscara suponiendo que el HI se encuentra en equilibrio termodinámico local: $M = 1.3 \times 10^{-3} D_{\rm kpc}^2 \Omega \Delta T dv \, {\rm M}_{\odot},$ donde $D_{\rm kpc}$ es la distancia en kpc, Ω el área de la cáscara en sr, ΔT es la temperatura de brillo promedio sobre la cáscara corregida por la temperatura del fondo, y dves el intervalo de integración en velocidad. Se integró la emisión de la cáscara en la región delimitada por las elipses de la figura. Siguiendo el procedimiento descripto en Suad et al. (2019), se estimó una temperatura de fondo a partir de la masa barrida en la cáscara y la masa faltante en la cavidad. La masa de la cáscara es $M\approx 3.3\times 10^4~{\rm M}_\odot.$ Si la velocidad de expansión de la cáscara es $v_c\approx 10~{\rm km\,s}^{-1}$ (la mitad de intervalo de velocidades donde se detecta emisión del HI asociada con la misma), la energía cinética es de $\approx 3.3 \times 10^{49}$ erg y la edad dinámica $t_c = R_c/v_c \approx 8 \times 10^6$ años, donde se utilizó un radio efectivo para la cáscara $R_c = 80$ pc.

Las dimensiones, masa barrida, energía cinética y edad dinámica de la cáscara de HI son similares a las halladas en otras supercáscaras en la Galaxia (Suad et al., 2019). Concluimos que esta estructura de gas neutro habría sido creada por los vientos de estrellas de gran masa.

^{*}http://astro.phys.wvu.edu/wise/

3.2. HESS J1912+101

En la nueva imagen en 1.5 GHz hacia HESS J1912+101 (no se muestra en este trabajo) no se detecta emisión asociada con la cáscara TeV ni emisión proveniente de PSR J1913+1011 o de una NVP a su alrededor por encima de 3 mJy beam⁻¹ (equivalente a 3 veces el rms obtenido). Las observaciones en 6.0 GHz hacia el púlsar muestran una estructura extendida, algo desplazada respecto del mismo (ver Fig. 3). La imagen del infrarrojo de *Spitzer* no muestra emisión extendida en coincidencia con esta estructura en radio. La ausencia de emisión infrarroja indicaría un origen no térmico para la emisión en radio, sugiriendo que podría ser una NVP alimentada por PSR J1913+1011.



Figura 3: Panel izquierdo: imagen en 6.0 GHz hacia PSR J1913+1011, indicado con una cruz. La resolución es de $\approx 11'' \times 9''$ y el ruido (rms) de $\approx 10 \ \mu$ Jy beam⁻¹. Panel superior derecho: imagen ampliada del recuadro con escala en Jy beam⁻¹. Panel inferior derecho: emisión infrarroja (8.0 μ m en rojo y 24.0 μ m en verde) hacia el recuadro.

A partir del análisis de la distribución del material molecular y atómico hacia HESS J1912+101, en el rango de velocidades $\approx 54 - 66 \text{ km s}^{-1}$ se encontraron varias nubes en coincidencia con los máximos de la emisión TeV del este y oeste (para el ¹³CO) y del sur (para el HI) (Fig. 4). En particular, el máximo del oeste de la emisión TeV se superpone con emisión del gas molecular y con una región HII (indicada en la figura con el círculo verde punteado).

4. Conclusiones

Se detectó una supercáscara de HI coincidente con la fuente HESS J1857+026. Si bien no es posible llegar a una conclusión definitiva sobre el origen de la emisión TeV, este hallazgo sustenta un escenario cada vez más aceptado en el cual los rayos cósmicos (responsables de la emisión γ) no serían en su mayoría acelerados por RSNs aislados, sino más bien por los efectos combinados de los vientos de estrellas de gran masa y de RSNs en el interior de superburbujas (Parizot et al., 2004).

Respecto de HESS J1912+101, se detectó emisión extendida en 6.0 GHz alrededor del púlsar PSR



Figura 4: Panel superior: emisión del $^{13}\mathrm{CO}$ integrada en el rango $\approx 54-66~\mathrm{km\,s}^{-1},$ con contornos rojos de la emisión TeV. Los círculos verdes indican las regiones HII del catálogo WISE y la cruz azul la posición de PSR J1913+1011. Panel inferior: emisión del HI integrada en el mismo rango de velocidades.

J1913+1011, probablemente de origen no térmico, que podría representar la NVP. Si HESS 1912+101 fuera el RSN formado junto con el púlsar (cuya edad es de $\approx 10^5$ años), sería un objeto muy evolucionado que ya se habría disipado en el MIE, siendo indetectable con los nuevos datos en radio, pese a la alta sensibilidad de las observaciones. Del estudio del MIE, se concluye que al menos una parte de la emisión γ podría estar asociada a la actividad de formación estelar de regiones HII. En este contexto, la morfología de tipo cáscara de HESS J1912+101 podría ser consecuencia de la superposición de varias fuentes diferentes.

Referencias

- Hessels J.W.T., et al., 2008, ApJL, 682, L41
- Jackson J.M., et al., 2006, ApJS, 163, 145
- MAGIC Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A96
- Parizot E., et al., 2004, A&A, 424, 747
- Persic M., Salucci P., Stel F., 1996, MNRAS, 281, 27
- Reich W., Sun X.H., 2019, Res. Astron. Astrophys., 19, 045
- Stil J.M., et al., 2006, AJ, 132, 1158
- Su Y., et al., 2017, ApJ, 845, 48
- Suad L.A., et al., 2019, A&A, 624, A43
- Zeng H., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2102.03465
- Zhang H.M., et al., 2020, ApJ, 889, 12

Fragmentation and molecular outflows in the IRDC core G34.43+00.24 MM1

N.L. Isequilla¹, M.B. Areal¹, M.E. Ortega¹ & S. Paron¹

¹ Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / nisequilla@iafe.uba.ar

Resumen / La fragmentación de grumos de alta masa en los interiores de las nubes moleculares puede dar lugar a la generación de estrellas de alta masa. La nube molecular oscura en el infrarrojo G34.43+00.24, de morfología filamentaria, está ubicada a una distancia aproximadamente de 3.6 kpc. Dicha nube contiene al menos nueve núcleos moleculares denominados MM1 hasta MM9, los cuales se encuentran en distintas etapas evolutivas de formación estelar. En este trabajo se presenta un estudio de la estructura interna del núcleo MM1 llevado a cabo con observaciones de alta resolución angular a 93 GHz obtenidas de la base de datos de ALMA. En el continuo de radio se encontró evidencia de fragmentación del núcleo y en la emisión del HCO⁺ J=1–0 se confirmó, con la mejor resolución angular hasta el momento, la presencia de dos outflows moleculares perpendiculares surgiendo de MM1.

Abstract / Massive star formation takes place in molecular hot cores which are the result of the fragmentation of massive clumps. The infrared dark cloud G34.43+00.24, which exhibits a filamentary structure, is located at a distance of about 3.6 kpc. This cloud harbours nine molecular cores, named MM1 through MM9, at different evolutionary stages. This work presents a study of the internal structure of the core MM1 carried out with high angular resolution observations at 93 GHz obtained from the ALMA database. The radio continuum emission shows signatures of fragmentation of the core, and the HCO⁺ J=1-0 emission confirms, with the better angular resolution at the present, the presence of two perpendicular molecular outflows arising from MM1.

Keywords / stars: formation — ISM: molecules — ISM: jets and outflows — ISM: individual objects (G34.43+00.24)

1. Introduction

The infrared dark clouds (IRDC) are identified as filamentary silhouettes against the mid-infrared background emission (Simon et al., 2006). They usually harbour objects at different stages of massive star formation, for instance the hot molecular cores (HMCs) (Rathborne et al., 2006). HMCs are massive molecular cores internally heated by the activity of a massive protostar, which exhibit molecular outflow activity and some of them, in their last evolutionary stages, are associated with ultra-compact HII regions (Hernández-Hernández et al., 2014, and references therein).

The IRDC G34.43+00.24, which is located at a kinematic distance of about 3.6 kpc (Tang et al., 2019), harbours nine molecular cores, named MM1 through MM9, at different evolutionary stages (Chen et al., 2011). In particular, evidence of molecular outflows was found towards MM1, MM2, and MM3 (Shepherd et al., 2007; Sanhueza et al., 2010). Shepherd et al. (2004) detected marginally radio continuum emission at 6 cm towards MM1, in agreement with a massive B2 spectral type embedded protostar. On the other hand, several authors, (e.g., Rathborne et al., 2008; Tang et al., 2019), have discussed the absence of fragmentation towards MM1.

In this work, we present a preliminary morphological study of the molecular core MM1 using high angular resolution data at 93 GHz, obtained from the ALMA Science Archive in order to better characterize its internal structure.

2. Data

Data cube with central frequency at 93 GHz was obtained from the ALMA Science Archive^{*} (Project code: #2015.1.00369.S) to analyze the core G34–MM1. The Common Astronomy Software Applications (CASA) package was used to handle and analyse the data. Table 1 presents the main data parameters. The observations were carried out using the following telescope configuration: Min/Max Baseline(m) of 150/460.

The beam size of the 93 GHz data cube provides a spatial resolution of about 0.03 pc (~ 6000 au) at the distance of 3.6 kpc.

Table 1: Main data parameters.

	beam size	FoV	Δv	rms Noise
	(arcsec)	$(\operatorname{arcsec}^2)$	$\rm km \ s^{-1}$	$(mJy beam^{-1})$
Cont. 93 GHz	2.1×1.4	45×45	-	0.3
HCO ⁺ J=1–0	1.9×1.4	45×45	1.5	5.0

*http://almascience.eso.org/aq/



Right Ascension

Figure 1: IRDC G34.43+00.24 as seen at 8 μ m (from the Spitzer Telescope). The close-up view shows a GLIMPSE three-color image (3.6, 4.5, and 8 μ m, in blue, green, and red, respectively) of the core MM1. The green contours represent the ATLASGAL emission at 870 μ m. Levels are at 0.4, 0.7, 1.5, 2.5, and 4.5 Jy beam⁻¹. The white box in the close-up view indicated the region mapped at 93 GHz. (See data the APEX Telescope Large Area Survey of the Galaxy (ATLAS-GAL) in https://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGALDATABASE.cgi).

3. Results

Figure 1 shows the IRDC G34.43+00.24 as seen at 8 μ m. The close-up view shows a GLIMPSE^{**} three-color image (3.6 μ m in blue, 4.5 μ m in green, and 8 μ m in red) of the core MM1. The core MM1 exhibits conspicuous extended emission at 4.5 μ m, which suggests the presence of molecular outflow activity.

Figure 2 shows the radio continuum emission at 93 GHz. A main dust condensation can be appreciated, which exhibits a conspicuous bulge towards the east, and it seems to be connected to a smaller condensation that extends to the southeast. There are also four minor condensations which appear detached from the main core and are located eastwards (marginally detected) and towards the southeast.

Figure 3 shows the HCO⁺ J=1–0 emission integrated between 40 and 75 km s⁻¹. The peak of the continuum emission at 93 GHz appears to be shifted about 2" from the peak of the integrated HCO⁺ J=1–0 emission. Considering that the HCO⁺ emission usually traces molecular outflows (e.g. Rawlings et al. 2004) and taking into account the morphology of the emission, we suggest



Figure 2: Continuum emission at 93 GHz. The contours levels are at 1, 2, 4, 5, 12, 30 mJy beam⁻¹. The beam is indicated at the top right corner.



Figure 3: Map of the HCO⁺ J=1–0 emission distribution integrated between 40 and 75 km s⁻¹. Green contours represent the continuum emission at 93 GHz. Levels are at 1, 2, 4, 5, 12, 30 mJy beam⁻¹. The beam is indicated at the top right corner.

that what it is displayed in Fig. 3 shows the presence of two perpendicular outflows arising from MM1 main dust condensation.

These molecular outflows may correspond to those previously detected at lower angular resolution ($\approx 4''$) by Shepherd et al. (2007) using the ¹²CO J=1–0 tran-

^{**}Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire,http://www.astro.wisc.edu/glimpse/glimpsedata. html.

sition. The main molecular outflows extend in the southwest-northeast direction, and exhibit an asymmetric morphology with respect to its lobes. In particular, they reveal a lower degree of collimation than the secondary and perpendicular molecular outflows, which extend from southeast to northwest. These secondary outflows also show a striking asymmetry between its lobes, with the southeastern one exhibiting a discontinuous structure composed by at least two fragments.

4. Discussion and further work

The IRDC core G34.43+00.24 MM1 was studied using the continuum emission at 93 GHz, from which different condensations were observed, strongly suggesting that fragmentation processes have occurred in G34– MM1. The core also presents emission in the HCO⁺ J=1-0 line, showing the presence of a molecular counterpart of the continuum main condensation, together with two perpendicular associated molecular outflows. These outflows coincide with what was detected in previous studies.

Further studies will include an analysis of the radio continuum emission and molecular lines at 334 GHz with an angular resolution of about 0.7''. The better angular resolution of these observations will allow us to discern the origin of each molecular outflows and identify a possible internal fragmentation of the main dust condensation.

Acknowledgements: N.I. and M.B.A. are posdoctoral and doctoral fellows of CONICET, Argentina, respectively. S.P. and M.O. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET, Argentina. This work is based on the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA 2015.1.00369S. ALMA is a partnershipof ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA(Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperationwith the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. Also thanks the Asociación Argentina de Astronomía for assistance to participate in the 2020 A.A.A. Annual Meeting..

References

Chen H.R., et al., 2011, ApJ, 743, 196

- Hernández-Hernández V., et al., 2014, ApJ, 786, 38
- Rathborne J.M., Jackson J.M., Simon R., 2006, ApJ, 641, $_{389}$
- Rathborne J.M., et al., 2008, ApJ, 689, 1141
- Sanhueza P., et al., 2010, ApJ, 715, 18
- Shepherd D.S., Nürnberger D.E.A., Bronfman L., 2004, ApJ, 602, 850
- Shepherd D.S., et al., 2007, ApJ, 669, 464
- Simon R., et al., 2006, ApJ, 639, 227
- Tang Y.W., et al., 2019, ApJ, 878, 10

Age and metallicity gradients in simulated galaxies of the Local Group

O.F. Marioni^{1,2,3} & M.G. Abadi^{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

Contact / ornela.marioni@unc.edu.ar

Resumen / Presentamos resultados preliminares sobre la presencia de gradientes radiales y verticales en edad y metalicidad de galaxias simuladas similares al Grupo Local, utilizando la nueva generación de simulaciones hidrodinámicas de alta resolución *HESTIA*. Este conjunto de simulaciones utiliza datos observacionales, como restricción en sus condiciones iniciales, para simular el entorno local. Analizamos los halos más masivos de una de estas simulaciones. Estudiamos las distribuciones de edad y metalicidad de estas galaxias y encontramos presencia de gradientes verticales y radiales. Estos gradientes muestran que la población estelar más vieja y menos metálica tiene una escala vertical más alta que la población de estrellas más joven y más metálica. La escala vertical aumenta hacia las afueras de la galaxia y esta tendencia se observa en todos los bines de edad estelar. Este tipo de gradientes son observados también en la Vía Láctea, analizar su origen puede ayudarnos a comprender la historia de formación de nuestra galaxia.

Abstract / We present preliminary results regarding the presence of radial and vertical gradients in age and metallicity of simulated Local Group-like galaxies, using the new generation of high-resolution hydrodynamical zoom-in simulations *HESTIA* (High-resolution Environmental Simulations of The Immediate Area). These set of simulations use observational data, as constraint in their initial conditions, to simulate the local environment. We analyzed the most massive halos of one of these simulations. We studied the metallicity and age distributions of these galaxies and found the presence of vertical and radial gradients. These gradients show that the older and less metallic population have a higher vertical scale, than the younger and more metallic population of stars. The vertical scale increase to the outskirts of the galaxy and this trend is seen for all stellar ages. This kind of gradients is seen also in the Milky Way, analyzing their origin can help us to understand the formation history of our galaxy.

Keywords / galaxies: structure — galaxies: star formation — galaxies: formation — galaxies: abundances

1. Introduction

It is well known that galaxies and in particular, the Milky Way, present well-established radial and vertical gradients on their structures. In particular, in the solar neighbourhood, age of stars correlates with their metallicity (Freeman & Bland-Hawthorn, 2002; Hayden et al., 2014). In the midplane of the Galaxy, the average of age and metallicity of stars decreases when increasing the radius (Boeche et al., 2013; Hayden et al., 2014). At a fixed radius, the vertical scale of the disc increases when we look older or lower metallicity stars (Mikolaitis et al., 2014; Casagrande et al., 2016). The vertical scale of the disc depends on the radius, becoming steeper at smaller radii (Hayden et al., 2014). If we look at a fixed metallicity, it is found that the vertical scale of stars increases towards the outskirts, these are the well-known flares. These flares depend on metallicity, being more pronounced to lower metallicity (Bovy et al., 2016).

Historically, these gradients were interpreted as part of the internal evolution of the Galaxy, produced by process like radial migration generated by spiral patterns, resonance with a bar, perturbations brought about interactions with satellites, among others. Understanding the origin of these gradients can help us to understand the process involved on galaxy formation. Some models about the origin of these gradients are present in the literature. One of these models suggests that the gradients arise as the result of the gradual enrichment of the gaseous disc that initially settles thick but as the gas transform into stars, it becomes thinner and settles on centrifugal equilibrium in the midplane of the galaxy. Other model considered to explain these gradients presents the opposite idea. It could be that, in fact, the secular processes play a minor role on the evolution of the galaxy and the properties of stars that form in the galaxy depend only on the properties of the progenitor gaseous disc.

This work is an extension of the work of Navarro et al. (2018) where they use a isolated Milky Way-like galaxy of the *APOSTLE* simulations. They found that the gas at the epoch of star formation presents similar properties of the stars of that age. The stars that born on a certain epoch do not evolved so much since their formation, taking the spotlight off the secular evolution model of galaxy formation.



Figure 1: Face-on (top panel) and edge-on (bottom panel) views at redshift z = 0 of the stellar mass density distribution of the galaxy. These density maps were generated using the package Py-SPHViewer (Benitez-Llambay, 2015) of Python.

2. Simulations

For this work we use the HESTIA (Libeskind et al., 2020, High-resolution Environmental Simulations of The Immediate Area) simulations. These simulations are a new generation of zoom-in simulations that combine the state-of-the-art AURIGA galaxy formation model (Grand et al., 2017) with a modern magnetohydrodynamic treatment of the cosmic gas with the AREPO code (Springel, 2010; Pakmor et al., 2016) using constrained initial conditions made of observational data to reproduce the local environment. The simulations are designed in order to reproduce, in the best way possible, the local environment with the principal neighbouring structures: i.e. a pair of galaxies analogous to Andromeda and the Milky Way living in an environment with the same conditions that we found on the Local Group, like its surrounding satellites, the Virgo cluster and the Local Void. Obtaining this conditions we can study these galaxies and understand the formation processes that take part on the evolution of our own galaxy.

These simulations use cosmological parameters of the best fit of Planck Collaboration et al. (2014): $\sigma_8 =$ 0.83, $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, h = 0.667, $\Omega_{\lambda} = 0.682$, $\Omega_M = 0.270$ and $\Omega_b = 0.048$. The final mass and spatial resolution achieved are: $m_{dm} = 1.5 \times 10^5 \text{ M}_{\odot}$, $m_{gas} = 2.2 \times 10^4 \text{ M}_{\odot}$ and $\epsilon = 220 \text{ pc}$ (see Libeskind et al., 2020, for more details).

3. Results

In this paper, we show previous results over the most massive halo of one of these set of simulations. We use the high-resolution simulation 17_11 of *HESTIA* set (see Table 1 on Libeskind et al., 2020). The virial mass, stellar mass and virial radius of the studied galaxy are, $M_{vir} = 2.60 \times 10^{12} M_{\odot}$ and $M_{star} = 1.1 \times 10^{11} M_{\odot}$ and $R_{vir} = 290.0$ kpc respectively. We define the virial mass as the mass enclosed on the virial radius, which is the radius where the density drops to $200\rho_{crit}$. The stellar mass is calculated inside $0.15r_{vir}$.

In Fig. 1, we show the face-on (top panel) and edgeon (bottom panel) stellar mass density projection of the galaxy. We can see that the galaxy presents a relatively thin disc with several spiral arms. On the edge-on view, we can note that the disc is flared to the outskirts.

In Fig. 2, we show the mass density projection of stars at z = 0 in age bins. Panels of the top show faceon views and panels on the bottom edge-on views. Each column corresponds to stars of (from left to right) 0, 4, 8 and 10 Gyr of age in a range of ± 0.5 Gyr. We can see that the younger stars live mainly in the midplane of the disc and the spiral arms of the galaxy. As we move to older stars, we can see that the region they occupy on the disc becomes more thicker around the midplane. For stars of 8 and 10 Gyr, we can see that they live near the center of the galaxy in a more triaxial region.

The main goal of this work is to understand the origin of these gradients. Studying the evolution of this galaxy, following stars and gas could bring us an important clue about galaxy formation. There are two main models to explain the settle of these gradients. The first is an inside-out scenario, i.e. the gas settles in a thin disc in the midplane of the galaxy and the stars born in this gaseous disc. As stars evolve, acquire velocity dispersion because of the secular evolution or external perturbations. Therefore, older stars live in a thicker structure, and younger stars, that did not have enough time to be disturbed, in a thin disc on the midplane of the galaxy.

The other model suggests the opposite idea: an outside-down scenario. This model proposes that the secular evolution plays a minor role on galaxy evolution. The gas, initially located on a thick disc, forms stars and these stars do not evolved so much during galaxy evolution keeping the progenitor gas properties. As the galaxy evolves, the gas becomes colder and set on a thinner disc forming new stars near the midplane galaxy.

These gradients on age are also accompanied by metallicity gradients. In Fig. 3 we show the average stellar age (top panel) and metallicity (bottom panel) distribution on the cylindrical coordinates R and z. In top panel, we can see the same trend that we see in Fig. 2. Younger stars locate near the midplane and at larger radii, while older ones concentrate at smaller radii and higher |z|. The color dashed lines correspond to the half-mass scale-height of stars of 4 Gyr (blue line), 8 Gyr (black line) and 10 Gyr (red line) taken in bins



Figure 2: Stellar mass density projections of stars at redshift z = 0 for stars of different ages. Face-on view on the *top panel* and edge-on view on the *bottom panel*. The different columns correspond to stars of 0, 4, 8 and 10 Gyr (± 0.5 Gyr). These density maps were generated using the package Py-SPHViewer (Benitez-Llambay, 2015) of Python.



Figure 3: Average stellar age (top panel) and metallicity (bottom panel) distribution of star particles at redshift z = 0 in the cylindrical coordinates R and z. The color dashed lines (on both panels) correspond to the half-mass scale-height of stars of different ages: 4 Gyr (blue line), 8 Gyr (black line) and 10 Gyr (red line). The stars of different ages are selected in bins of ± 0.5 Gyr.

of ± 0.5 Gyr. We see that the half-mass scale-height of stars is growing with radius getting higher at larger radii and it is even higher for older stars. This increase of the half-mass scale-height at the outskirts shows us that the disc is flared as we can see also on the edge-on view of Fig. 1.

In the bottom panel of Fig. 3, we can see that the most metallic stars have similar distribution of younger stars; they locate near the midplane of the disc for all radii. At a fixed R, stars become more metal poor as we move away of the midplane of the galaxy and correlate with older stars too.

4. Summary and conclusions

We analyze the new set of constrained hydrodynamical cosmological simulations: HESTIA. These simulations reproduce a Local Group-like pair of galaxies that live in an environment similar as our Local Group neighbourhood. We present preliminary results of the analysis of the most massive halo of one of these simulations. We see that the most massive halo is a Milky Way-like galaxy with prominent spiral arms and thin disc. Besides, it presents a noticeable flared disc. We find radial and vertical gradients on age metallicity distribution according with observations. Younger and more metalrich stars concentrate near the midplane of the galaxy having higher vertical scale at larger radii. Older and more metal-poor stars locate predominantly at smaller radii and at higher vertical scales. There are a segregation of stellar ages as we move away from the midplane of the galaxy.

In our future work, our goal is to study the behaviour of stars and gas at higher redshift to explain the origin of these gradients in *HESTIA* simulations. This study will be provide an extension of the work of Navarro et al. (2018).

References

- Benitez-Llambay A., 2015, py-sphviewer: Py-sphviewer v1.0.0
- Boeche C., et al., 2013, A&A, 559, A59
- Bovy J., et al., 2016, ApJ, 823, 30 $\,$
- Casagrande L., et al., 2016, MNRAS, 455, 987
- Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487
- Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Hayden M.R., et al., 2014, AJ, 147, 116
- Libeskind N.I., et al., 2020, MNRAS, 498, 2968
- Mikolaitis S., et al., 2014, A&A, 572, A33
- Navarro J.F., et al., 2018, MNRAS, 476, 3648
- Pakmor R., et al., 2016, MNRAS, 455, 1134
- Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A16
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791



Gas accretion onto the disc of a simulated Milky Way-mass galaxy

F.G. Iza^{1,2}, S.E. Nuza^{1,2} & C. Scannapieco²

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Física, FCEN-UBA, Argentina

Contact / fiza@iafe.uba.ar

Resumen / En el paradigma estándar de formación y evolución de galaxias, la componente bariónica de las galaxias se forma a partir del colapso y la condensación de gas dentro de halos de materia oscura, y posteriormente crece como resultado de la acreción continua de material gaseoso, tanto en forma difusa como en colisiones con otros sistemas. Luego de un período inicial donde el crecimiento del halo es rápido y violento, el gas se establece en una estructura soportada por rotación a partir de la cual se forma, posteriormente, el disco estelar. Las estrellas evolucionan y retornan gas químicamente enriquecido al medio interestelar, principalmente a través de explosiones de supernova tipo II. En la región del disco, la acreción cosmológica de gas junto con los flujos salientes producidos por las supernovas afectan las propiedades hidrodinámicas y estructurales del disco, produciendo flujos de gas tanto verticales como radiales. En este trabajo, utilizamos una simulación del proyecto Auriga, un conjunto de simulaciones cosmológicas magnetohidrodinámicas del tipo *zoom-in* para estudiar las dependencias temporal y radial de la acreción de gas hacia el disco galáctico en galaxias espirales. Investigamos también la evolución del disco, haciendo énfasis en el escenario *inside-out*, una de las hipótesis fundamentales de los modelos de evolución química de la Galaxia.

Abstract / In the standard paradigm of galaxy formation and evolution, the baryonic component of galaxies forms from the collapse and condensation of gas within dark matter haloes, and later grows from continuous accretion of gaseous mass, both in diffuse form and in mergers with other systems. After a first period of rapid and violent halo growth, the gas settles into a rotationally-supported structure, eventually giving rise to the formation of a stellar disc. Stars evolve and return chemically-processed gas and energy to the interstellar medium, mainly through Type II supernova explosions. In the disc region, the cosmological accretion of gas combines with the outflows resulting from supernovae, affecting the hydrodynamical and structural properties of the disc and producing gas flows in the vertical and radial directions. In this work, we use a simulation of the Auriga Project, a suite of magneto-hydrodynamical, zoom-in cosmological simulations of Milky Way-like galaxies, to study the temporal and radial dependencies of gas accretion onto the disc. We also investigate the disc evolution, focusing on the *inside-out* disc formation scenario, which is one of the fundamental hypotheses of chemical evolution models of the Galaxy.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: structure — methods: numerical

1. Introduction

The formation of structures in the Universe results from the amplification of small fluctuations in the primordial density field. This gives rise to a hierarchical clustering process in which mass accretion and mergers with smaller substructures drive the growth of galactic haloes. In particular, the accretion of gas is responsible of providing the fuel needed to build up the luminous component of galaxies and induces gas flows (Bilitewski & Schönrich, 2012) that might contribute to settle a chemical gradient in the disc. Moreover, gas accretion plays a key role in the fate of galaxies and their morphological evolution (Scannapieco et al., 2015).

On the other hand, chemical evolution models (CEMs) and cosmological simulations show that, in order to reproduce the properties of Milky Way-like galaxies, a sustained accretion of gas during –at least–the last 5 to 7 Gyr of galactic evolution is necessary (Kubryk et al., 2015; Nuza et al., 2014, 2019). CEMs also show

that the Galactic disc might preferentially form from the "inside-out", with the number of newly formed stars per unit time decreasing towards the disc outskirts (Larson, 1976; Chiappini et al., 2001).

Owing to the complexity of the physics involved in the process of galaxy formation and evolution, much recent effort has been devoted to produce high-resolution simulations which aim at describing the evolution of Milky Way-mass galaxies. Given that galaxies of similar mass show vastly different properties, it is also important to relate particular evolution histories to gas accretion processes and late-time morphology.

In this work, we compute gas flows onto the disc of a simulated galaxy from the Auriga Project (Grand et al., 2017), a set of zoom-in simulations performed using the magnetohydrodynamics (MHD) cosmological code AREPO (Springel, 2010). We study the temporal dependency of the total accretion onto the disc, calculating inflow, outflow and net accretion rates. In order



Figure 1: Gas surface density for the Au6 simulated galaxy at redshift z = 0. To guide the eye, white bars indicate a scale of 10 kpc. The colour map spans five orders of magnitude in projected density. *Top panel:* face-on view, *xy*-plane. *Bottom panel:* edge-on view, *xz*-plane.

to relate our analysis to the inside-out formation scenario, we also compute the radial dependency of gas accretion for the simulated galaxy.

This proceeding is organised as follows. In Sec. 2 we present the main characteristics of the AREPO code and give a brief description of the properties of the simulated galaxy at redshift zero, as well as the parameters adopted to follow the cosmological growth of the disc. In Sec. 3 we show the main results of this work: gas accretion as a function of time and radius. In Sec. 4 we summarise our findings.

2. The simulated galaxy

In this work, we analyse a simulated galaxy –labelled Au6– from the Auriga Project (Grand et al., 2017), a suite of 30 haloes simulated at high resolution using AREPO, an N-body MHD cosmological code (Springel, 2010). The Au6 galaxy has a well-formed galactic disc at z = 0 and its main structural properties are summarised as follows: $R_{200} = 213.83$ kpc (halo virial radius), $M_{200} = 104.39 \times 10^{10}$ M_{\odot} (halo virial mass), and $R_{opt} = 26$ kpc (optical radius).

We use a simple definition of the disc region at each time, using two parameters: a maximum disc radius R_d and a disc height h_d (with this definition, the disc extends from $-h_d/2$ to $+h_d/2$ in the z-direction). Fiducial values are $R_d = 30$ ckpc and $h_d = 2$ ckpc, where "c" stands for comoving. Note that we use comoving coordinates to better follow the growth of the galaxy and, in particular, the disc. In order to perform our analysis related to the radial dependence of accretion, we divide



Figure 2: Accretion rate of gas as a function of time for the Au6 simulated galaxy. In both panels the red curves indicate *net* accretion rate, calculated subtracting the outflows (blue curve in the bottom panel) from the inflows (blue curve in the top panel). Note that the *net* rate can be either positive (inflow-dominated) or negative (outflow-dominated). Top panel: The blue curve shows the inflow rate and the red curve indicates inflow-dominated times of the *net* accretion rate. For reference, we also show the star formation rate in the disc region as a function of time (green line). Bottom panel: The blue curve shows the outflow rate and the red curve indicates outflow-dominated times of the *net* accretion rate.

the disc into 30 radial, 1 ckpc-wide bins. Face-on and edge-on gaseous surface density maps for Au6 at z = 0 are shown in Fig. 1.

3. Results

3.1. Gas accretion as a function of time

Fig. 2 shows the gas accretion rates for Au6 as a function of time, along with the star formation rate in the disc region. In this plot, all curves indicate *total* accretion (i.e. disc-integrated). Blue curves show accretion rates for infall (top panel) and outflow (bottom panel) separately, which we assume to be indicated by positive and negative accretion rates, respectively. The inflow and outflow rates have a similar time evolution, characterized by a rapid increase (in absolute values) during approximately the first 4 Gyr of evolution followed by a maximum accretion value at $t \sim 8$ Gyr, and a subsequent exponential-like decay until the present time.

The *net* accretion rate (infall minus outflow) follows the general trend found for inflows and outflows, being



Figure 3: Accretion rates of gas as a function of comoving radius for the Au6 simulated galaxy. Each line represents the mean behaviour in a specific time interval of the galactic evolution. *Left panel:* Inflow rates. *Central panel:* outflow rates, with a minus sign for a better comparison. *Right panel:* Net accretion rates.

in general positive: this indicates that for most of the evolution the accretion is dominated by infall. The values obtained for the accretion rates onto the disc, with a maximum of the order of $10^2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, are similar to previous results for other MW-mass galaxies (e.g. Nuza et al., 2019). It is important to note, however, that approximately 15 - 25% of the points are negative, indicating that outflows might also be significant.

3.2. Gas accretion as a function of radius

We also study the gas accretion rates as a function of radius, in order to test the usual assumption of CEMs regarding the inside-out disc formation scenario.

As mentioned above, in order to quantify the accretion as a function of radius, we divide the galactic disc in 1 ckpc-wide rings up to the maximum disc radius, and analyse the mean behaviour of the accretion rates in 6 time intervals that cover the entire evolution of the galaxy.

Fig. 3 shows the gas accretion rates as a function of comoving radius for Au6. We show trends for inflows (left), outflows (centre, shown with negative sign) and net accretion (right) separately. Each coloured line represents the mean values in a given time period of the evolution, as indicated. This figure shows a general agreement with the inside-out disc formation scenario: at early times, accretion rates (both inflows/outflows and net) are higher for small radii while, at later times, the trend is reversed with higher accretion values for larger radii. This is more clearly seen in the left panel (inflow rate), and for radii below 20-25 ckpc. We stress, however, that this type of growth is not general to all galaxies and, ultimately, it is related to their particular merger and gas accretion history.

4. Summary

In this work, we presented an analysis of gas accretion onto the disc of a simulated galaxy from the Auriga Project. Our goal was to quantify accretion both as a function of time and galactic radius, in the disc region. We found that inflows, outflows and net gas accretion rates follow a similar trend, with an early period when accretion rates rise abruptly before reaching their maximum values, and a second period characterised by a smooth decay until the present time.

In particular, gas inflow rates, which are particularly important in CEMs, show a similar trend to those found in previous works (e.g. Nuza et al., 2019), with a maximum value of the order of $10^2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ at $t \sim 8$ Gyr of evolution. Regarding the accretion rates as a function of radius, we found that the general behaviour follows that of the inside-out formation scenario: at early times, accretion levels are higher at small radii but at later times this trend is reversed and higher accretion levels occur at larger radii.

Our findings show that the usual assumptions of CEMs for the evolution of the Galaxy, in terms of an exponential behaviour for the time evolution, and an inside-out formation scenario, are consistent with galaxies formed in a cosmological context. However, it is important to test these assumptions on a large number of Milky Way-mass galaxies, in order to estimate possible variations originated in differences in the formation and merger histories.

Acknowledgements: The authors acknowledge support by the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (AN-PCyT, PICT-201-0667).

References

Bilitewski T., Schönrich R., 2012, MNRAS, 426, 2266

- Chiappini C., Matteucci F., Romano D., 2001, ApJ, 554, 1044
- Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Kubryk M., Prantzos N., Athanassoula E., 2015, A&A, 580, A127
- Larson R.B., 1976, MNRAS, 176, 31
- Nuza S.E., et al., 2014, MNRAS, 441, 2593
- Nuza S.E., et al., 2019, MNRAS, 482, 3089
- Scannapieco C., et al., 2015, A&A, 577, A3
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791

A model for star formation in cosmological simulations of galaxy formation

E. Lozano¹, C. Scannapieco¹ & S.E. Nuza^{2,1}

¹ Departamento de Física, FCEN-UBA, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / lozano.ez@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos un nuevo modelo para describir el proceso de formación estelar en galaxias, el cual incluye la descripción de las diferentes fases del gas – molecular, atómica e ionizada – en conjunto con su contenido metálico. Este modelo, que será acoplado a simulaciones cosmológicas de la formación de galaxias, será utilizado para investigar la relación entre la tasa de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés) y la formación de hidrógeno molecular. El modelo sigue la evolución temporal de las tres fases en una nube de gas y estima la cantidad de masa estelar formada, a través de la resolución de un sistema de cinco ecuaciones diferenciales acopladas. Según lo esperado, encontramos una correlación fuerte y positiva entre la fracción molecular y la densidad de gas inicial, la cual se manifiesta en una correlación positiva entre la densidad de gas inicial y la SFR de la nube.

Abstract / We present a new model to describe the star formation process in galaxies, which includes the description of the different gas phases – molecular, atomic, and ionized – together with its metal content. The model, which will be coupled to cosmological simulations of galaxy formation, will be used to investigate the relation between the star formation rate (SFR) and the formation of molecular hydrogen. The model follows the time evolution of the molecular, atomic and ionized phases in a gas cloud and estimates the amount of stellar mass formed, by solving a set of five coupled differential equations. As expected, we find a positive, strong correlation between the molecular fraction and the initial gas density, which manifests in a positive correlation between the initial gas density and the SFR of the cloud.

Keywords / galaxies: star formation — galaxies: evolution — methods: numerical

1. Introduction

Star formation rate (SFR) is one of the most fundamental properties of galaxies. In a cosmological context, the SFR is the result of a complex network of processes that act together during a galaxy's lifetime, such as gas cooling, star formation, chemical enrichment and feedback from supernovae and galactic nuclei. Furthermore, the amount and properties of the gas from where stars form are strongly affected by mergers, interactions and mass accretion. Theoretical and observational studies show that the most important factor determining the star formation rate of a gas cloud is its density, although the details of this process are not yet fully understood.

Galaxy formation in the context of the standard cosmological paradigm, the Λ cold dark matter model (Λ CDM) is an extremely complex, highly non-linear process that is free from any simplifying symmetries. Numerical simulations are the methods best suited to study this process on a physical basis, since they can follow the joint evolution of dark matter and baryons, naturally capturing processes such as mergers and mass accretion. However, large uncertainties still exist in the treatment of the baryonic evolution, as the physical processes affecting this component – star formation, various forms of feedback, chemical enrichment – act at unresolved scales and are only introduced via subgrid physics. These models then need to tune a number of free input parameters that are usually not independent from each other, making the predictions of different models sometimes inconsistent (Scannapieco et al., 2012).

Because of its central role in galaxy formation, it is extremely important for simulations to properly describe the star formation process at the resolved scales, together with the associated feedback and chemical enrichment processes, and investigate in more detail the assumed sub-grid models and their dependencies with the properties of the interstellar gas. In this work, we present a new model of star formation, which describes the star formation rate of a gas cloud considering its chemical abundance and the relative abundance of the atomic, molecular and ionized gas phases. This new model is designed to be coupled to our cosmological simulation code GADGET3 (Springel et al., 2008) and the extensions of Scannapieco et al. (2005, 2006) and Poulhazan et al. (2018). This model has already been applied to chemical evolution models - simplified semianalytic models of the formation of an isolated galaxy to study the properties of the Milky Way and chemical gradients (Mollá et al., 2017, 2018).

This work is organized as follows. In Sec. 2 we describe our new model; in Sec. 3 we discuss the first results of the model and in Sec. 4 we present the conclusions.

2. The star formation model

The new star formation model is based on the work of Ascasibar et al. (2015) (see also Mollá et al. (2017); Murante et al. (2010); Millán-Irigoyen et al. (2020)), and is designed to follow the time evolution of various phases – molecular, atomic and ionized – in a gas cloud, also considering its metal content. In the context of our simulations, this model can be used to better describe the star formation process and investigate its efficiency as a function of the amount of gas in the molecular and atomic phases. The model is intended as a replacement of the traditional prescription for the star formation rate used in galaxy formation simulations (Katz, 1992):

$$\psi(t) = \epsilon_{\rm ff} \, \frac{\rho}{t_{\rm ff}} \,, \tag{1}$$

where $\epsilon_{\rm ff}$ is the efficiency of star formation and $t_{\rm ff}$ is the free fall time of the gas. In this way, $\psi(t)$ is only a function of the total gas density, ρ , and does not depend explicitly on the molecular or atomic fractions.

Our new model follows the coupled evolution of the different gas phases, ionized (i), atomic (a) and molecular (m) mass densities, together with the stars (s) and metals (z), solving a system of 5 coupled differential equations, namely:

$$\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{i(t)}{\tau_R} + (\eta_{\mathrm{ion}} + R)\,\psi(t)\,,\tag{2}$$

$$\frac{\mathrm{d}a(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{a(t)}{\tau_C} + \frac{i(t)}{\tau_R} + (\eta_{\mathrm{diss}} - \eta_{\mathrm{ion}})\psi(t), \quad (3)$$

$$\frac{\mathrm{d}m(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{a(t)}{\tau_C} - \left(\eta_{\mathrm{diss}} + 1\right)\psi(t)\,,\tag{4}$$

$$\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t} = (1-R)\,\psi(t)\,,\tag{5}$$

$$\frac{\mathrm{d}z(t)}{\mathrm{d}t} = (Z_{\mathrm{SN}} R - Z) \psi(t) \,. \tag{6}$$

These equations model the physical processes leading to a mass exchange between the different phases: photoionization of atomic hydrogen and supernovae – with assumed efficiencies per unit of star formation rate $\eta_{\rm ion}$ and R, respectively; recombination of ionized hydrogen with electrons – characterized by a time τ_R -; dissociation of molecular hydrogen – with an efficiency per unit of star formation rate $\eta_{\rm diss}$ -; and condensation of atomic hydrogen – catalyzed by dust grains (Millán-Irigoven et al., 2020) and regulated by the time parameter τ_C . In our model, stars form from the molecular and metal components – proportionally to Z = z/(i + a + m), the fractional amount of metals –, with a typical timescale τ_S , and later feed metals and ionized gas to the interstellar medium (ISM) at their death as supernovae. This process is characterized by two parameters, $Z_{\rm SN}$ for metal enrichment and R for the ionized gas. The processes leading to mass exchange between the different phases are schematized in Fig. 1.

The model has several input parameters; however, most of them are constants that are well constrained



Figure 1: Physical processes relating the different phases. Arrows going inward indicate that the named process increases the amount of the corresponding phase, and vice versa for arrows going outward.

empirically or theoretically that we take from the literature. There are two parameters, τ_R and τ_C , which do depend on the properties of the gas, and this dependency is considered in our model following Osterbrock & Ferland (2006) and Millán-Irigoyen et al. (2020).

By solving our system of coupled equations, we obtain m(t), the amount of gas in the molecular phase as a function of time and, based on the strong observational correlation between molecular hydrogen and star formation (Bigiel et al., 2008; Wong & Leo Blitz, 2002), we assume a star formation rate of

$$\psi(t) = \frac{m(t)}{\tau_S},\tag{7}$$

for the gas cloud, which replaces the one given in Eq. 1. In this way, we have a new star formation law that couples the star formation rate and the molecular fraction.

3. Results

As a first test of our model, we investigate the evolution of the different gas phases of a gas cloud in an idealized scenario. For this purpose, we integrated the system of equations for a single cloud of a given density, assuming initial parameters for the atomic, molecular and ionized gas fractions, and for the stellar and metal fractions. The system was evolved for a period of 1 Gyr and for three different values of the initial gas density, $n = 1, 10, 100 \text{ cm}^{-3}$. We used, in particular, the following initial conditions: $i_f(t_0) = 0.001, a_f(t_0) =$ $0.998, m_f(t_0) = 0.001, s_f(t_0) = 0 \text{ and } z_f(t_0) = 0.0001$ where the subscript f indicates the use of fractional quantities with respect to the total amount of gas, g = i + a + m. As mentioned above, i, a and m are respectively the mass densities of ionized, atomic and molecular gas. Note that $g \equiv n$, given that n is the number density of protons, so it can be readily transformed into mass density units.

The results for the atomic, molecular and star fractions are shown in Fig. 2. We find a positive correlation between the initial density and the final fraction of molecular gas. For the highest density considered, the



Figure 2: Evolution of atomic, molecular and stellar fractions, with respect to total gas, for three different values of initial total gas number density. *Top panel:* Evolution of the atomic gas fraction. *Middle panel:* Evolution of the molecular gas fraction. *Bottom panel:* Evolution of the stellar fraction.

conversion of atomic to molecular gas is very efficient. For the other two densities, the atomic fraction is approximately constant, and the molecular phase cannot be replenished. These trends explain the behavior of the star fraction, which is higher for the highest density. After 1 Gyr of evolution, the star fraction differs by an order of magnitude between each of the initial gas densities used.

We note that, although the amount of stellar mass formed from a gas cloud depends primarily on the total density, other initial values might also have a significant impact on the evolution of the molecular and stellar fractions. In particular, we have observed that the initial metallicity has a big impact on the ionized to molecular conversion efficiency, and consequently in the final star fraction. The higher the initial metallicity, the more stars form after a given period of time, maintaining the tendency already observed with the initial gas density.

4. Conclusions

We presented a new model to describe the star formation rate of a gas cloud, which considers the evolution of the atomic, molecular and ionized fraction of gas, providing an estimation of the stellar mass expected to form as a function of time. The model is specifically designed to be coupled to hydrodynamical simulations of galaxy formation in a cosmological context.

We tested our model on simplified scenarios, by applying it to the evolution of clouds with different initial properties. In particular, we studied the dependency of the molecular, atomic and stellar fractions of a gas cloud, composed at the initial time almost entirely by atomic material, assuming three different values for the total initial density. Our results showed a strong dependence of the amount of stellar mass formed in the cloud and the initial density, which follows the trends found for the atomic and molecular phases.

Our model has already been applied in simulations of the formation of a Milky Way-mass galaxy – both in an idealized scenario and in cosmological context. Compared to the standard model (Eq. 1), we find that coupling the star formation efficiency to the amount of molecular gas produces galaxies with lower stellar masses and with retarded star formation rates (Lozano et al., in preparation).

Acknowledgements: The authors acknowledge support by the Agencia Nacional Científica y Tecnológica (ANPyCT), PICT-201-0667.

References

- Ascasibar Y., et al., 2015, MNRAS, 448, 2126
- Bigiel F., et al., 2008, AJ, 136, 2846
- Katz N., 1992, ApJ, 391, 502
- Millán-Irigoyen I., Mollá M., Ascasibar Y., 2020, MNRAS, 494, 146
- Mollá M., et al., 2017, MNRAS, 468, 305
- Mollá M., et al., 2018, MNRAS, 482, 3071
- Murante G., et al., 2010, MNRAS, 405, 1491
- Osterbrock D., Ferland G., 2006, Astrophysics Of Gas Nebu-
- lae and Active Galactic Nuclei, University Science Books Poulhazan P.A., Scannapieco C., Creasey P., 2018, MNRAS,
- 480, 4817
- Scannapieco C., et al., 2005, MNRAS, 364, 552
- Scannapieco C., et al., 2006, MNRAS, 371, 1125 Scannapieco C., et al., 2012, MNRAS, 423, 1726
- Springel V., et al., 2008, MNRAS, 391, 1685
- Wong T., Leo Blitz L., 2002, ApJ, 569, 157

Chemical abundance patterns in Local Group galaxies within cosmological simulations

L. Biaus¹, C. Scannapieco¹ & S.E. Nuza^{2, 1}

¹ Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina
 ² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / lbiaus@df.uba.ar

Resumen / En el contexto del modelo cosmológico de concordancia, la formación de estructura en el universo es el resultado de la amplificación, por efectos gravitatorios, de pequeñas perturbaciones en el campo de densidad primigenio. Esto resulta en la formación de estructuras conocidas como halos de materia oscura, donde el gas colapsa y forma estrellas, dando lugar a galaxias. Las simulaciones numéricas son una herramienta importante en el estudio teórico de la formación y evolución de galaxias. En este trabajo describimos la implementación de un modelo de enriquecimiento químico en simulaciones cosmológicas del Grupo Local de última generación. Éstas incluyen modelos de subgrilla para los procesos físicos más relevantes. Analizamos la evolución química y morfológica de dos galaxias con masas viriales similares a nuestra Vía Láctea. Para cada una de las componentes estelares (disco, bulbo y halo), establecemos conexiones entre su historia de formación y su evolución química. Encontramos que el enriquecimiento de elementos α (O, Mg, Si) ocurre en etapas tempranas de la evolución, pues sus principales productoras son estrellas de vida corta que devienen en explosiones de supernova tipo II. Hay también una contaminación gradual del resto de los elementos a medida que ocurren supernovas de tipo Ia y vientos de estrellas en la fase asintótica gigante.

Abstract / In the context of the concordance cosmology, structure formation in the universe is the result of the amplification, by gravitational effects, of small perturbations in the primeval density field. This results in the formation of structures known as dark matter haloes, where gas collapses and forms stars, giving birth to galaxies. Numerical simulations are an important tool in the theoretical study of galaxy formation and evolution. In the present work, we describe the implementation of a chemical enrichment model in a state-of-the-art cosmological simulation of the Local Group. The simulation includes sub-grid models for the most relevant physical processes. We analyze the chemical and morphological evolution of two galaxies with virial masses similar to that of our Milky Way. For each of the stellar components (disc, bulge and halo), we establish links between their formation history and their chemical evolution. We find that α -element (O, Mg, Si) enrichment happens at early stages of evolution, as their main producers are short-lived stars which end their lives as type II supernova explosions. There is also a gradual contamination with the rest of the elements as type Ia supernovae and winds of stars in the asymptotic giant branch occur.

Keywords / galaxies: structure — galaxies: abundances — methods: numerical

1. Introduction

Within the current cosmological paradigm, structure formation occurs in a hierarchical fashion, with smaller systems merging together to form bigger ones. In this context, numerical simulations are an important tool in the study of galaxy formation, as they can follow the joint evolution of dark matter and baryons in a consistent way, naturally capturing processes such as mass accretion and mergers.

During the last years, the possibility of obtaining detailed information on the chemical properties of stars in the Milky Way, as well as in external galaxies, opened up an important area in studies of galaxy formation. Chemical elements are synthesized in stellar interiors and ejected into the interstellar medium (ISM) in supernova explosions and stellar winds. As stars form, they inherit the metallicity of the ISM at that time: by analysing the chemical abundances of stars of different age we can reconstruct the formation history of a galaxy. On the other hand, by looking at the gaseous abundances of galaxies at different times, we can infer the properties of the ISM and understand the effects of the physical processes acting at a given cosmic time.

In this work, we study the chemical properties of a Milky Way-mass galaxy, using a simulation of the Local Group which is part of the CLUES project. We study the abundances of various chemical elements at the present time, as well as the chemical patterns of the different stellar components – disc, bulge and stellar halo. This conference proceeding abridged paper is organized as follows. In Sec. 2 we describe the simulation, in Sec. 3 we present our results and in Sec. 4 we give our conclusions.

2. The simulation

In this project, we used a simulation of the Local Group that uses initial conditions of the CLUES project (e.g.



Figure 1: Left panel: density projection of the gas. Right panel: density projection of the stars. Both correspond to the simulated Local Group, for z = 0.



Figure 2: Distribution of star particles in the $r-\varepsilon$ plane. The white line shows the circularity distribution added up for all radii. The two distinct peaks correspond to the stellar bulge (centred at $\varepsilon \sim 0$) and the stellar disc (centred at $\varepsilon \sim 1$).

3. Results

sized galaxies form. The galaxies are referred to as G1 and G2 and are, at z = 0, separated by a distance of ~ 1 Mpc (see Fig. 1). The simulation was run using the state-of-the-art code GADGET 3 (Springel et al., 2008) and the chem-

Scannapieco et al. 2015). The simulation describes the formation of the Local Group, where two Milky Way-

code GADGET 3 (Springel et al., 2008) and the chemical enrichment model of Poulhazan et al. (2018). The relevant physical processes which act below the resolution of the simulations are implemented as sub-grid models, namely: star formation, metallicity-dependent gas cooling, supernovae explosions, stellar winds from giant stars and their associated chemical enrichment. The gas' hydrodynamical equations are solved using the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) technique.

We take into account 3 types of chemical enrichment events: type II and type Ia supernovae (SNe II and SNe Ia respectively), and winds from stars in the Asymptotic Giant Branch (AGB winds). These are all implemented through discrete enrichment events, as follows:

- SNe II take place shortly after a stellar population's birth ($\tau \sim 10^6$ yr), with lifetimes depending slightly on metallicity (Portinari et al., 1998). Stars with $M_* \geq 8 \, \mathrm{M}_{\odot}$ are considered SNe II progenitors. All
- in a star particle are considered to occur simultaneously at the average lifetime of the population.
- SNe Ia occur once per star particle at a time stochastically determined by a bimodal delayed time distribution (Mannucci et al., 2006).
- AGB winds gradual enrichment is modelled by 3 discrete events occuring at 10^{-1} , 1 and 10 Gyr since the star particle's birth. In these events, stars in the $0.8 7 M_{\odot}$ mass range expel 25%, 55% and 20% of their total mass, respectively.

The yields implemented are mass and metallicity dependant for AGB winds (Marigo, 2001) and SNe II (Portinari et al., 1998), while for SNe Ia fixed yields for each element were considered (Thielemann et al., 2003). For more details about the chemical enrichment model we refer the reader to Poulhazan et al. (2018).

SNe II events also provide an energetic feedback in the form of 10^{51} ergs distributed among nearby gas particles. In order to identify the different stellar components of the simulated galaxies, we classify stars according to their circularity ε , which is defined as the ratio between its circular momentum in the z-direction and the one corresponding to a circular orbit at that radius $(\varepsilon = \frac{j_z}{j_{circ}})$, where $j_{circ} = r \cdot \sqrt{GM(r)/r}$, M(r) being the enclosed mass up to a certain radius r). Note that, in this work, we only show the chemical properties of G1, although results are similar for G2.

In Fig. 2 we show the radius-circularity distribution for G1. It can be seen that the bulge dominates the central part of the galaxy ($\varepsilon \sim 0$ at r < 3 kpc) while the disc dominates the outer region up to $r \sim 10$ kpc ($\varepsilon \sim 1$). We consider stars with $\varepsilon > 0.5$ to be part of the stellar disc. The remaining ones are considered to be part of the bulge for r < 10 kpc and part of the stellar halo for r > 10 kpc.

We find that there are clear differences in the chemical abundances of the three stellar components. This can be seen in Fig. 3, where we show the distribution of [Fe/H], [C/Fe] and [Si/Fe]. Note that the main source of Fe are SNe Ia, while AGB winds and SNe II are the main contributors of C and Si, respectively.

From the [Fe/H] distribution we can infer that the stellar halo is the component with the lowest Fe enrichment: this results from the fact that the stellar halo is composed of the oldest stars, and has a high contribution of stars formed in smaller systems with lower iron levels. The stellar halo also has low C levels, as stars did not have time to be enriched with AGB winds, and is α -enriched, due to fast enrichment with SNe II. On the other hand, the disc and the bulge have higher [Fe/H] levels, the former having the highest C enrichment among all stellar components (C is mainly produced by AGB winds, so as the disc forms gradually and at long timescales, it can be enriched via AGB winds). Finally, the bulge has intermediate C abundances, this component has a large contribution of old and intermediate age stars.

Note that, in these plots, the red dotted lines indicate the relative abundance levels corresponding to first generation SNe II yields, so stars nearing this value can



Figure 3: Upper left panel: relative abundance distributions for [Fe/H] for the three stellar components. Middle and lower right panels: [C/Fe] and [Si/Fe] distributions, respectively. Middle and lower left panels: distributions in the [Fe/H]-[C/Fe] and [Fe/H]-[Si/Fe] planes, respectively. The red dotted lines mark the relative abundance level of yields corresponding to first generation SNe II, while the yellow one shows the level associated to SNe Ia events.

be interpreted as being formed from gas that was only contaminated early on (as the metallicity dependance of the SNe II yields changes the relative abundances of the ejecta for subsequent stellar generations).

The plot also shows the Si abundances, that we use as a representative of the α -elements, which are mainly produced by SNe II. The [Si/Fe] distribution is dominated by the first generation SNe II yield relative abundance level and, as the gradual Fe contribution from SNe Ia takes place, [Si/Fe] levels decline to reach their minimum at the yellow-dotted line, which indicates the relative abundance level corresponding to SNe Ia yields. The broader appearance of the disc [Si/Fe] distribution is once again consistent with younger stars being in the disc, formed from gas which has received more SNe Ia enrichment. The stellar halo [Si/Fe] displays a peak towards the yellow dotted line, which indicates stars that have formed from gas particles which *only* received SNe Ia feedback. Finally, the bulge shows an intermediate level of enrichment with α -elements.

As explained above, the abundances for the different components are partly the result of the different typical ages of their stars. In Fig. 4 we show the stellar distributions in the age-[C/Fe] and the age-[Si/Fe] planes (the age of a star particle is the time elapsed from it's creation to z = 0). This figure confirms that the disc is the component with the youngest stars, the halo has a mostly old stellar population, and the bulge is mainly old but has also contribution of intermediate age stars. From this plot we see that the [C/Fe] peak in the halo distribution shown in Fig. 3 does correspond to very old stars. It is also evident that the oldest stars show the relative abundance levels corresponding to first generation SNe II, and that the gradual contribution of AGB winds is evidenced in the growth of [C/Fe] levels for younger stars. The same is true for the decline of [Si/Fe] levels



Figure 4: *Left panels:* distribution of stars from the three stellar components in the age-[C/Fe] plane. *Right panels:* distributions in the age-[Si/Fe] plane.

owing to Fe enrichment from SNe Ia. **4. Conclusions**

We studied the chemical abundance patterns of two Milky Way-sized galaxies in a Local Group simulation, and investigated their relation to the formation history. Both galaxies have 3 well-defined stellar components: the disc, the bulge and the stellar halo. We find that α -element enrichment occurs early on, due to the fact that SNe II progenitors are short-lived, while Fe and C enrichment is given in a more gradual fashion, in accordance with the longer time scales of SNe Ia and AGB wind events. This explains the different chemical patterns observed in the disc – containing the youngest stars —, the bulge and the stellar halo – both of which contain mostly old stars.

Acknowledgements: The authors acknowledge support by the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (AN-PCyT, PICT-201-0667).

References

- Mannucci F., Della Valle M., Panagia N., 2006, MNRAS, 370, 773
- Marigo P., 2001, A&A, 370, 194
- Portinari L., Chiosi C., Bressan A., 1998, A&A, 334, 505
- Poulhazan A.P., Scannapieco C., Creasey P., 2018, MNRAS, 480, 4817
- Scannapieco C., et al., 2015, A&A, 577, A3
- Springel V., et al., 2008, MNRAS, 391, 1685
- Thielemann F.K., et al., 2003, W. Hillebrandt, B. Leibundgut (Eds.), From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae, 331–343, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg

Galaxias de bajo brillo superficial: Desafiando límites

A.V. Smith Castelli^{1,2}

¹ Insituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / asmith@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A pesar del avance en la instrumentación astronómica de las últimas décadas, las galaxias de bajo brillo superficial (LSB, por sus siglas en inglés; $\mu_{0g} \gtrsim 24 \text{ mag seg}^{-2}$) representan aún un desafío para la astronomía actual. Originalmente identificadas en el Grupo Local, las denominadas "enanas esferoidales" (dSph, por sus siglas en inglés) constituyen el prototipo de galaxia LSB en el extremo de baja masa, y su detección fuera del Grupo Local se inicia a mediados de los años 80 en el cúmulo de Virgo. Por su parte, la galaxia Malin 1, descubierta a fines de los años 80, representa un ejemplo extraordinario de galaxia gigante de este tipo. Los estudios de galaxias LSB dentro y fuera del Grupo Local se han incrementado en la última década, gracias a la puesta en marcha de relevamientos de grandes áreas del cielo y del acceso a telescopios de 8–10 mts de diámetro. El creciente interés en su detección proviene del hecho de que su estudio establece condiciones de contorno para los modelos de formación y evolución de galaxias. En este informe me propongo repasar las propiedades más relevantes de las galaxias LSB, así como también mostrar el desafío que, aún hoy en día, representa la caracterización de estos objetos. Asimismo, presentaré resultados del estudio de galaxias LSB obtenidos por el grupo de investigación en "Sistemas Estelares Extragalácticos y su Contexto Cosmológico" (IALP-FCAG) del cual actualmente soy miembro.

Abstract / Despite the advance in astronomical instrumentation during the last decades, the study of low surface brightness (LSB; $\mu_{0g} \gtrsim 24$ mag arcsec⁻²) galaxies still represents a challenge. In the low-mass regime, the Dwarf Spheroidal (dSph) galaxies of the Local Group (LG) are considered the prototype of this kind of objects and their discovery beyond the LG starts at mid 80's in the Virgo cluster. The galaxy Malin I, discovered in the late 80's, is an example of a giant galaxy of this type. Studies of LSB galaxies in and outside the LG have significantly increased in the last decade, thanks to the development of surveys covering large areas of the sky and to the access of 8-m class telescopes. The interest in these galaxies arises because they impose strong constraints to the models of galaxy formation and evolution. In this report I will review the main properties of LSB galaxies and will show the challenge that their characterization still represents nowadays. In addition, I will present results from studies of this type of galaxies performed by members of the research group on "Extragalactic Stellar Systems and their Cosmological Context" (IALP-FCAG).

Keywords / methods: observational — galaxies: general

1. Galaxias de bajo brillo superficial en el Grupo Local

Las galaxias de bajo brillo superficial (LSB, por sus siglas en inglés) de baja masa fueron originalmente identificadas en el Grupo Local (GL), y recibieron el nombre de galaxias enanas esferoidales (de aquí en más, dSph, por sus siglas en inglés). Una cantidad significativa de estas galaxias ($\sim 60\%$) son satélites de la Vía Láctea o de Andrómeda (McConnachie, 2012). Debido a su bajo brillo superficial (esto es, a su bajo brillo por unidad de área) se dificulta su identificación. Sin embargo, a lo largo de los años se han detectando nuevos integrantes del GL gracias a observaciones con grandes telescopios y a la realización de grandes relevamientos estelares o de grandes áreas del cielo con telescopios de pequeña envergadura (ver, por ejemplo, Torrealba et al., 2019). Como ejemplo, en la Fig. 1 se muestran dos de las primeras dSphs identificadas en el GL: NGC 147 y Fornax.

Las galaxias dSph presentan bajas luminosidades, comprendidas en el rango $-14 \lesssim M_V \lesssim -2$ mag (Mc-Connachie, 2012). No muestran formación estelar y pre-

sencia de gas en forma evidente, lo cual dificulta su detección, y su principal característica es la de presentar brillos superficiales centrales extremadamente bajos $(\mu_{0V} > 24 \text{ mag seg}^{-2}; \text{ McConnachie 2012}).$

Debido a su apariencia y luminosidades similares (ver, por ejemplo, la Fig. 3 de Martin et al., 2015 o Laevens et al. 2015), inicialmente las galaxias dSph fueron consideradas como cúmulos globulares (CGs) extendidos $(r_{\rm eff} \sim 100-1\,000 \text{ pc}, \text{ en contraposición a los} \sim 10 \text{ pc}$ típicos observados en los CGs; ver, por ejemplo, la Fig. 6 de McConnachie, 2012, y referencias allí mencionadas). Incluso, algunas galaxias dSph ultra-débiles presentan, a su vez, poblaciones estelares constitutivas semejantes a las observadas en CGs galácticos (ver, por ejemplo, Brown et al., 2014). Sin embargo, el estudio de las dispersiones de velocidades de las galaxias dSph ($\sigma \sim 2$ - 10 km s^{-1} ; Collins et al., 2014) mostraron que, a diferencia de lo que sucede con los CGs, ellas presentarían un significativo contenido de materia oscura, cubriendo un rango de relaciones masa-luminosidad (M/L) de entre 10 y 1000 (Collins et al., 2013). Esto convertiría a estas galaxias en los objetos con mayor contenido de



Figura 1: Dos de las primeras galaxias dSph identificadas en el Grupo Local (GL): NGC 147 (panel izquierdo) y Fornax (panel derecho). Créditos: Two Micron All Sky Survey (2MASS) y ESO/Digitized Sky Survey 2.

materia oscura hasta ahora conocidos en el Universo. A modo ilustrativo, en la Fig. 2 se muestran tres de los CGs identificados en la galaxia dSph Fornax. Se puede apreciar que si bien Fornax 3 presenta una morfología esférica típica de un CG, Fornax 1 y Fornax 2 muestran apariencias similares a galaxias dSph.

En particular, el GL presenta una masa de $2.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ (Peñarrubia et al., 2014), y en él se han identificado, hasta el momento, aproximadamente 100 galaxias con masas menores a la Nube Menor de Magallanes dentro de un radio de 1 Mpc (Cole, 2019, y referencias allí mencionadas). A excepción de la Vía Láctea, Andrómeda y M33, el resto de las galaxias del GL son galaxias de masa intermedia y baja, y aproximadamente un 60% de ellas está catalogado como galaxias dSph (ver, por ejemplo, McConnachie, 2012). Un aspecto interesante referido al GL es que se ha encontrado que los satélites de la Vía Láctea y Andrómeda se distribuyen en torno a sus galaxias dominantes definiendo diferentes planos orbitales (Pawlowski et al., 2013).

2. Galaxias LSB fuera del Grupo Local

Fuera del GL, la primera detección de galaxias LSB se realiza gracias a la construcción de un Atlas fotográfico de galaxias enanas en el cúmulo de Virgo (Sandage & Binggeli, 1984). El límite en brillo de dicho Atlas es $M_B = -14$ mag, lo cual permitió incluir galaxias tan débiles como Sextante A y B del GL. Pero lo más llamativo de este Atlas es que se detecta un nuevo tipo de galaxia de gran tamaño (diámetro ~ 10 kpc) con bajo brillo superficial central ($\mu_{0B} > 25$ mag seg⁻²), que muestra tanto morfologías de tipo temprano (dE) como tardío (Im), y que, hasta ese momento, no había sido detectado en el Universo Local.

Un ejemplo extraordinario de galaxia LSB gigante lo constituye Malin 1 (Fig. 3), descubierta por accidente en 1987 por Bothun et al. (1987). Esta galaxia se encuentra ubicada a z = 0.083 y es extremadamente rica en HI ($M_{\rm HI} = 1.0 \times 10^{11} {\rm M}_{\odot}$). Por otra parte, exhibe un disco extenso con una longitud de escala de 45" y $\mu_{0V} = 25.5 {\rm mag seg}^{-2}$. En general, las galaxias de este tipo se ubican en medios de baja densidad y se argumenta que el gran tamaño del disco es el resultado de que ellas han nacido y evolucionado en esos medios, pero



Figura 2: *Paneles Superiores:* Tres de los cúmulos globulares (CGs) identificados en la galaxia dSph Fornax. De izquierda a derecha, se presentan Fornax 1, Fornax 2 y Fornax 3. Si bien Fornax 3 despliega una morfología esférica y compacta, típica de un CG, Fornax 1 y Fornax 2 presentan morfologías difusas y extendidas, similares a las mostradas por las galaxias dSph. *Panel Inferior:* Imagen de la galaxia dSph Fornax mostrando la posición y tamaños relativos de sus CGs. Créditos: NASA, ESA, S. Larsen (Radboud University, the Netherlands) y ESO/Digitized Sky Survey 2

contando a su vez con un reservorio rico en gas (como ser un filamento cósmico) que ha ayudado a preservar el disco gigante (ver, por ejemplo, Saburova et al., 2019).

Desde ese entonces, se han detectado nuevas galaxias LSB, pero hace aproximadamente 5 años, la búsqueda de este tipo de objetos en el Universo Local se ha intensificado mediante la puesta en marcha de relevamientos sistemáticos. Un ejemplo de tales relevamientos es el denominado "Dragonfly", el cual es llevado adelante en el cúmulo de Coma, mediante un arreglo de lentes Canon de 400 mm (van Dokkum et al., 2015). Con este arreglo, se identificaron inicialmente 6624 objetos débiles y extendidos para la resolución y profundidad de imagen provistas por dicho arreglo. Luego, de esta muestra se consideraron sólo aquellos objetos que no tuvieran contrapartes asociadas a sus posiciones en el Sloan Digital Sky Survey (SDSS)^{*}, lo cual redujo el número de candidatos a 344. Finalmente, realizando un seguimiento con el telescopio CFHT de 3.6 m de diámetro, se obtuvo una muestra final de 46 galaxias LSB en el cúmulo de Coma.

*https://www.sdss.org/



Figura 3: Panel izquierdo: Imagen de Malin 1 obtenida de la base de datos del Sloan Digital Sky Survey (SDSS). La extensión total de la galaxia en esta imagen es de 15" o 26.5 kpc. Panel derecho: Composición de la imagen de Malin 1 obtenida de la base de datos del SDSS, con la misma imagen procesada para destacar los brazos espirales que resultan ser estructuras LSB. La longitud de escala del disco en esta imagen procesada es de 45". Créditos: SDSS/Giuseppe Donatiello.

Los objetos detectados por Dragonfly muestran varios aspectos similares a las galaxias dSph del GL, como por ejemplo su apariencia y luminosidad. Sin embargo, si se las considera miembros del cúmulo de Coma, algunas de estas galaxias parecen mostrar tamaños mayores a los de las galaxias dSph del GL. Debido a este aspecto particular, van Dokkum et al. (2015) las denominan galaxias ultra-difusas (UDGs, por sus siglas en inglés) para diferenciarlas de las galaxias dSph del GL. Las UDGs se diferencian a su vez de las de tipo Malin 1 en que no presentan una componente (bulbo) de alto brillo superficial y no muestran brazos espirales.

En la Fig. 4 se presenta un ejemplo de una UDG detectada en la dirección del cúmulo de Coma por Dragonfly: la galaxia DF17. Debido a que la cámara ACS del Telescopio Espacial Hubble (HST, por sus siglas en inglés) no es capaz de resolver sus estrellas, y debido a la apariencia extendida y difusa que presenta DF17 en las imágenes del HST, van Dokkum et al. (2015) establecen que esta galaxia es miembro de Coma. A la distancia de Coma ($D \sim 100$ Mpc), DF17 presentaría un radio efectivo ($r_{\rm eff}$; radio que encierra la mitad de la luz de un objeto) de 3.4 kpc, similar al del disco de la Vía Láctea.

3. Nuestro Trabajo

3.1. HCG 44

Durante los años 2009 y 2010, algunos miembros del grupo de investigación en "Sistemas Estelares Extragalácticos y su Contexto Cosmológico" (SEECC) de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata y del Instituto de Astrofísica de La Plata, obtuvimos imágenes profundas con el telescopio Gemini Norte del Grupo Compacto de Hickson 44 (HCG 44 por sus siglas en inglés; programas GN-2009B-Q-64 y GN-2010B-Q-29, PI: A. Smith Castelli). Hickson (1982) identificó 100 grupos compactos, cuyas características principales son las de contener entre cuatro y diez galaxias en un volumen tal que las



Figura 4: Panel izquierdo: Imágenes de la UDG DF17, ubicada hacia el cúmulo de Coma, obtenidas por el relevamiento Dragonfly y con el telescopio CFHT. Panel derecho: Imagen de DF17 obtenida con la cámara ACS del Telescopio Espacial Hubble. Debido a la apariencia extendida y difusa que muestra DF17 en esta imagen, y al hecho de que la cámara ACS no es capaz de resolver las estrellas de esta galaxia, se establece para DF17 una distancia mayor a 50 Mpc. Créditos: van Dokkum et al. (2015). ©AAS. Reproducido con permiso.

densidades de estos grupos son similares a las de las regiones centrales de los cúmulos ricos de galaxias. Presentan, además, bajas dispersiones de velocidades entre sus miembros, por lo que se espera que ocurran interacciones y fusiones entre ellos. Por último, estos grupos se encuentran apartados de otras asociaciones o grupos de galaxias, por lo que se ubican en regiones del Universo de baja densidad.

En el caso particular de HCG 44 ($D \sim 20$ Mpc), originalmente fue considerado por Hickson (1982) como un grupo dominado por la galaxia elíptica NGC 3193 e integrado, además, por otras tres galaxias brillantes: una galaxia de tipo morfológico Sa (NGC 3189/3190), una galaxia SBc (NGC 3185) y una galaxia Sd (NGC 3187). Posteriormente, Williams et al. (1991) identificó una galaxia enana ([WMv91] 1015+2203) con un corrimiento al rojo en acuerdo con el que mostraría HCG 44, y Borthakur et al. (2010) detectó cuatro miembros adicionales a partir de un estudio de HI en este grupo, incrementando el número de miembros a nueve. Sin embargo, a partir del método de las fluctuaciones de brillo, Tonry et al. (2001) obtiene para NGC 3193 una distancia que la convertiría en una galaxia de fondo $(D \sim 34 \text{ Mpc})$, y Serra et al. (2013) determina para [WMv91] 1015+2203 una velocidad radial de 1940 km s⁻¹, mayor a la velocidad radial media del grupo $(1\,379\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ de acuerdo con NED**). En consecuencia, se encuentra aún en discusión la verdadera conformación de la población de galaxias de HCG 44.

A partir de nuestras observaciones de seis campos de GMOS (5.5' × 5.5') que cubren todas las galaxias brillantes ubicadas en la zona de HCG 44, fuimos capaces de detectar dos objetos extendidos LSB ($\mu_{0g} >$ 26.2 mag seg⁻²). El primero de ellos se encuentra oculto

^{**}https://ned.ipac.caltech.edu/



Figura 5: Panel izquierdo: Mosaico de $19.7' \times 18.3'$ en el filtro g' de la zona de HCG 44 obtenido de la base de datos del SDSS DR12. En él se muestra la ubicación de los dos campos de GMOS en los que se detectaron los dos objetos extendidos LSB (cuadrados grandes) y las ubicaciones específicas de dichos objetos en los campos mencionados (círculos abiertos). Panel derecho: Se muestran las apariencias de los dos objetos LSB detectados hacia HCG 44, en las imágenes de Gemini (izquierda) y en las imágenes del SDSS (derecha). Con segmentos rojos y azules, se señalan las respectivas ubicaciones de estos objetos en los campos obtenidos con Gemini. Créditos: Smith Castelli et al. (2016).

bajo el halo de la galaxia NGC 3193, y el segundo se encuentra ubicado entre las galaxias NGC 3189/3190 y NGC 3185 (Fig. 5). Del análisis fotométrico de estos objetos surge que si ambos fueran miembros de HCG 44, mostrarían tamaños en acuerdo con las UDGs reportadas en Coma (Smith Castelli et al., 2016). Sin embargo, para confirmar que ambos objetos pertenecen efectivamente a HCG 44, sería necesario contar con datos espectroscópicos a partir de los cuales poder medir sus velocidades radiales.

3.2. Pegasus I

Dentro del grupo SEECC, en el año 2008 comenzamos una campaña de observación con los telescopios Gemini del grupo Pegasus I ($D \sim 53$ Mpc; Cantiello et al., 2007), con el fin de estudiar su población de galaxias y CGs. Pegasus I se encuentra dominado en su región central por dos galaxias elípticas masivas, NGC 7619 y NGC 7626, que se encuentran en interacción. Estas galaxias están rodeadas por galaxias satélites de las que se conocen sólo una decena de velocidades radiales. El grupo, en general, ha sido poco estudiado con anterioridad, tanto en lo que se refiere a fotometría como a espectroscopía (para más detalle sobre Pegasus I, ver el trabajo de Faifer y colaboradores en este mismo boletín).

Mediante la inspección visual de los distintos campos observados hasta este momento (Fig. 6), pudimos identificar ocho galaxias LSB (González et al., 2018), sumadas a otras tres recientemente identificadas en un campo de comparación alejado del centro del grupo. Tres de los ocho objetos identificados inicialmente serían compatibles con UDGs, y uno de estos objetos presentaría en su centro un objeto semi-resuelto que podría tratarse de un núcleo (Fig. 7).

A partir de nuestro análisis en Pegasus I, surge la pregunta de si las galaxias que detectamos allí serían



Figura 6: Distribución espacial de los 11 objetos LSB (círculos abiertos rojos y verdes) detectados hasta el momento por el grupo SEECC en Pegasus I. Los cuadrados grandes azules indican los campos Gemini-GMOS observados hasta el momento por nuestro grupo. Si se encontraran a la distancia de Pegasus I, los objetos destacados en color verde serían comparables en tamaño a las UDGs detectadas en Coma por van Dokkum et al. (2015). Créditos: N. González, Tesis Doctoral, en preparación.

similares a las dSph del GL. Para ello, comparamos sus perfiles de brillo con algunos de las galaxias LSB que son satélites de Andrómeda y notamos que estas últimas tienen brillos superficiales centrales más altos pero son más compactas que nuestros objetos. En consecuencia, si estos objetos existieran en Pegasus I, por sus características podrian ser confundidos con galaxias de fondo. Los objetos que logramos identificar hasta el momento en nuestros campos como "galaxias análogas a los satélites de Andromeda" presentarían una distribución espacial particular dentro de Pegasus I, diferente a la que muestran las galaxias de bajo brillo superficial que identificamos visualmente. Nos encontramos trabajando en la publicación referente a estos objetos.

4. A modo de conclusión

4.1. Posibles orígenes de las galaxias LSB

¿Qué se puede decir acerca del origen de las galaxias de bajo brillo superficial?

De acuerdo con Kroupa (2012), el actual modelo cosmológico estándar requiere que existan dos tipos de galaxias enanas: galaxias enanas de origen primordial, dominadas por materia oscura (enanas tipo A), y galaxias enanas de origen tidal o surgidas por procesos de tipo *ram-pressure* que no presentarían contenido de materia oscura (enanas tipo B). En este contexto, las galaxias dSph del GL serían galaxias primordiales y, en ese caso, se esperaría que sus propiedades físicas y dinámicas pu-



Figura 7: Imágenes en el filtro r' de uno de los objetos que sería compatible con una UDG a la distancia de Pegasus I (*panel izquierdo*), y del objeto que presentaría un núcleo (*panel derecho*). Créditos: González et al. (2018).

dieran ser explicadas por el modelo Λ -Materia Oscura Fría (Λ -CDM, por sus siglas en inglés). Sin embargo, a lo largo de los años se han encontrado inconsistencias con las predicciones de dicho modelo cosmológico, algunas de las cuales serían:

- el denominado Missing Satellite Problem (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999), esto es, los modelos de CDM predicen ~ 300 satélites dentro de un radio de 1.5 Mpc, mientras que en el GL sólo se observan ~ 100 en ese radio;
- el denominado Core/Cusp Problem (Dubinski & Carlberg, 1991), esto es, si las partículas de CDM dominan la formación de la estructura, entonces las galaxias debieran estar inmersas en halos de materia oscura que sigan perfiles caracterizados por cusps, en lugar de cores que es lo que se observa;
- la existencia de planos de satélites bien definidos como los observados en el GL, los cuales se encuentran en sólo 5–10 % de los sistemas simulados (Pawlowski et al., 2013).

Así como han surgido discrepancias, a lo largo de los años también se han realizado esfuerzos por intentar salvarlas. Por ejemplo, recientemente, a partir de la simulación FIRE-2, Samuel et al. (2020) han encontrado que si bien los planos similares a los que definen las galaxias satélites de la Vía Láctea son poco comunes en dicha simulación, surgen planos delgados en un 1-2%de los casos a z = 0-0.2 y planos dinámicamente coherentes en un 5 % de los casos. Estos planos sobrevivirían menos de 500×10^6 años. En aquellas situaciones en que el sistema de satélites presenta una galaxia similar a la Nube Mayor de Magallanes, la formación de planos podría aumentar hasta un 7–16 % de los casos y sobrevivirían por $0.7-3 \times 10^9$ años. En este sentido, los autores de este trabajo mencionan que esta mejora en los modelos muestra que la obtención de planos de satélites no representa un gran desafío para la cosmología Λ -CDM.

En cuanto al denominado *Missing Satellite Problem*, es de destacar el resultado obtenido por Homma et al. (2019) quien, a partir de datos observacionales, estima una sobreabundancia de galaxias satélites de la Vía Láctea, en lugar de una deficiencia, con respecto a lo predicho por el modelo Λ -CDM.

Por último, con respecto al denominado Core/Cusp

Problem y a partir de simulaciones numéricas de alta resolución, Boldrini et al. (2020) encuentran que si la materia oscura en galaxias de baja masa es una combinación de agujeros negros primordiales y CDM, el calentamiento dinámico de esta última por los primeros induciría una transición de *cusp* a *core* en el perfil de materia oscura total. El tiempo de escala de esta transición sería de entre 1 y 8×10^9 años.

Por todo lo expuesto, en una cosmología Λ -CDM, las galaxias dSph del GL serían más consistentes con galaxias primordiales que con galaxias de origen tidal, si bien hay una considerable discusión al respecto. ¿Pero qué sucede, por ejemplo, con las UDGs detectadas en el cúmulo de Coma?

Se ha propuesto que las UDGs, que son galaxias LSB muy extendidas y que no presentan subestructuras de alto brillo superficial (como sí lo muestran las galaxias tipo Malin), podrían ser galaxias tipo Vía Láctea "fallidas" u "oscuras" (van Dokkum et al., 2015). Esto significa que serían galaxias que residen en un halo masivo de materia oscura pero que despliegan luminosidades/masas de galaxia enana. Esto ocurriría porque estas galaxias no han podido desarrollar su población estelar en forma normal debido a diferentes procesos físicos como ser feedback extremo por supernovas y estrellas jóvenes, gas stripping o la acción de núcleos activos. Si esta hipótesis es correcta, es de esperar que estas galaxias "fallidas" se encuentren dominadas por materia oscura para poder explicar su existencia en medioambientes densos. También sería de esperar que mostraran sistemas de CGs similares a los que muestra la Vía Láctea.

Desafíos del estudio de las galaxias LSB

Como ejemplo de la complejidad del estudio de las galaxias LSB y de la dificultad para determinar el origen físico de estos objetos, podemos mencionar el caso de la galaxia Dragonfly 44 (D44), ubicada en el cúmulo de Coma.

En el contexto de los diferentes escenarios de formación de las galaxias LSB mencionados en la Sección 4.1. D44 sería una galaxia brillante "fallida". Dado que es la galaxia más extensa y la segunda más brillante encontrada en el relevamiento Dragongly, van Dokkum et al. (2016) obtienen para ella un espectro con relación señalruido (S/N) de 21 por elemento de resolución, luego de más de 30 horas de integración. A partir de dicho espectro, los autores logran medir la velocidad radial de D44 confirmando que es miembro de Coma y, a partir de su dispersión de velocidades, obtienen para esta galaxia una relación M/L alta, confirmando que se trataría de un objeto dominado por materia oscura. Además, a partir de fotometría obtenida con los telescopios Gemini, detectan una población de 94 candidatos a CGs, lo cual también avalaría el escenario de galaxia luminosa "fallida".

Algunos años después, y luego de 17 horas de integración sobre la fuente con el instrumento KCWI montado en el telescopio Keck II, van Dokkum et al. (2019) obtienen para D44 espectroscopía con resolución espacial optimizada para el estudio de galaxias LSB, y encuentran que esta galaxia no presenta rotación. Este aspecto resulta llamativo si se tiene en cuenta que D44 es una de las UDGs más achatadas que se ha identificado en Coma. Estos autores rectifican el valor de la dispersión de velocidades de D44 respecto del trabajo anterior de 47 km seg⁻¹ a 33 km seg⁻¹, y también actualizan su relación M/L de 48 a 26 dentro de 1 $r_{\rm eff}$. Sin embargo, mencionan que no descartan que estos nuevos valores se encuentren aún afectados por sistematicidades. De acuerdo a este estudio, D44 estaría dominada por materia oscura en toda su extensión, incluyendo las escalas más pequeñas muestreadas por los datos.

Sin embargo, a partir de estudios en rayos-X, Bogdán (2020) concluye que D44 no sería una galaxia tipo Vía Láctea "fallida" debido a que este objeto no es detectado por el observatorio Chandra. Este hecho descartaría de plano la posibilidad de que D44 resida en un halo masivo de materia oscura. De acuerdo a este autor, las galaxias UDGs serían, en realidad, galaxias enanas con tamaños extendidos debido a que han experimentado un proceso de *feedback* estelar energético. En contraposición, y más recientemente, Villaume et al. (2021) postulan que D44 habría experimentado un episodio intenso de formación estelar en un sentido *inside-out*, y que luego esa formación estelar fue catastróficamente detenida en una etapa temprana y en forma mucho más rápida de lo que se esperaría en una galaxia enana típica.

Con respecto a los casos analizados en el grupo de investigación SEEC, al menos por el momento no podemos decir mucho acerca de su posible origen. Sí, quizás, es de destacar que en el mapa de color (g'-r') de una de las galaxias LSB identificadas en HCG 44 detectamos una estructura, también LSB, que pareciera conectar dicho objeto con la galaxia brillante NGC 3189/3190, que se encuentra ubicada en su proximidad. En el caso de que esta estructura fuera real y no un artefacto, daría indicio de un origen tidal para dicho objeto, a partir de la interacción que NGC 3189/3190 se encuentra experimentando con otros miembros del grupo.

El siguiente paso para el análisis de nuestros objetos en HCG44 y Pegasus I sería obtener datos espectroscópicos que nos permitan determinar sus velocidades radiales y, de esta manera, confirmar o descartar su pertenencia a los distintos grupos estudiados. Sin embargo, a partir del uso de las calculadoras de tiempo de integración del Observatorio Gemini^{***}, para los brillos superficiales centrales que muestran dichos objetos requeriríamos de un tiempo de integración sobre la fuente de, al menos, 10 horas para obtener espectros de $\rm S/N \sim 9~pix^{-1}$. Este hecho, así como lo anteriormente expuesto para objetos similares en otros entornos, demuestra que el estudio de las galaxias de bajo brillo superficial, tanto desde el punto de vista fotométrico como espectroscópico, representa aún hoy en día un verdadero desafío, a pesar de los grandes avances tecnológicos que han tenido lugar en las últimas décadas en el campo de la astronomía.

Agradecimientos: Quisiera agradecer al Comité Científico de la 62a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía



Figura 8: Mapa (g'-r') construido a partir de imágenes Gemini-GMOS del grupo HCG 44 donde se visualiza lo que podría ser una estructura LSB que vincula a la galaxia brillante NGC 3189/3190 con una de las galaxias LSB detectadas en dicho grupo. Crédito: Smith Castelli et al. (2016).

por haberme invitado a presentar este informe. Este trabajo ha sido financiado con aportes del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Las imágenes presentadas en las Figs. 1 y 2 no han sido modificadas (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). El SDSS-III ha sido financiado por la Fundación Alfred P. Sloan, las Instituciones Participantes, la National Science Foundation y el U.S. Department of Energy Office of Science. El sitio web del SDSS-III es http://www.sdss3.org/. El SDSS-III es administrado por el Consorcio de Investigación Astrofísica para las Instituciones Participantes de la Colaboración SDSS-III que incluyen la Universidad de Arizona, el Grupo Participante de Brasil, el Laboratorio Nacional Brookhaven, la Universidad Carnegie Mellon, la Universidad de Florida, el Grupo Participante de Francia, el Grupo Participante de Alemania, la Universidad de Harvard, el Instituto de Astrofísica de Canarias, el Grupo Participante del Estado de Michigan/Notre Dame/JINA, la Universidad Johns Hopkins, el Laboratorio Nacional Lawrence Berkeley, el Instituto de Astrofísica Max Planck, el Instituto de Física Extraterrestre Max Planck, la Universidad Estatal de Nuevo Méjico, la Universidad de Nueva York, la Universidad Estatal de Ohio, la Universidad Estatal de Pennsylvania, la Universidad de Portsmouth, la Universidad de Princeton, el Grupo Participante de España, la Universidad de Tokyo, la Universidad de Utah, la Universidad de Vanderbilt, la Universidad de Virginia, la Universidad de Washington y la Universidad de Yale.

Referencias

- Bogdán Á., 2020, ApJL, 901, L30
- Boldrini P., et al., 2020, MNRAS, 492, 5218
- Borthakur S., Yun M.S., Verdes-Montenegro L., 2010, ApJ, 710, 385
- Bothun G.D., et al., 1987, AJ, 94, 23
- Brown T.M., et al., 2014, ApJ, 796, 91
- Cantiello M., et al., 2007, ApJ, 668, 130
- Cole A.A., 2019, K.B.W. McQuinn, S. Stierwalt (Eds.), Dwarf Galaxies: From the Deep Universe to the Present,

^{***}http://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/
exposure-time-estimation

- vol. 344, 29-37
- Collins M.L.M., et al., 2013, ApJ, 768, 172
- Collins M.L.M., et al., 2014, ApJ, 783, 7
- Dubinski J., Carlberg R.G., 1991, ApJ, 378, 496
- González N.M., et al., 2018, A&A, 620, A166
- Hickson P., 1982, ApJ, 255, 382
- Homma D., et al., 2019, PASJ, 71, 94
- Klypin A., et al., 1999, ApJ, 522, 82 Kroupa P., 2012, PASA, 29, 395
- Laevens B.P.M., et al., 2015, ApJ, 813, 44
- Martin N.F., et al., 2015, ApJL, 804, L5
- McConnachie A.W., 2012, AJ, 144, 4
- Moore B., et al., 1999, ApJL, 524, L19
- Pawlowski M.S., Kroupa P., Jerjen H., 2013, MNRAS, 435, 1928
- Peñarrubia J., et al., 2014, MNRAS, 443, 2204

- Saburova A.S., et al., 2019, MNRAS, 489, 4669
- Samuel J., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.08571
- Sandage A., Binggeli B., 1984, AJ, 89, 919
- Serra P., et al., 2013, MNRAS, 428, 370
- Smith Castelli A.V., Faifer F.R., Escudero C.G., 2016, A&A, 596, A23
- Tonry J.L., et al., 2001, ApJ, 546, 681
- Torrealba G., et al., 2019, MNRAS, 488, 2743
- van Dokkum P., et al., 2016, ApJL, 828, L6
- van Dokkum P., et al., 2019, ApJ, 880, 91
- van Dokkum P.G., et al., 2015, ApJL, 798, L45
- Villaume A., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.02220
- Williams B.A., McMahon P.M., van Gorkom J.H., 1991, AJ, 101, 1957

Spin bias: theory and observations

A.D. Montero-Dorta 1,2

¹ Departamento de Física, Universidad Técnica Federico Santa María, Chile

² Departamento de Física Matemática, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, Brasil

Contact / amonterodorta@gmail.com

Resumen / Resumo aquí mi contribución a la 62a Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía. Mi presentación se centró en la conexión halo-galaxia y, en particular, en el fenómeno conocido como *secondary halo bias*. Este término engloba todas las dependencias secundarias (a masa de halo fija) de la distribución espacial de los halos. El presente artículo aborda una de estas dependencias, el llamado *halo spin bias*, que corresponde a la contribución del spin al agrupamiento o *clustering* de los halos. Muestro aquí una medida precisa del efecto, discuto algunos de los mecanismos físicos asociados con el mismo y propongo un posible método de observación basado en el efecto Sunyaev-Zel'dovich.

Abstract / I summarize here my contribution to the 62a Meeting of the Argentinian Astronomical Society. My presentation addressed the halo-galaxy connection and, in particular, the effect called *secondary halo bias*, which refers to the secondary dependencies of halo clustering at fixed halo mass. In this paper, I focused on one of these secondary dependencies, the so-called *halo spin bias*, which corresponds to the contribution from halo spin. I show here a high signal-to-noise measurement of the effect, discuss some of the physical mechanisms associated with it, and propose a method to probe it with future observations based on the Sunyaev-Zel'dovich effect.

Keywords / cosmology: theory — dark matter — large-scale structure of universe — galaxies: halos

1. Introduction

Linear halo bias describes the relation between the density contrast of dark-matter (DM) halos and that of the underlying matter density field, i.e, $b = \delta_{\rm h}/\delta_{\rm m}$. Although halo bias is known to be stochastic and scale-dependent, it is common to assume that this quantity depends exclusively on halo mass on sufficiently large scales, i.e., $b(M_{\rm vir})$. This assumption is well founded in the context of physically-motivated analytical models of hierarchical clustering such as the Press-Schechter formalism (Press & Schechter, 1974) and the peak-background split model (Sheth & Tormen, 1999).

However, since the seminal works of Sheth & Tormen (2004) and Gao et al. (2005), the existence of secondary dependencies for halo clustering, $b(X|M_{\rm vir})$, has become progressively more evident. In fact, today we know that virtually any given internal halo property, X, displays a certain level of secondary bias, with the corresponding mass trend depending strongly on the halo property under analysis (see, e.g., Sheth & Tormen 2004; Gao et al. 2005; Wechsler et al. 2006; Gao & White 2007; Dalal et al. 2008; Salcedo et al. 2018; Sato-Polito et al. 2019; Johnson et al. 2019; Mansfield & Kravtsov 2020; Tucci et al. 2021, to name just a few).

Among the different dependencies that can be measured in N-body numerical simulations, only recently has some attention been given to the dependence on halo spin, λ (even though this contribution was already measured in the early works). Halo spin is commonly defined in simulations as a dimensionless parameter proportional to the total angular momentum of the DM

particles (Peebles, 1969; Bullock et al., 2001), namely:

$$\lambda = \frac{|J|}{\sqrt{2} M_{\rm vir} V_{\rm vir} R_{\rm vir}},\tag{1}$$

for the Bullock et al. version, where J is the halo angular momentum inside a sphere of radius $R_{\rm vir}$ and mass $M_{\rm vir}$ and $V_{\rm vir}$ is its circular velocity at virial radius $R_{\rm vir}$.

The so called "spin bias" effect (e.g., Gao & White 2007; Sato-Polito et al. 2019; Johnson et al. 2019; Tucci et al. 2021), $b(\lambda|M_{\rm vir})$, can be divided into two regimes. At the low-mass end, lower-spin halos are more tightly clustered than higher-spin halos of the same mass, due to the effect of splashback halos (Tucci et al., 2021). At the high-mass end, the opposite trend is observed and the physical mechanisms responsible for it are yet to be established. It appears, however, that this "intrinsic" dependence could be related to fundamental theories that link the angular momentum of halos to the tidal field (e.g. Barnes & Efstathiou 1987).

Elucidating the physical origins of the multiple manifestations of secondary bias and their effect on the "baryonic sector" is key to our understanding and modelling of the halo-galaxy connection in the physical context of the large-scale structure (LSS) of the Universe (see a review in Wechsler & Tinker 2018). Characterizing this link with precision is in turn of paramount importance for the extraction of cosmological information from upcoming galaxy data sets. This short paper is based on my contribution as an invited speaker at the *62a Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía*, where I summarized results from several recent spin-bias works. The paper is organized as follows. Section 2 describes the basic method to measure halo spin bias from



Figure 1: The halo spin bias measurement from the MultiDark suite of N-body numerical simulations at z = 0. Each point represents the relative bias between the highspin (greener colors) or the low-spin (bluer colors) quartiles and the entire population at a given halo mass bin. Error bars show the standard deviation computed from a set of sub-boxes. The MultiDark boxes employed are distinguished by progressively darker tones. From left to right, results from the Very Small MultiDark (VSMD), Small MultiDark (SMD), MultiDark Plack 2 (MDPL2), Big MultiDark (BMD) and Huge MultiDark (HMD) boxes are shown.

simulations and discusses the physical origins of the effect. Section 3 addresses the manifestation of spin bias on the galaxy population from hydrodynamical simulations. Section 4 is devoted to the detectability of the effect in observations. The main conclusions of this series of papers are succinctly summarized in Sec. 5.

Halo spin bias: a particular case of secondary halo bias

2.1. Measurement

The secondary dependencies of halo clustering are usually measured in N-body numerical simulations in terms of the relative bias of subsets of halos at fixed halo mass. In its simplest form, for a property X, the relative bias between the high-X subset and the entire *i*-th mass bin (M_i) can be simply computed from the ratio of the autocorrelation functions:

$$b_{\rm X,high}^{2} = \frac{\xi_{\rm [X_{high}, X_{high}]}}{\xi_{[M_i, M_i]}}.$$
(2)

If, similarly, the relative bias for the low-X population, $b_{X,low}$, is measured, the secondary-bias signal can be defined by comparing the two values. Importantly, secondary bias is usually measured by averaging over a range of scales around 5-15 h^{-1} Mpc, although the effect is known to be scale-dependent (see, e.g. Gao et al. 2005; Sunayama et al. 2016). In order to maximise the signal, the subsets are usually built as quartiles enclosing the 25% higher- (lower-) X-property population. It is also common to use definitions of halo bias based on the cross-correlations between subsets, which tend to increase the signal-to-noise of the measurements (see, e.g., Sato-Polito et al. 2019; Montero-Dorta et al. 2020b; Tucci et al. 2021). In Sato-Polito et al. (2019), we provide one of the most precise measurements of secondary halo bias available in the literature, combining multiple state-of-theart MultiDark^{*} N-body simulation boxes in order to increase the mass coverage. Three of the main secondary halo properties are addressed in the aforementioned analysis: age (parametrized in terms of $a_{1/2}$, the scale factor at which the halo accretes half of its mass), concentration (c_{200} , see Klypin et al. 2011), and spin (λ , see Bullock et al. 2001). Different internal halo properties display different signals, with the age dependence, usually called "halo assembly bias", being the most notorious one. At the low-mass end, halos that assemble their mass earlier are significantly more clustered than halos that form at later times.

The physical origins of low-mass assembly bias are still not fully established, although several theories have attempted to relate the effect with the truncation of mass accretion in a subpopulation of halos. This "stalled evolution" could be caused by tidal interactions with a nearby halo (e.g., Dalal et al. 2008; Salcedo et al. 2018) or by the global tidal fields (e.g., Borzyszkowski et al. 2017; Musso et al. 2018; Ramakrishnan et al. 2019).

The secondary dependence of halo bias on spin, the main focus of this paper, is shown in Fig. 1. This figure clearly indicates the two regimes that spin bias can be divided into, delimited by a characteristic mass $\log_{10}(M_{\rm vir}/h^{-1}{\rm M_{\odot}}) \simeq 11.5$ at z = 0. In the next section, I will show how the inversion of the signal at the low-mass end is caused by the effect of splashback halos.

2.2. Physical origins

It is important to establish that the different secondary bias trends are not mutually independent, since halo properties typically correlate with each other. As an example, older halos tend to be more concentrated, while younger halos have typically larger spin parameters. Importantly, this does not imply either that all secondary bias trends emanate from the same common mechanism, as several physical processes have been shown to produce a certain amount of signal (see, e.g., Dalal et al. 2008; Borzyszkowski et al. 2017; Mansfield & Kravtsov 2020; Tucci et al. 2021).

In Tucci et al. (2021), we show that the inverted spin bias signal at the low-mass end is caused by a particular population of halos called "splashback halos". The splashbacks are distinct halos at the redshift under analysis that were subhalos at previous times, as they passed through the virial radius of a more massive halo. The effect of splashbacks as a function of redshift is shown in Fig. 2. The upper panel of this figure displays the spin bias measurement in different redshift snapshots up to z = 1.5. Notably, the characteristic inversion (or "crossover") mass moves to lower masses as redshift increases (vanishing outside our mass range at z > 1), as expected from the evolution of the height of the density peaks. The lower panel shows the effect of removing splahsbacks from the simulation: the inversion

^{*}http://skiesanduniverses.org



Figure 2: Redshift dependence of halo spin bias and the effect of splashback halos measured from a set of MultiDark N-body simulation boxes (VSMD, SMD, MDPL2). *Upper row:* the original signal for the entire sample. *Lower row:* the "intrinsic" signal once splashbacks are removed from the sample (the original, uncorrected signal is also shown in a dashed line). Error bars correspond to the box-to-box standard deviation of the measurement.

disappears in all snapshots and a consistent behaviour where higher- λ halos are more tightly clustered than their lower- λ counterparts is recovered throughout the mass range considered.

The dramatic impact of splashbacks can be understood from their location in the LSS. They live in the vicinity of very massive halos, so their large-scale bias is determined by their massive neighbors. Essentially, more massive halos are more biased, as expected from the primary dependence of halo clustering, which in turn explains the high bias of splashbacks (despite their low masses). The second piece of the puzzle comes from the fact that splashbacks have typically low spin parameters, which, as in the case of subbhalos, seems to be a consequence of the strong tidal forces that they experience (see discussion in Lee et al. 2018; Tucci et al. 2021). Since the effect of splashbacks on spin bias is indirectly caused by other (more massive) halos, it can be considered a contamination of the intrinsic signal. It is possible, in fact, that the recently proposed definition of the halo boundary based on the "splashback radius" (see, e.g., Diemer 2020) could naturally eliminate this contribution.

The above results clarify the spin bias picture at the low-mass end. However, the physical origins of the intrinsic (mostly high-mass) signal are still unclear. Theoretical works point towards the tidal torque theory (TTT, Barnes & Efstathiou 1987; Heavens & Peacock 1988), in which the angular momentum is induced by the misalignment between the large-scale tidal field and the inertia tensor. Since the tidal field is expected to be stronger in highly-biased large-scale environments, this connection could potentially explain the larger bias of higher-spin halos at the high mass end (see Tucci et al. 2021 for more discussion). It seems promising therefore to establish a theoretical link between the seminal TTT theory and recent physical interpretations of assembly bias based on the effect of (isotropic vs. anisotropic) tidal environments (e.g., Borzyszkowski et al. 2017;



Figure 3: Upper panel: The correlation between total galaxy spin (including stars, gas, and DM) and total halo spin in IllustrisTNG300. Lower panel: In the same simulation, the correlation between the angular momentum of the intra-halo gas and the angular momentum of the DM component. The one-to-one relation is marked by a dashed line.

Musso et al. 2018; Ramakrishnan et al. 2019).

3. The manifestation of halo spin bias on the galaxy population

So far we have only addressed the connection between an internal halo property (spin) and halo bias. Hydrodynamical simulations allow us to go a step further and investigate the multiple potential manifestations of secondary halo bias on the galaxy population, a link that



Figure 4: Left panel: A tSZ map for a randomly chosen halo containing a total gas mass of $\log_{10}(M_{\text{gas}}/h^{-1}M_{\odot}) = 14$ in IllustrisTNG300. Each pixel shows the tSZ temperature distorsions induced on the CMB, $[\Delta T]_{\text{tSZ}}$, in units of μ K, assuming $T_{\text{CMB}} = 2.725$ K. The halo-centric circle indicates the region where 2/3 of gas particles reside. In order to show the tSZ substructure of the halos, a saturation limit at $[\Delta T]_{\text{tSZ}} = \pm 20 \ \mu$ K is set on the color bar. Right panel: The kSZ map for the same halo after subtraction of group velocity, displaying the dipole structure. A saturation limit of $[\Delta T]_{\text{tSZ}} = \pm 2 \ \mu$ K is set on the color bar. In both cases, the line of sight is assumed to lie perpendicular to the total rotation axis of the halo.

has been hard to establish with observations. These hypothetical effects are generally referred to as "galaxy assembly bias" in the literature, by analogy with the halo assembly bias terminology. Note that galaxy assembly bias can be understood as a direct manifestation of secondary halo bias, i.e., the dependence of galaxy clustering on halo properties at fixed halo mass (see, e.g., Lin et al. 2016; Montero-Dorta et al. 2017). It can also be viewed from the perspective of halo occupations, as the dependence of the galaxy content of halos ("occupancy variations") on halo properties beyond halo mass (see, e.g., Salcedo et al. 2020).

In Montero-Dorta et al. (2020b), we use the IllustrisTNG300 magneto-hydrodynamical simulation (Pillepich et al. 2018) to investigate the galaxy clustering effect. In the context of spin bias, we show that total galaxy spin (including the contributions from stars, gas and DM, λ_{galaxy}) is correlated with the total spin of the hosting halos (upper panel of Fig. 3). However, this correlation almost vanishes completely when the stellar spin (λ_{stellar}) is chosen. Despite this diverse level of correlation, the underlying halo spin bias trend is surprisingly recovered when the central galaxy population is split by either spin value, at fixed halo mass. This result deserves further investigation (see Montero-Dorta et al. 2020b for details).

The analysis of IllustrisTNG300 yields another interesting result that motivates the study presented in the following section. In the lower panel of Figure 3, the angular momentum of the intra-cluster gas (defined here as all the gas and stars inside halos, including galaxies) is shown as a function of the angular momentum of the DM component. This figure demonstrate that, although the different physical processes that take place inside halos contribute to the turbulent motion of the gas, the rotation of this component is still tightly linked to that of DM. This correlation opens the door for the potential observational probe of halo spin bias that I describe in the following section.

4. Probing halo spin bias with observations: the SZ effect

Figure 3 suggests that measuring the rotation of the intra-cluster gas could provide a means of determining (DM/total) halo spin, which could in turn lead to an observational test for spin bias. The intra-cluster gas can be probed using the Sunyaev-Zel'dovich effect (SZ, Sunyaev & Zel'dovich 1970 and thereafter). The SZ effect consists of the inverse Compton scattering of photons from the Cosmic Microwave Background (CMB) as they propagate through galaxy clusters. This process produces two main types of temperature distortions on the CMB that can be measured with the right instrumentation:

• Thermal SZ (tSZ) effect: The scattering of CMB photons is due to the random, thermal motion of electrons inside clusters. This is the leading effect and the associated temperature distortions can be estimated as:

$$y(\mathbf{n}) \equiv \frac{\sigma_{\rm T} k_B}{m_{\rm e} c^2} \int_{\rm los} dl \ T_{\rm e} \ n_{\rm e},\tag{3}$$

$$\left\lfloor \frac{\Delta T}{T_{\rm CMB}} \right\rfloor_{\rm tSZ} (\mathbf{n}) = g(x)y(\mathbf{n}) \tag{4}$$

where y is the "Compton parameter", **n** is the unit vector that defines the line of sight (los), $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross-section, k_B is the Boltzmann's constant, $T_{\rm e}$ is the electron temperature, $m_{\rm e}$ is the electron rest mass, c is the speed of light, and $n_{\rm e}$ is the electron number density. The temperature distorsions $[\Delta T/T_{\rm CMB}]_{\rm tSZ}$ are equal to the Compton parameter times a conversion factor g(x) at a given dimensionless frequency $x \equiv h\nu/(k_BT)$.


Figure 5: Left panel: The correlation between the integrated tSZ signal, Y_{tSZ} and the halo mass for the entire IllustrisTNG300 halo sample. Right panel: The correlation between the ratio of the integrated kSZ and tSZ signals, L_{SZ} , and total halo spin, for the same sample. In both panels, the median values of the signals and corresponding standard deviations are overplotted. The Spearman rank-order correlation coefficients, ρ , are also included for reference.

• Kinetic SZ (kSZ) effect: The scattering of CMB photons is produced by the bulk motion of electrons inside clusters, which induces a Doppler shift. The kSZ temperature distortions are in this case:

$$\left[\frac{\Delta T}{T_{\rm CMB}}\right]_{\rm kSZ}(\mathbf{n}) = \frac{\sigma_T}{c} \int_{\rm los} dl \ n_{\rm e} \ \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}, \tag{5}$$

where \mathbf{v} is the velocity of the electrons in the CMB rest frame. See for example Rephaeli (1995) and Chluba & Mannheim (2002) for more details on the physics of the tSZ and kSZ effects.

Providing that the peculiar (group) velocity of clusters can me measured independently and subtracted, the kSZ effect would produce a dipole on the plane of the CMB detector as long as the intra-cluster gas rotates with a sufficient level of coherency^{**} (as Fig. 3 suggests). The magnitude of the dipole (at the peaks) would be proportional to the number density of electrons times the integrated velocity of the gas along the line of sight. In Montero-Dorta et al. (2020a), we use the IllustrisTNG300 box to evaluate the performance of the kSZ effect as the cornerstone of an observational probe for halo spin bias. The details of the computation can be found in the aforementioned paper, I focus here on the main results of the analysis.

The goal of the study is to evaluate the "intrinsic signal", i.e., the amplitude of the signal in the absence of instrumental and observational uncertainties (see a similar approach in Baldi et al. 2018). Figure 4 shows, as an example, the tSZ and kSZ temperature-distorsion maps measured for a massive halo in IllustrisTNG300. The lower panel, in particular, shows the characteristic dipole pattern produced by the (velocity-subtracted) kSZ effect. The two lobes in different colors (+/- temperature distortions) represent the material that is, on average, moving away from and towards us, respectively.

The situation illustrated in Fig. 4 is common in the IllustrisTNG300 sample (50 000 halos with masses $11 < \log_{10}(M_{\rm vir}/h^{-1}M_{\odot}) \lesssim 14.5$). However, there are also many examples in which the internal motion of the

gas is too chaotic for such a clear dipole to emerge. In order to evaluate the sample statistically, integrated tSZ and kSZ signals are conveniently measured for each map (represented by the quantities $Y_{\rm tSZ}$ and $S_{\rm kSZ}$, respectively). It is also convenient to define the ratio of signals $L_{\rm SZ} = S_{\rm kSZ}/Y_{\rm tSZ}$, which should be more directly related to the spin parameter (i.e., angular momentum per unit mass). See Montero-Dorta et al. (2020a) for more details.

The key to the performance of the SZ effect as an observational probe for spin bias lies in how well the integrated signals trace both halo mass and total halo spin. In Fig. 5, these relations are shown for the entire IllustrisTNG300 sample considered. The left-hand panel displays a good correlation between $Y_{\rm tSZ}$ and halo mass, particularly at the high-mass end. The correlation, although still significant, is weaker between our spin proxy $L_{\rm SZ}$ and total halo spin.

In the absence of any observational uncertainties, the above correlations are enough to allow for the recovery of the halo spin bias signal. This is demonstrated in Fig. 6 (left panel), where the secondary dependencies of halo clustering on the integrated SZ signals are displayed in the standard secondary-bias format. Halos with a higher value of $S_{\rm kSZ}$ and $L_{\rm SZ}$ are more tightly clustered than those with lower signals, with the mass trend following quite well that expected from spin bias. The right panel of Figure 6 indicates that these results remain qualitatively the same when halo mass is replaced by it tSZ proxy, $Y_{\rm tSZ}$.

Future ground-based instrumentation and space missions are expected to provide the spatial resolution and sensitivity required to measure the kSZ dipoles on an individual-object basis for sizeable cluster samples (see Mroczkowski et al. 2019 for a review). Some alternative routes towards an observational detection of spin bias that are worth citing include: SZ signal stacking, 21-cm emission of HI regions in galaxies, or (galaxy) spin-cosmic web alignments.

 $^{^{\}star\star}$ This effect is sometimes called "rotational kSZ" (or rkSZ) in order to distinguish it from the case where the peculiar velocity is not subtracted.



Figure 6: Left panel: Secondary dependence of halo bias on the integrated kSZ signal, S_{kSZ} , and the ratio of the integrated kSZ and tSZ signals, L_{SZ} , at fixed halo mass. In all cases, 50% halo subpopulations are employed to split the samples. Error bars on these measurements correspond to jackknife uncertainties. The SZ clustering results are compared with halo spin bias measurements from IllustrisTNG300 and MultiDark. The S_{kSZ} data points have been shifted slightly along the x-axis in order to make the error bars distinguishable. Right panel: Same measurement replacing halo mass by Y_{tSZ} .

5. Summary

Halo spin bias is a particular case of secondary bias in which halo spin is responsible for the secondary dependence of halo clustering at fixed mass. In this short paper, which summarizes my contribution to the 62 Meeting of the Argentinian Astronomical Society, I discuss the physical origins and observability of the effect, which has only been measured so far from N-body and hydrodynamical simulations. The main conclusions of our study, which is presented over several publications (Sato-Polito et al., 2019; Tucci et al., 2021; Montero-Dorta et al., 2020b,a), can be summarized as follows:

- At fixed halo mass, higher-spin halos from Nbody numerical simulations have higher bias than their lower-spin counterparts above a characteristic redshift-dependent mass. The trend inverts below this characteristic mass.
- The inversion of the signal at the low-mass end is due to contamination from splashback halos, which are typically low-spin and low-mass halos that live in the vicinity of massive halos.
- At the high-mass end, the physical origins of the spin bias effect are still not fully understood. The connection with the surrounding tidal fields emerges as a promising theoretical route.
- It is also unclear to which extend this intrinsic spin bias signal is connected to other secondary bias trends such as assembly bias.
- IllustrisTNG300 predicts that both the total (stars, gas, DM) spin of central galaxies and that of the rotating intra-cluster gas correlate with halo spin. These links can be exploited in order to investigate the potential manifestation of halo spin bias on the galaxy population with observations.
- The SZ effect can be used in the future to probe the rotation of the intra-cluster gas and thus halo spin bias, once upcoming instrumentation achieves the spatial resolution and sensitivity required.

Gabriela Sato-Polito, and Luis R. Abramo for their invaluable contributions to the results presented in this review. ADMD also thanks the organisers of the 62a Meeting of the AAA for their warm hospitality and FAPESP for financial support.

References

- Baldi A.S., et al., 2018, MNRAS, 479, 4028
- Barnes J., Efstathiou G., 1987, ApJ, 319, 575
- Borzyszkowski M., et al., 2017, MNRAS, 469, 594–611
- Bullock J.S., et al., 2001, ApJ, 555, 240
- Chluba J., Mannheim K., 2002, A&A, 396, 419
- Dalal N., et al., 2008, ApJ, 687, 12
- Diemer B., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2007.10992
- Gao L., Springel V., White S.D.M., 2005, MNRAS, 363, L66
- Gao L., White S.D.M., 2007, MNRAS, 377, L5
- Heavens A., Peacock J., 1988, MNRAS, 232, 339
- Johnson J.W., et al., 2019, MNRAS, 486, 1156
- Klypin A.A., Trujillo-Gomez S., Primack J., 2011, ApJ, 740, 102
- Lee C.T., et al., 2018, MNRAS, 481, 4038
- Lin Y.T., et al., 2016, ApJ, 819, 119
- Mansfield P., Kravtsov A.V., 2020, MNRAS, 493, 4763
- Montero-Dorta A.D., et al., 2017, ApJL, 848, L2
- Montero-Dorta A.D., et al., 2020a, arXiv e-prints, arXiv:2008.08607
- Montero-Dorta A.D., et al., 2020b, MNRAS, 496, 1182
- Mroczkowski T., et al., 2019, SSRv, 215, 17
- Musso M., et al., 2018, MNRAS, 476, 4877
- Peebles P.J.E., 1969, ApJ, 155, 393
- Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 473, 4077
- Press W.H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425
- Ramakrishnan S., et al., 2019, MNRAS, 489, 2977
- Rephaeli Y., 1995, ARA&A, 33, 541
- Salcedo A.N., et al., 2018, MNRAS, 475, 4411
- Salcedo A.N., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.04176
- Sato-Polito G., et al., 2019, MNRAS, 487, 1570
- Sheth R.K., Tormen G., 1999, MNRAS, 308, 119
- Sheth R.K., Tormen G., 2004, MNRAS, 350, 1385
- Sunayama T., et al., 2016, MNRAS, 458, 1510
- Sunyaev R.A., Zel'dovich Y.B., 1970, Ap&SS, 7, 20
- Tucci B., et al., 2021, MNRAS, 500, 2777

Wechsler R.H., Tinker J.L., 2018, ARA&A, 56, 435

We chsler R.H., et al., 2006, ApJ, 652, 71 $\,$

Acknowledgements: ADMD thanks Celeste Artale, Beatriz Tucci,

Local metallicity in simulated galaxies

F. Collacchioni^{1,2}, C.A. Correa⁴, C.D.P. Lagos^{5,6} & S.A. Cora^{1,2}

- ¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina
- ² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ³ Institute for Theoretical Physics Amsterdam, University of Amsterdam, Países Bajos
- ⁴ International Centre for Radio Astronomy Research, University of Western Australia, Australia
- ⁵ The Cosmic Dawn Center, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Dinamarca

Contact / fcollacchioni@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract / In the last decade, integral field spectroscopy has expanded our understanding of chemical evolution of galaxies, giving evidence of a radial gradient of gas-phase metallicity. In this work, we use the state-of-art hydrodynamical simulation EAGLE to study the resolved, local properties of galaxies. We show that the local gas metallicity correlates with the stellar mass surface density and anti-correlates with the gas accretion. Resolved metallicity profiles acts as a good estimator of gas accretion, and can be used to understand the changes in the chemical enrichment of galaxies.

Keywords / methods: numerical — galaxies: evolution — galaxies: formation

1. Introduction

Our understanding of galaxy formation and evolution has considerably improved over the years thanks to advances in the technique of integral field spectroscopy (e.g. Sánchez et al., 2012; Carton et al., 2018). This has allowed the study of resolved local properties and has given insight into the origin of the integrated relations (Rosales-Ortega et al., 2012), by finding how integrated properties (e.g., stellar mass) behave in a resolved way. "Integrated properties" refers to the average of a galaxy total property measured within an specific radius, while "resolved properties" are the ones measure in star-forming regions of about 0.5".

An integrated property of particular interest is the gas metallicity, which correlates with the galaxy stellar mass (M_{\star}) , star formation rate (SFR) and total gas content, among other integrated properties (Mannucci et al., 2010; Zahid et al., 2014). The origin of these relations are intertwined with the analogous resolved properties, and similar or different behaviours between the resolved properties might shed light on the formation of galaxies.

Hwang et al. (2019) studied the resolved metallicity of galaxies from MaNGA (Bundy et al., 2015) and gave insight into its correlations with the accreted gas. In their work, they analyze the possibility to use the resolved metallicity as an estimator of recent gas accretion. We use a cosmological hydrodynamic simulation to further understand the resolved metallicity of galaxies and its relation with the accreted gas, as well as the relation with other resolved galaxy properties. Since the measurement of gas accretion is limited in observations, our results can be of great use to clarify whether the metallicity is directly linked to the accreted gas and whether it can be a good proxy as a detector of the latter.

2. Methodology

We use the reference, high volume hydrodynamical simulation from the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) project^{*}, which has a volume of 100^3 cMpc³. The EAGLE simulations follow the evolution of dark matter and baryons, consistent with a flat Λ CDM cosmology characterised by the Planck Collaboration et al. (2014) parameters. The subgrid physical models (such as radiative cooling, star formation, stellar feedback, etc.) are detailed in Schaye et al. (2015) and Crain et al. (2015).

In order to determine local properties, we need to identify the resolved regions of the simulated galaxies. To do so, we first rotate all galaxies setting their stellar angular momentum along the z-axis. Secondly, we apply a mesh to each galaxy, so their gas and star particles are distributed in cells (or *spaxels*) with dimensions 1 kpc \times 1 kpc, a spatial size which defines what we call here "local region". The spaxels' scale is similar to what

^{*}http://icc.dur.ac.uk/Eagle/

is found in observational works, and suitable with the standard resolution limit of the simulation (Trayford & Schaye, 2019). The particles within each spaxel will provide the information to calculate the local properties. For example, the stellar mass surface density, Σ_{\star} , is obtained by summing the mass of all the star particles within a spaxel and dividing by the spaxels surface (i.e., 1 kpc⁻²). The metallicity is defined as

$$Z = 12 + \log\left(\frac{1}{16} \frac{\Sigma_{\rm O}}{\Sigma_{\rm H}}\right),\tag{1}$$

where $\Sigma_{\rm O}$ and $\Sigma_{\rm H}$ are the oxygen and hydrogen mass surface densities, respectively.

To calculate the gas accreted mass onto galaxies, we follow the evolution of gas particles and compare their properties between two consecutive snapshots (i.e. between redshift z = 0 and z = 0.1). The gas accreted mass onto a given galaxy is formed by gas particles that fulfil the following conditions: (a) are classified as starforming (SF) at z = 0; (b) are bound to the galaxy or not being bound to any structure at z = 0.1; and (c) are a non star-forming (NSF) particle at z = 0.1. In this sense, we study an smooth accretion of gas that triggers star formation (by requesting the change from NSF to SF). Finally, we calculate the gas accretion fraction in each spaxel as $f_{accr} = \sum_{accr} / \sum_{gas}$, where \sum_{accr} is the accreted gas mass surface density and \sum_{gas} is the total gas mass surface density. Notice that $f_{accr} \leq 1$.

In this work, we analyze the local properties of the stellar surface density Σ_{\star} , metallicity Z, $f_{\rm accr}$, and the projected galactocentric distance of a sample of star-forming, central galaxies, more massive than $\geq 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$.

3. Results

Fig. 1 shows the median relation of the z = 0 gas phase metallicity as a function of Σ_{\star} of the spaxels. This relation, known as the resolved mass-metallicity relation (rMZR), is the analogous of the global mass-metallicity relation (MZR), which is obtained by relating the integrated metallicity of the galaxy with the integrated stellar mass, M_{\star} . We can see from the figure that spaxels with higher values of Σ_{\star} correspond to higher values of metallicity, except for $\Sigma_{\star} \gtrsim 3 \, M_{\odot} \, pc^{-2}$ where the relation tends to invert this behaviour. This change of behaviour could be related to those spaxels being nearer the galaxies' centres and, thus, they might be affected by the active galactic nuclei feedback, which prevents the newly enriched gas to cool (Trayford & Schave, 2019). The shape of the rMZR is similar to the one shown by the MZR, which could be evidence that the latter is a consequence of the former. If instead of analysing the spaxels of all galaxies, we separate the spaxels that lie in galaxies of an specific range of stellar mass (i.e., calculate the median of the rMZR only for those spaxels), we find that the trend remains, at least for spaxels of galaxies with $M_{\star} \geq 10^{10} \,\mathrm{M}_{\odot}$.

The left panel of Fig. 2 shows the metallicity of the spaxels as a function of the gas accretion fraction, $f_{\rm accr}$, at z = 0. A clear anti-correlation can be seen, where spaxels with higher values of $f_{\rm accr}$ present lower values of



Figure 1: Metallicity of spaxels as a function of the stellar mass surface density, Σ_{\star} , at z = 0. The black solid line shows the median of the relation for our simulation, while the shadows depict the $16^{\text{th}} - 84^{\text{th}}$ percentiles.

metallicity. This trend also holds for spaxels of galaxies with different stellar masses. It is worth noticing that, at fixed $f_{\rm accr}$, the spaxels' metallicity increases with M_{\star} .

To further study the $Z - f_{accr}$ anti-correlation, we define the residuals of the metallicity in the rMZR, as

$$Diff(O/H) = (O/H) - (O/H)_{rMZR},$$
(2)

where (O/H) is the actual value of the metallicity of the spaxel and $(O/H)_{rMZR}$ is the expected value of the metallicity for the value of Σ_{\star} of that spaxel. The right panel of Fig. 2 shows Diff(O/H) as a function of f_{accr} . We find that the anti-correlation remains, not only for the whole sample of spaxels but also for spaxels in specific ranges of M_{\star} . This analysis has also been done for the Diff(O/H) as a function of the SFR surface density $(\Sigma_{\rm SFR})$ in order to determine if the anticorrelation is a byproduct of the relation between other properties (not shown). To quantify the differences, we calculate the Pearson correlation coefficient $(C_{\rm P})$ and find that the Diff(O/H) – $\Sigma_{\rm SFR}$ relation has a value of $C_{\rm P} \approx 0.09$, while the former relation (Diff(O/H) - $f_{\rm accr}$) has a $C_P \approx -0.42$. This indicates that the local metallicity of galaxies is more sensitive to the local gas accretion than the $\Sigma_{\rm SFR}$.

Fig. 3 shows the number of spaxels (represented as percentage) with different values of $f_{\rm accr}$ as a function of galactocentric distance at z = 0. We can see that spaxels with low value of $f_{\rm accr}$ (i.e., ≤ 0.5) dominate the galaxies internal regions (≤ 5 kpc). On the contrary, spaxels with extremely high values of $f_{\rm accr}$ (i.e., ≥ 0.75) dominate the external regions (≥ 10 kpc). This result indicates that the spaxels with higher values of $f_{\rm accr}$, which are also the ones with the lower metallicity, are located in the outer regions of the galaxies. Even though there is a preference region in which spaxels of higher $f_{\rm accr}$ locate, the fact that these type of spaxels can be found in the inner regions ($\approx 10\%$ of $f_{\rm accr} \geq 0.75$ and



Figure 2: Top panel: Metallicity of the spaxels as a function of the gas accretion fraction, $f_{\rm accr}$, at z = 0. Bottom panel: Residuals of the metallicity as a function of the gas accretion fraction, $f_{\rm accr}$, at z = 0. In both panels, the black solid line shows the median of the relation for our simulation, while the shadows depict the $16^{\rm th} - 84^{\rm th}$ percentiles.

 $\approx 30\%$ of $f_{\rm accr} \geq 0.5$ at distances ≤ 5 kpc) tells us that the gas accretion takes place across the galaxy.

4. Conclusions

We use the EAGLE reference cosmological simulation to study how the local accretion of gas changes the metallicity of the local regions of galaxies. We investigate how the local metallicity correlates with the Σ_{\star} , finding that it has similar trends as its integrated analogous. We study how the local metallicity relates with the $f_{\rm accr}$, and find that spaxels with higher values of $f_{\rm accr}$ show lower values of metallicity. Measured by means of the Pearson correlation coefficient, we confirm that this anti-correlation is stronger than that obtained as a function of the $\Sigma_{\rm SFR}$. We conclude that the metallicity is more sensitive to the $f_{\rm accr}$ than to other local proper-



Figure 3: Number of spaxels as a function of the galactocentric distance, at z = 0. The spaxels are classified as the value of their gas accretion fraction, $f_{\rm accr}$. Spaxels with $f_{\rm accr} \leq 0.25, 0.25 < f_{\rm accr} \leq 0.5, 0.5 < f_{\rm accr} \leq 0.75$, and $f_{\rm accr} \geq 0.75$ are represented by the thin solid red line, the thin dashed purple line, the thick dashed black line and the thick solid blue line, respectively.

ties. We also show the spatial distribution of the spaxels and find that, although there is accretion of gas at all radius, there is a higher amount of spaxels with higher values of $f_{\rm accr}$ located in the external regions.

Acknowledgements: We thank the referee for the constructive comments that improved this manuscript. We acknowledge the Local Organizer and Scientific Committees of the 62th Meeting of the AAA. We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available and the Swinburne supercomputer OzS-TAR. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyèresle-Châtel. We acknoledge funding from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP-0387), Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación (PICT-2018-3743), and Universidad Nacional de La Plata (11-G150), Argentina. This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 734374. FC acknowledges CONICET for its supporting fellowship. CL acknowledges the Australian Research Council Centre of Excellence for All Sky Astrophysics in 3D.

References

Bundy K., et al., 2015, ApJ, 798, 7 Carton D., et al., 2018, MNRAS, 478, 4293 Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937 Hwang H.C., et al., 2019, ApJ, 872, 144 Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115 Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A16 Rosales-Ortega F.F., et al., 2012, ApJL, 756, L31 Sánchez S.F., et al., 2012, A&A, 538, A8 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521 Trayford J.W., Schaye J., 2019, MNRAS, 485, 5715 Zahid H.J., et al., 2014, ApJ, 791, 130

Modulación de gran escala en procesos bariónicos en vacíos en expansión o contracción

A.M. Rodríguez Medrano^{1,3}, D.J. $\mathrm{Paz}^{1,2}$ & F. Stasyszyn^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

Contacto / arodriguez@unc.edu.ar

 ${f Resumen}$ / Las grandes regiones subdensas del universo, denominadas vacíos cosmológicos, se caracterizan por presentar propiedades diferentes a la media del universo. En particular, podemos diferenciar las regiones de vacíos en dos poblaciones por su dinámica de expansión o contracción. Bajo esta dicotomía, los halos presentes en estas regiones y sus alrededores, se forman y evolucionan de diferentes maneras. En este trabajo, utilizando simulaciones de vacíos cosmológicos con modelos astrofísicos, caracterizamos los vacíos y su entorno a través del estudio de los bariones. Nuestros resultados indican una acreción más suave de materia a los halos presentes en vacíos y que aquellos halos presentes en las regiones externas de los vacíoss sobredensos, sienten perturbaciones debido a halos masivos.

Abstract / Large sub-dense regions of the universe, called cosmic voids, are characterized for presenting properties different from the average of the Universe. In particular, we can differentiate the regions of voids in two populations due to their expansion or contraction dynamics. Under this dichotomy, the halos present inside and outside these regions, form and evolve in different ways. In this work, using simulations of cosmological voids with astrophysical models, we characterize the voids and their environment through the study of baryons. Our results indicate a smoother accretion of matter to the halos present in voids and those halos present in the outer regions of the overdense voids, feel disturbances due to massive halos.

Keywords / large-scale structure of universe — galaxies: formation — galaxies: halos

1. Motivación

Los vacíos cosmológicos (*cosmic voids*) pueden clasificarse dos tipos, según tengan un perfil de contraste de densidad integrado sobredenso (tipo S) o subdenso (tipo R) (Ceccarelli et al., 2013). Esta clasificación también implica características dinámicas, ya que los primeros tienen paredes que se encuentran en contracción, mientras que los segundos se encuentran en expansión. Las observaciones indican que las galaxias que habitan estos entornos, tienen características muy particulares, siendo típicamente azules, formadoras de estrellas y de baja masa (Rojas et al., 2004). En este trabajo estudiamos como impacta esta clasificación de vacíos en las características bariónicas de los ambientes y en los mecanismos de la formación de los halos.

2. Métodos

Sobre una simulación de materia oscura de un volumen cúbico comóvil de 500 h^{-1} Mpc de lado se identificaron vacíos esféricos con el algoritmo de Ruiz et al. (2015). Para la identificación se utiliza el contraste adimensional de densidad $\delta(r)$

$$\delta(r) = \frac{\rho(r) - \hat{\rho}}{\hat{\rho}} \tag{1}$$

donde ρ indica la densidad y $\hat{\rho}$ la densidad media del universo. Se calcula el contraste adimensional integrado

 $(\Delta(r))$ en esferas y el radio del vacío (r_{void}) se define como el radio donde $\Delta(r) = -0.9$.

Se seleccionaron 4 vacíos tipo R y 3 vacíos tipo S, todos de ~ $10 h^{-1}$ Mpc de radio para ser resimulados. Las resimulaciones contienen partículas de gas, con los modelos de enfriamiento, formación estelar y feedback térmico de Springel & Hernquist (2003). También se realizó una simulación de un volumen cúbico comóvil de $125 h^{-1}$ Mpc (simulación de referencia) de lado con la misma resolución y las mismas implementaciones de física bariónica que las resimulaciones. Todas las simulaciones se realizaron con el código MUSIC (Hahn & Abel, 2011) para la generación de condiciones iniciales y el código GIZMO (Hopkins, 2015) para las integraciones. Los halos fueron identificados con el código ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013). Las resimulaciones y simulación de referencia alcanzan una resolución de $m_{\rm DM} = 9.3 \times 10^8 \,\,{\rm M_{\odot}}$ y $m_{\rm gas} = 1.8 \times 10^8 \,\,{\rm M_{\odot}}$. Los parámetros cosmológicos utilizados corresponden a un universo ΛCDM , $\Omega_M = 0.276$, $\Omega_\Lambda = 0.274$, $\Omega_{bar} = 0.045$ y h = 0.703.

3. Resultados

La Figura 1 presenta el perfil del contraste de densidad diferencial medio de los vacíos tipo S y tipo R calculado mediante la técnica de *stacking* (apilamiento). Se puede apreciar que los interiores de los vacíos de ambos tipos



Figura 1: Perfil de densidad diferencial medio de los vacíos utilizados. La curva naranja rayada es el correspondiente a los vacíos tipo S, la azul continua corresponde a los vacíos tipo R. La región sombreada representa la incerteza de la media calculada mediante la técnica de apilamiento.

son similares. Mas allá del radio del vacío, los vacío tipo S alcanzan densidades mayores a la media del universo. Ambos vacíos, alcanzan la densidad media del universo cerca de $3 r_{\text{void}}$

Para caracterizar la componente bariónica separamos el gas en base a su densidad y temperatura en cuatro fases:

- Difuso: gas a baja densidad y baja temperatura. Es el gas que se encuentra en un proceso de colapso adiabático.
- WHIM: (*warm-hot intergalactic medium*) gas a baja densidad y alta temperatura, calentado mediante shocks relacionados con la acreción de gas a los halos.
- Condensado: gas denso y a baja temperatura, se encuentra en los pozos de potencial de los halos y es combustible para la formación estelar.
- Caliente: gas denso y a alta temperatura, es calentado a través del *feedback* de la formación estelar.

Los límites en densidad y temperatura utilizados para esta clasificación son estándar en la literatura (Martizzi et al., 2019; Davé et al., 2010; Huang et al., 2019). Se utilizó una temperatura de 10⁵ K y la densidad definida por Kitayama & Suto (1996) por el contraste adimensional de densidad crítico δ_c donde el gas se encuentra virializado.

La Figura 2 presenta los perfiles de fracciones relativas de gas y se construyen contando las partículas de gas en cada una de las 4 fases que se encuentran en diferentes intervalos radiales y calculando la fracción que representan en ese intervalo. Esta fracción dividida la fracción cosmologica de ese gas es la *fracción relativa*. Los perfiles están constituidos por el valor medio y su error, mediante la técnica de *stacking*. En las regiones internas hay una sobreabundancia de gas difuso en ambos tipos de vacíos, llegando a ser ~ 2.5 veces la fracción de gas difuso de todo el universo. Esta sobreabundancia se compensa con poco gas condensado y de las fases caliente y WHIM. Esta señal indica poco procesamiento del gas y se debe a que los ambientes subdensos evolucio-



Figura 2: Perfiles medios de fracciones de cada fase de gas en cáscaras centradas en los vacíos relativo a la fracción cosmológica de cada fase de gas. *Panel superior:* perfil para los vacíos tipo R. *Panel inferior:* perfil para los vacíos tipo S.

nan de una manera más lenta, tardando más tiempo en formar halos y estrellas. Las regiones externas comprendidas entre $1 - 3 r_{\text{void}}$ son muy diferentes según el vacío sea tipo R o S. Los tipo S tienen una sobreabundancia de las fases más calientes y poco gas difuso, respecto a la media, lo cual indica que el gas a sido muy procesado en estas regiones. Esto se debe a que existe una sobreabundancia de estrellas que mediante el feedback calientan el gas produciendo los excesos de las fases calientes y WHIM. Por otro lado, los tipo R en su región externa, al seguir siendo subdensos, siguen teniendo las sobreabundancias de gas difuso y poco de las fases más calientes y de estrellas. Ambos tipos de vacíos alcanzan las fracciones cosmológicas en $\sim 3 r_{\rm void}$, esto indica que el entorno de los vacíos influye mucho más allá del radio donde son identificados.

La Figura 3 presenta las funciones de masa de los vacíos, las regiones cercanas $(1 - 3 r_{\rm void})$ y de la simulación de referencia. Estas funciones señalan como los vacíos carecen de halos de más allá de ~ 10^{13} M_{\odot}. La zona sombreada indica la región de halos estudiada en este trabajo, estos son aquellos de masas de $1.0 - 1.5 \times 10^{11}$ M_{\odot}.

Sobre los halos señalados en la Figura 3 calculamos sus espacios de fase. Estos se construyen separando las partículas en intervalos de velocidad radial y distancia al centro de los halos. Utilizando la velocidad circular y radio virial del halo como normalización. Para estudiar el flujo de partículas al centro de los halos, se resta la componente de velocidades radiales positivas de



Figura 3: Funciones de masa de los vacíos en sus diferentes regiones. La curva verde rayada-punteada corresponde al interior de los vacíos R, la punteada naranja al inerior de los vacíos S. La curva roja rayada corresponde al exterior de los vacíos S y la azul continua al exterior de los vacíos R. La curva negra corresponde a la simulación de referencia. La zona coloreada en gris es el rango de masa de los halos analizados en este trabajo.

los espacios de fases, a la componente de velocidades radiales negativas. Se obtiene así el exceso de partículas con velocidades radiales negativas que están siendo atraídas por el potencial del halo. Este proceso se conoce como *infall*. Esto se presenta en la Figura 4. En los paneles inferiores, principalmente el inferior izquierdo, se aprecian visiblemente dos componentes de *infall*, una en la región $\approx 2 - 4 r/r_{\rm vir}$ con bajas velocidades radiales $(v_{\rm r}/v_{\rm circ} > -1)$, y otra componente en la región $r/r_{\rm vir} \gtrsim 6$ con altas velocidades radiales $(v_{\rm r}/v_{\rm circ} < -1)$. Esta segunda componente esta principalmente asociada a la atracción gravitatoria que halos mayores ejercen sobre los halos donde se centran los diagramas.

La Figura 4 indica que el flujo de materia oscura difiere en función del entorno. El flujo hacia halos en los vacíos S (panel superior izquierdo) y R (panel superior derecho), está principalmente asociado al *infall* a bajas velocidades radiales. Esto es así ya que la segunda componente del *infall* se debe a estructuras más masivas, de las que los vacíos carecen. A su vez la señal parece indicar que el *infall* es más fuerte en los vacíos tipo R y que los halos en vacíos S tienen comparativamente mayor *infall* a distancias mayores.

Al comparar la región cercana al vacío S (panel inferior izquierdo) y la región cercana a los vacíos tipo R (panel inferior derecho) se aprecia mediante la intensidad del mapa de colores que los primeros tienen un exceso de *infall* a distancias grandes, mientras que en la región cercana a los vacíos tipo R es más fuerte el *infall* a distancias cercanas. Esto es así debido al exceso de estructuras masivas que se encuentran en las regiones externas a los vacíos tipo S. Las regiones externas a los vacíos tipo R, siguen siendo subdensas en las regiones analizadas (Figura 1) por lo que el *infall* asociado a los halos más masivos no es tan fuerte como en el caso de las regiones externas a vacíos tipo S.





Figura 4: Diagramas de fase de la materia oscura de los halos en diferentes ambientes. *Panel superior izquierdo:* halos en el interior de los vacíos tipo S. *Panel superior derecho:* halos en los vacío R. *Panel inferior izquierdo:* halos en la zona cercana $(1-3r_{void})$ a los vacío tipo S. *Panel inferior derecho:* halos en la zona cercana a los vacío tipo R. La línea negra punteada señala el radio virial. La escala de colores indica el número de partículas medio de cada celda de la grilla.

4. Conclusiones

En este trabajo se presentó una caracterización bariónica de los interiores de los vacíos y sus regiones cercanas, clasificando a estos dinámicamente, como vacíos tipo S o tipo R. La principal diferencia se encuentra en las regiones cercanas a estos, donde los vacíos tipo S son sobredensos y poseen abundante gas caliente y WHIM, producto de las estructuras masivas que allí vacen.

En cuanto a la formación de halos, se encontró que en las regiones cercanas a los vacíos tipo S, los halos en el rango de masas estudiado, se encuentran siendo atraídos por halos mayores, cayendo a grupos y sistemas. Este comportamiento es menos frecuente en las regiones cercanas a los vacíos tipo R, y mucho menos en los interiores de los vacíos.

Referencias

Behroozi P.S., Wechsler R.H., Wu H.Y., 2013, ApJ, 762, 109
Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 434, 1435
Davé R., et al., 2010, MNRAS, 408, 2051
Hahn O., Abel T., 2011, MNRAS, 415, 2101
Hopkins P.F., 2015, MNRAS, 450, 53
Huang S., et al., 2019, MNRAS, 484, 2021
Kitayama T., Suto Y., 1996, ApJ, 469, 480
Martizzi D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3766
Rojas R.R., et al., 2004, ApJ, 617, 50
Ruiz A.N., et al., 2015, MNRAS, 448, 1471
Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289

Ensamblaje de cúmulos de galaxias por eventos de acreción de grupos de galaxias

J.A. Benavides^{1,2} & M.G. Abadi^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina
 ² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / jose.astroph@gmail.com

Resumen / Analizamos la acreción de grupos de galaxias a cúmulos de galaxias con masa virial $M_{200} \sim 10^{14} M_{\odot}$ en el modelo Λ CDM utilizando la simulación hidrodinámica cosmológica Illustris. Encontramos que aproximadamente el ~ 60% de la población de galaxias a corrimiento al rojo z = 0, fueron acretadas en grupos y no individualmente desde el campo. La evolución de estos grupos dentro del cúmulo es rápida, en escalas de tiempo de 1 a 3 Gyr después de la caída las coherencia en el espacio de las fases (posiciones y velocidades) han sido borradas por el potencial gravitacional del cúmulo. Además, encontramos que los grupos son entornos propicios para que ocurran fusiones entre galaxias incluso luego de la acreción al cúmulo. Por cúmulo, identificamos un promedio de 17 ± 9 fusiones que se producen en grupos de galaxias durante la caída, de las cuales 7 ± 3 ocurren dentro del radio virial del cúmulo. El número de fusiones muestra una gran dispersión de un cúmulo a otro, llegando a 42 eventos de fusión en el cúmulo más masivo.

Abstract / We analyzed the accretion of galaxy groups into galaxy clusters with virial mass $M_{200} \sim 10^{14} M_{\odot}$ in the Λ CDM model using the Illustris cosmological hydrodynamic simulation. We found that approximately $\sim 60\%$ of the population of galaxies at redshift z = 0 were accreted in groups and not individually from the field. The evolution of these groups within the cluster is fast, on time scales from 1 to 3 Gyr after the fall the coherence in phases space (positions and velocities) have been erased by the gravitational potential of the cluster. Furthermore, we found that clusters are conducive environments for mergers to occur between galaxies even after accretion to the cluster. Per cluster, we identify an average of 17 ± 9 mergers that occur in groups of galaxies during the fall, of which 7 ± 3 occur within the virial radius of the cluster. The number of mergers shows a large dispersion from one cluster to another, reaching 42 merger events in the most massive cluster.

Keywords / galaxies: clusters — galaxies: groups — galaxies: interactions — galaxies: kinematics and dynamics

1. Introducción

Los cúmulos de galaxias son las estructuras virializadas más grandes en el Universo actual. El modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica ACDM describe un proceso de formación jerárquico donde las estructuras más grandes se forman por procesos de acreción y eventualmente fusiones de sistemas menos masivos. Esto aplica tanto para objetos individuales como para agrupaciones de galaxias. Grupos (o remanentes de grupos) y otras subestructuras han sido detectados observacionalmente en el interior de cúmulos de galaxias a partir de (por ejemplo) información cinemática de las galaxias individuales (Conselice & Gallagher, 1998; Biviano et al., 2002; Lisker et al., 2018; Iodice et al., 2019).

Dadas las altas dispersiones de velocidades dentro de un cúmulo de galaxias, $\sigma \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$, la probabilidad de que estas agrupaciones en su interior se generen espontáneamente es muy baja. Por lo tanto, se ha asociado a estas galaxias con propiedades cinemáticas muy próximas entre sí como remanentes de grupos de galaxias que cayeron juntas al interior del cúmulo. Sin embargo, estas mediciones pueden ser susceptibles a errores (partiendo del hecho de querer hacer mediciones completas solo con información en la línea de la visual), además de preguntas como ¿qué tanta información podemos recuperar de estos sistemas acretados a lo largo del tiempo?. En este trabajo presentamos resultados del estudio del proceso de ensamblaje de cúmulos de galaxias por la acreción de galaxias individuales y en grupos. Para esto utilizamos datos de las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas de vanguardia de alta resolución Illustris-1. En la Sec. 2 presentamos algunos detalles de esta simulación y la selección de los datos para nuestro análisis. En la Sec. 3 analizamos algunos efectos del entorno del cúmulo sobre la estructura de los grupos acretados y resultados de la detección de eventos de fusiones a lo largo del tiempo de caída. Finalmente se presentan algunas conclusiones y referencias. Una descripción más detallada del trabajo es presentada en Benavides et al. (2020).

2. Simulación y Metodología

El proyecto Illustris consiste en un conjunto de simulaciones numéricas cosmológicas hidrodinámicas (Vogelsberger et al., 2014a,b), en una caja de 106 Mpc de lado y corridas con el código AREPO (Springel et al., 2001), con condiciones iniciales establecidas en z = 127y parámetros cosmológicos consistentes con resultados



Figura 1: Distancias al centro del cúmulo N° 0 trazadas hacía atrás del tiempo para cada una de las galaxias dentro del radio virial a z = 0. Los puntos azules indican el tiempo en el cual caen al cúmulo en formación. Las curvas rojas corresponde al ejemplo de un grupo de galaxias que cayeron juntas y la curva azul a la galaxia central de este grupo acretado. La curva magenta continua indica el crecimiento del radio virial (r_{200}), las líneas a trazos y de puntos para $2r_{200}$ y $3r_{200}$ respectivamente.

del Wilkinson Microwave Anisotropy Probe WMAP9 (Hinshaw et al., 2013). La identificación de los halos y subhalos se hace a través de Friends-of-Friends (Davis et al., 1985) y SUBFIND (Springel et al., 2001); para el seguimiento de los halos a lo largo del tiempo se utilizó el SUBLINK merger trees (Rodriguez-Gomez et al., 2015). En nuestro caso utilizamos la simulación Illustris-1 que tiene una resolución en masa por partícula de $m_{dm} = 6.3 \times 10^6 M_{\odot}$, $m_{gas} = 1.3 \times 10^6 M_{\odot}$ y la longitud de ablandamiento para la interacción gravitacional es $\epsilon \sim 0.7$ kpc. La simulación incluye diez halos con $\log(M_{200}/M_{\odot}) > 14$.

Para el desarrollo de nuestro trabajo consideramos galaxias con una resolución confiable para subhalos con $m_{\star} \geq 1.5 \times 10^8 M_{\odot}$ que son ~ 120 partículas estelares. Seleccionamos todas las galaxias dentro del radio virial a z = 0 y trazamos sus órbitas hacia atrás en el tiempo. Definimos el radio virial (r_{200}) como el radio de una esfera cuya densidad media es 200 veces la densidad crítica del Universo ($\rho_c = 3H^2/8\pi G$). Tomamos como tiempo de caída (conocido normalmente en la literatura como t_{infall}) al cúmulo el momento previo a que formaran parte del mismo halo, obteniendo valores de distancia que van entre 1 a 3 veces el radio virial (ver Fig. 1). Para cada una de las galaxias acretadas se revisa el número de miembros que hacen parte del grupo al momento de la caída y luego sus órbitas son trazadas nuevamente hacía adelante en el tiempo, esto nos permite incluir galaxias que: I) forman parte de la muestra pero quedan fuera del radio virial a z = 0, conocidas como galaxias backsplash (Muriel & Coenda, 2014; Diemer et al., 2017) y II) incluir galaxias que van a desaparecer por eventos de fusiones con otras galaxias. Un ejemplo de lo anterior se presenta en la Fig. 1 donde las curvas grises corresponden a toda la muestra inicial dentro del cúmulo Nº 0, de masa virial $M_{200} = 2.32 \times 10^{14} M_{\odot}$, la línea continua magenta indica el crecimiento del radio virial; las curvas rojas corresponden a un conjunto de galaxias que hacían parte del mismo grupo y la curva azul a la que fue la galaxia central de dicho grupo acretado.

Cuando analizamos la estadística del número de grupos acretados en relación al número de galaxias (N_{gal}) que pertenecen a estos grupos, observamos que ~ 60 % de las galaxias son acretadas como parte de grupos de N_{gal} ≥ 2 . El restante ~ 40 % lo hacen directamente del campo (solas o lo que llamamos grupo de N_{gal} = 1).

Análisis de los grupos de galaxias a lo largo de la caída

3.1. Efecto del entorno sobre los grupos

La estructura de los grupos de galaxias acretados serán fuertemente afectados por el potencial del cúmulo a lo largo del tiempo de caída. Una forma de cuantificar esto es analizando su distribución en el espacio distancia proyectada contra velocidad en la línea de la visual, (conocido comúnmente como espacio de fase), donde un sistema de galaxias que conforman un grupo y por tanto interactúan gravitacionalmente entre sí, tendrán valores característicos de tamaño y dispersión de velocidades dentro de este plano. La distribución de galaxias en este tipo de espacios ha sido utilizada en la búsqueda de subestructura de galaxias dentro de cúmulos (Lisker et al., 2018; Biviano et al., 2002, 2013). Así, es de esperar que al presentar la ubicación y velocidad de movimiento de cada galaxia en este plano, aquellas que conviven juntas en un mismo halo deberán aparecer próximas entre sí. Un ejemplo de esto (para el mismo cúmulo de la Fig. 1) se muestra en el panel izquierdo de la Fig. 2 donde cada combinación color-marcador hace referencia a galaxias de un mismo grupo. Una vez caen dentro del cúmulo los efectos gravitacionales de este afectan la estructura del grupo, aumentando su dispersión de velocidades y tamaño característico inicial. Esto se observa en la distribución del panel derecho (para el mismo conjunto de galaxias anterior) en la época actual (z = 0). Encontramos que los tamaños de los grupos de galaxias aumenta en promedio un factor ~ 5 mientras que la dispersión de velocidades aumenta en un factor ~ 3 .

3.2. Fusiones a lo largo de la caída

Identificamos y analizamos un total de 171 eventos de fusión entre galaxias a lo largo del tiempo de caída. Dentro de los aspectos más relevante observamos que todos esto se dan entre galaxias que fueron miembros del mismo grupo. Esto es interesante debido a que si bien la probabilidad de encuentros entre galaxias dentro de un cúmulo es muy baja, los entornos de los grupos donde las dispersiones de velocidades son mucho más bajas favorecen dichos encuentros (Mihos, 2003; Sarron et al., 2019; Roberts & Parker, 2017; Vijayaraghavan & Ricker, 2013). Esto muestra que este preprocesamiento permanece durante algunos Gyrs después de la caída, aún bajo la fuerte acción gravitacional que ejerce el cúmulo sobre las galaxias. Convirtiendo la búsqueda y detección de



Figura 2: Panel izquierdo: Distancia proyectada como función de la velocidad en la línea de la visual (espacio de fase) para la muestra de galaxias del cúmulo N° 0, donde cada combinación color-marcador corresponde a galaxias que hacían parte de un mismo grupo al momento de ser acretadas, los puntos grises indican galaxias individuales. Panel derecho: mismas galaxias del panel izquierdo pero presentando su distribución actual (z = 0), las líneas punteadas corresponden a la velocidad de escape del cúmulo.



Figura 3: Relación entre la distancia en que ocurren las fusiones identificadas como función del intervalo de tiempo después de caer al cúmulo, diferenciados por tipo Satélite-Central y Satélite-Satélite. El código de color corresponde a la razón de masa estelar de las dos galaxias involucradas en la fusión.

estos remanentes de fusiones entre galaxias en un tipo de subestructura de grupos en el pasados. Una relación entre el intervalo de tiempo luego de la caída hasta que se da la fusión y la distancia al centro del cúmulo donde se da este evento es presentado en la Fig. 3. Allí se puede apreciar que cuanto mayor es el intervalo de tiempo se espera que las fusiones ocurran en regiones más interiores del cúmulo, encontrando que ~ 40 % de las fusiones se dan dentro del radio virial.

4. Conclusiones

Luego del análisis de la caída de galaxias individuales y en grupos para en ensamblaje de cúmulos de galaxias encontramos que:

Alrededor de un ~ 60 % de las galaxias que conforman un cúmulo son acretadas como parte de grupos, siendo en su mayoría eventos de caída en grupos de

pocos miembros (2 a 4 con $M_{\star}\gtrsim 1.5\times 10^8~M_{\odot})$ y caída de grupos numerosos $(N_{gal}\geq 5)$ son escasos.

- Los efectos gravitacionales del cúmulo afecta las propiedades de tamaño y dispersión de velocidades de los grupos de galaxias acretados, borrando la mayor parte de su identidad de grupo en unos pocos miles de millones de años (2 a 3 Gyr) haciendo que sea muy difícil recuperar información de algún tipo de subestructura salvo para acreciones recientes.
- Los entornos de los grupos acretados generan condiciones dinámicas que favorecen los encuentros entre galaxias dentro de los cúmulos, así mismo los rastros de estas interacciones (como colas de marea o cascarones) serían indicadores de subestructura al interior de estos.

Agradecimientos: Agradecemos a la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la UNC por el financiamiento de mi beca de doctorado y que hizo posible el desarrollo de este proyecto.

Referencias

- Benavides J.A., Sales L.V., Abadi M.G., 2020, MNRAS, 498, 3852
- Biviano A., et al., 2002, A&A, 387, 8
- Biviano A., et al., 2013, A&A, 558, A1
- Conselice C.J., Gallagher John S. I., 1998, MNRAS, 297, L34
- Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
- Diemer B., et al., 2017, ApJ, 843, 140
- Hinshaw G., et al., 2013, ApJS, 208, 19
- Iodice E., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1906.08187
- Lisker T., et al., 2018, ApJ, 865, 40
- Mihos C., 2003, arXiv e-prints, astro-ph/0305512
- Muriel H., Coenda V., 2014, A&A, 564, A85
- Roberts I.D., Parker L.C., 2017, MNRAS, 467, 3268
- Rodriguez-Gomez V., et al., 2015, MNRAS, 449, 49
- Sarron F., et al., 2019, A&A, 632, A49
- Springel V., et al., 2001, MNRAS, 328, 726
- Vijayaraghavan R., Ricker P.M., 2013, MNRAS, 435, 2713
- Vogelsberger M., et al., 2014a, MNRAS, 444, 1518
- Vogelsberger M., et al., 2014b, Nature, 509, 177

Pixel color-magnitude diagrams of galaxies in the Fornax cluster using S-PLUS images

C.G. Escudero^{1,2}, A.V. Smith Castelli^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, L.A. Sesto^{1,2}, C.L. Mendes de Oliveira³, F.R. Herpich³ & C.E. Barbosa³

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto de Astronomía, Geofísica y Ciencias Atmosféricas, USP, Brasil

Contact / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los cúmulos de galaxias son los sistemas ligados gravitacionalmente más grandes del universo y, como tales, juegan un papel importante en los estudios cosmológicos. Un recurso importante para estudiar sus propiedades de manera estadística es utilizar conjuntos de datos de imágenes homogéneos y de gran cobertura areal que puedan abarcar diversos medioambientes. En este sentido, las imágenes de campo amplio (1.4 grados²) obtenidas por el *Southern Photometric Local Universe Survey* (S-PLUS) en 12 bandas ópticas, constituyen una valiosa herramienta para ese tipo de estudios. En este trabajo, presentamos un análisis fotométrico de los denominados diagramas color-magnitud pixelados, correspondiente a una muestra de 24 galaxias de diversos tipos morfológicos ubicadas en el cúmulo de Fornax.

Abstract / Galaxy clusters are the largest gravitationally bound systems in the universe and, as such, play an important role in cosmological studies. An important resource for studying their properties in a statistical manner are homogeneous and large image datasets covering diverse environments. In this sense, the wide-field images (1.4 deg^2) obtained by the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) in 12 optical bands, constitute a valuable tool for that type of studies. In this work, we present a photometric analysis of pixel color-magnitude diagrams, corresponding to a sample of 24 galaxies of different morphological types located in the Fornax cluster.

Keywords / surveys — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: photometry

1. Introduction

Galaxy clusters are the largest gravitationally bound systems in the universe and, as such, play an important role in cosmological studies. According to the hierarchical clustering scenario, galaxy clusters continuously grow by accreting individual galaxies, as well as entire galaxy groups. Therefore, they have been regarded as powerful laboratories for studying the physical processes that might have influenced galaxies evolution, such as strong galaxy-galaxy interaction, ram pressure stripping, among others. All these environmental mechanisms result in different morphological properties for cluster and field galaxies. An important resource for studying these properties in a statistical manner are homogeneous and large image datasets covering diverse environments. In this sense, the wide-field images obtained by the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS; Mendes de Oliveira et al., 2019) in 12 optical bands, constitute a valuable tool for that type of study (see Section 2 for details).

In this work, we present the pixel color-magnitude diagrams (pCMDs; e.g., Lanyon-Foster et al., 2007) of a sample of 24 galaxies of different morphological types located in the Fornax cluster (d = 21.1 Mpc; Blakeslee et al., 2010). Our main goal is to elucidate if this kind of diagrams could be used to detect internal substructures in galaxies and if they could help to carry out a mor-

phological classification of galaxies. According to the distance adopted for Fornax, 1 arcmin corresponds to a scale of 5.81 kpc.

2. S-PLUS and pCMD

S-PLUS is an imaging survey that will cover $\approx 9300 \text{ deg}^2$ in 12 filters, using a robotic 0.8 m-aperture telescope located at the Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), Chile. Its wide field camera allows to obtain images of $1.4 \times 1.4 \text{ deg}^2$ with a pixel scale of 0.55 arcsec. In addition to the broadband filters u, g, r, i, z, S-PLUS includes 7 narrowband filters centered on the following spectral features: [OII], Ca H+K, H δ , G-band, Mgb triplet, H α and Ca triplet. The characteristics of the survey allow performing an analysis of a large number of objects in a homogeneous manner.

From these photometric data, we built individual pCMDs for 24 galaxies in the Fornax cluster, where each point in these diagrams corresponds to a pixel in the image. However, previously, it was necessary to homogenize the seeing values in the different images and mask the objects near the galaxies, in order to avoid spurious effects in the diagrams. Since the typical seeing value in these images is in the range 1-2 arcsec, to obtain a pixel scale of the order of the point spread function (PSF), we considered a binning factor of 2. By doing this, we make sure that each pixel is statistically independent of the



Figure 1: Pixel color-magnitude diagrams of the analyzed elliptical galaxies, organized by decreasing luminosity (from left to right, and from top to bottom). The morphological type is indicated between parentheses. The color bar gives the galactocentric distance code for each pixel.

surrounding pixels, and we improve the signal-to-noise (S/N) ratio in the data. Finally, the flux of each pixel in the 12 bands was converted to apparent magnitude per square arcsec and calibrated to the standard system. We consider the limit at $g_0 = 22$ mag arcsec⁻² in the diagrams to ensure an S/N > 5 in each pixel. In this way, it is possible to reach several arcsec of galacto-centric radii before the background level begins to affect the diagrams.

3. Morphology

Observing the different pCMDs, a wide range of shapes and features can be seen. However, grouping the galaxies according to their morphological classification de Vaucouleurs et al. (1991), some similarities between the diagrams emerge.

Although the sample analyzed in this work includes 24 galaxies, here we will only present a small group according to morphological type, in order to show the different characteristics among them. In this work, we consider galaxies with $M_g < -18$ mag in order to obtain a significant number of pixels with S/N > 5 for each of them. Figures 1, 2 and 3 show the pCMDs for elliptical (E), lenticular (S0) and spiral (S) galaxies, respectively, color-coded according to the distance of each pixel from the galactic center.

At first glance, pCMDs associated to E galaxies (Figure 1) show the same behavior, defining a clear main sequence with average colors $1.1 < (g - i)_0 < 1.2$ mag arcsec⁻². This is expected for the E due to their regular structures and the homogeneity in their ages. Furthermore, it is observed that the brightest pixels have slightly redder colors $((g - i)_0 > 1.2 \text{ mag arcsec}^{-2})$ compared to the aforementioned sequence.

On the other hand, although most of the diagrams of the S0 galaxies (Figure 2) resemble that of the E ones,



Figure 2: Pixel color-magnitude diagrams of the analyzed lenticular galaxies, organized by decreasing luminosity (from left to right, and from top to bottom). The morphological type is indicated between parentheses. The color bar gives the galactocentric distance code for each pixel.

some of them show complex shapes, such as NGC 1316, NGC 1326, NGC 1386, among others. The different shapes in these diagrams are mainly due to the presence of dust, structures such as bulges, discs, rings, or even star forming regions. It is worth noticing that the pCMDs of NGC 1374, classified as E0, and NGC 1381, classified as S0, are quite similar. We wonder if both galaxies are of the same morphological type, and one of them is misclassified due to a projection/inclination effect. For example, while NGC 1381 is a clear edge-on S0 galaxy, NGC 1374 looks like an elliptical galaxy but it could also be a face-on S0 (Figure 4). Although, in principle, the analysis of its surface brightness profile would allow disentangling its different components, thus being able to determine its morphological type in some cases this analysis is complex and not conclusive.

Finally, in the case of S galaxies (Figure 3), it is observed that their diagrams show more complex structures compared to those of early type galaxies. The pCMDs of spiral galaxies present bluer colors in



Figure 3: Pixel color-magnitude diagrams of the analyzed spiral galaxies, organized by decreasing luminosity (from left to right, and from top to bottom). The morphological type is indicated between parentheses. The colored bar indicates the galactocentric distance of the pixels considered in each galaxy.

their outermost pixels $((g - i)_0 < 0.9 \text{ mag} \operatorname{arcsec}^{-2})$ with respect to their central regions $((g - i)_0 \sim 1.2 \text{ mag} \operatorname{arcsec}^{-2})$ and a wider color dispersion. This is due to the presence of star-forming regions, generally associated with spiral arms. Another feature observed in these diagrams is that the color dispersion is influenced by the inclination of the galaxy with respect to the sky plane.

4. Conclusions

Using photometric data from the S-PLUS survey, we built individual pCMDs for 24 galaxies located in the Fornax cluster. By comparing the different diagrams grouped according to their morphological types, certain trends and differences among them are identified. For example, from the particular cases of NGC 1374 and NGC 1381, we wonder if this kind of diagrams could become a powerful tool to clarify dubious morphological classifications, besides allowing the identification of internal substructures.

As future work, we plan to obtain as many pCMDs as possible in Fornax, in order to have a significant statistical sample that will allow us to disentangle the is-



Figure 4: Top left panel: pixel color-magnitude diagram of the galaxy NGC 1374 shown in the top right panel. Bottom left panel: pixel color-magnitude diagram of the galaxy NGC 1381 shown in the bottom right panel. Due to the similarities between the pCMDs of both galaxies, we wonder if NGC 1374 could be a face-on S0 misclassified as E as a consequence of an inclination effect.

sues mentioned above. In addition, we will explore the ability of these diagrams to provide information on stellar populations in Fornax (e.g., Conroy & van Dokkum, 2016; Lee et al., 2018).

Acknowledgements: S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

References

- Blakeslee J.P., et al., 2010, ApJ, 724, 657
- Conroy C., van Dokkum P.G., 2016, ApJ, 827, 9
- de Vaucouleurs G., et al., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies
- Lanyon-Foster M.M., Conselice C.J., Merrifield M.R., 2007, MNRAS, 380, 571
- Lee J.H., et al., 2018, ApJ, 857, 102
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241

Current status of the QUBIC experiment

C.G. Scóccola^{1,2}, P. Ade³, J.G. Alberro⁴, A. Almela⁵, G. Amico⁶, L.H. Arnaldi⁷, D. Auguste⁸, J. Aumont⁹, S. Azzoni¹⁰, S. Banfi^{11,12}, B. Bélier¹³, E.S. Battistelli^{6,14}, A. Baù^{11,12}, D. Bennett¹⁵, L. Bergé⁸, J.-Ph. Bernard⁹, M. Bersanelli^{16,12}, M.-A. Bigot-Sazy¹⁷, J. Bonaparte¹⁸, J. Bonis⁸, E. Bunn¹⁹, D. Burke¹⁵, D. Buzi⁶, F. Cavalier^{16,12}, P. Chanial¹⁷, C. Chapron¹⁷, R. Charlassier¹⁷, A.C. Cobos Cerutti⁵, F. Columbro^{6,14}, A. Coppolecchia^{6,14}, G. D'Alessandro^{6,14}, P. de Bernardis^{6,14}, G. De Gasperis^{20,14}, M. De Leo^{6,21}, M. De Petris^{6,14}, S. Dheilly¹⁷, C. Duca⁵, L. Dumoulin⁸, A. Etchegoyen⁵, A. Fasciszewski¹⁸, L.P. Ferreyro⁵, D. Fracchia⁵, C. Franceschet^{16,12}, M.M. Gamboa Lerena¹, K.M. Ganga¹⁷, B. García⁵, M.E. García Redondo⁵, M. Gaspard⁸, D. Gayer¹⁵, M. Gervasi^{11,12}, M. Giard⁹, V. Gilles⁶, Y. Giraud-Heraud¹⁷, M. Gómez Berisso⁷, M. González⁷, M. Gradziel¹⁵, L. Grandsire¹⁷, J.-Ch. Hamilton¹⁷, M.R. Hampel⁵, D. Harari⁷, S. Henrot-Versillé⁸, F. Incardona^{16,12}, E. Jules⁸, J. Kaplan¹⁷, C. Kristukat²², L. Lamagna^{6,14}, S. Loucatos^{17,23}, T. Louis⁸, B. Maffei²⁴, S. Marnieros⁸, W. Marty⁹, S. Masi^{6,14}, A. Mattei¹⁴, A. May²⁵, M. McCulloch²⁵, L. Mele^{6,14}, D. Melo⁵, A. Mennella^{16,12}, L. Montier⁹, L. Mousset¹⁷, M. Paiella^{6,14}, F. Pajot⁹, A. Paserini^{11,12}, L. Piccirillo²⁵, G. Pisano³, M. Platino⁵, G. Polenta²⁶, D. Préle¹⁷, R. Puddu²⁷, D. Rambaud⁹, E. Rasztocky²⁸, P. Ringegni⁴, G.E. Romero²⁸, J.M. Salum⁵, A. Schillaci²⁹, S. Scully^{15,30}, S. Spinelli¹¹, G. Stankowiak¹⁷, M. Stolpovskiy¹⁷, A.D. Supanitsky⁵, A. Tartari³¹, J.-P. Thermeau¹⁷, P. Timbie³², M. Tomasi^{16,12}, S.A. Torchinsky^{17,33}, G. Tucker³⁴, C. Tucker³, D. Vigano^{16,12}, N. Vittorio^{20,14}, F. Voisin¹⁷, F. Wicek⁸, M. Wright²⁵, M. Zannoni^{11,12}, A. Zullo¹⁴

¹ List of affiliations at the end

Contact / cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El experimento Q & U Bolometric Interferomer for Cosmology (QUBIC) está diseñado para medir los modos B de polarización primordiales en el fondo cósmico de radiación, y será instalado en Alto Chorrillos, provincia de Salta, Argentina. La detección de los modos B primordiales no se ha logrado aún, no sólo por tratarse de una señal muy débil, sino también por la contaminación de señales galácticas, especialmente la emisión térmica del polvo, emitidas en las mismas frecuencias. En este trabajo resumimos el estado actual del experimento QUBIC.

Abstract / The Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology (QUBIC) is an experiment to measure the primordial B modes polarization of the cosmic microwave background (CMB), that will be installed in Alto Chorrillos, province of Salta, Argentina. The detection of the primordial B modes has not been achieved yet, not only because it is an extremely faint signal, but also because of contamination by foregrounds that emit at the same frequencies, most noticeably the galactic thermal dust emission. In this work, we summarize the current status of the QUBIC experiment.

Keywords / cosmic background radiation — cosmological parameters — cosmology: observations

1. Introduction

Within the standard cosmological model, the inflationary paradigm came to solve many of the problems of the Big Bang model, namely, the large scale homogeneity, the flatness problem, and most importantly, the origin of cosmic structure. However, this inflationary period occurs at the very beginning in the history of our universe, and remains unreachable to observations. Inflationary models predict the existence of tensor fluctuations (primordial gravitational waves) that leave a particular pattern in the polarization of the cosmic microwave background (CMB) called the B-mode polarization. This weak signal, expected to be of the order of a few tens of nK, has not been detected yet. Its measurement will constitute the first indirect observation of the inflationary epoch.

The quest to measure the B-mode polarization in the CMB has been undertaken by many ongoing experiments, among which we mention SPTPol (Sayre et al., 2019), POLARBEAR (Ade et al., 2014), ACT-Pol (Louis et al., 2017), and BICEP2 (Ade et al., 2018). Planned experiments include CLASS (Dahal et al., 2020), POLARBEAR 2 + Simons Array (Suzuki et al., 2016), Simons Observatory (Ade et al., 2019), advanced ACT (Henderson et al., 2016), PIPER (Gandilo et al., 2016), upgrade of the BICEP3/Keck array (Grayson et al., 2016), LSPE (Addamo et al., 2020), CMB- S4 (Abazajian et al., 2019) and LiteBird (Suzuki et al., 2018; Hazumi et al., 2019).

QUBIC is an experiment that aims at measuring the B-mode polarization in the CMB. Its novel infrastructure of a bolometric interferometer allows for a high sensitivity and an exquisite control of systematic effects (Mennella et al., 2019). The main features of QUBIC, that distinguish it from a traditional imager are:

- Scanning of the sky with a synthesized beam which is the result of the interefometric pattern produced by an array of horns. The synthesized beam has a series of nearly gaussian peaks, and an angular resolution of $\approx 23.5'$ at 150 GHz.
- The angular separation between the main and secondary peaks is of $\approx 8.8^{\circ}$ at 150 GHz. This separation varies as a function of frequency within the broad bandwidth, allowing the reconstruction of maps at different subfrequencies within the physical band, using spectro-imaging.
- The polarization grid is located before any optical component (except the half-wave plate (HWP) and the filters), and the sensors measure the full power. Hence, QUBIC is insensitive to cross-polarization within the instrument.

The QUBIC full instrument (FI) will work in two frequency bands: 150 GHz and 220 GHz. A smaller version of the instrument, called the technological demonstrator (TD) operates at 150 GHz with a smaller horns array and a smaller focal plane. The TD has been characterized in the lab, and it will be shipped to Argentina in the following months, to operate at the observation site, while the FI is constructed.

In the following, we briefly present the main results that have been obtained recently by the QUBIC collaboration, and that have been described in detail in the following publications. In Hamilton et al. (2020), a general overview of the experiment and the scientific case is presented. A description of the spectro-imaging capabilities of QUBIC is presented in Mousset et al. (2020). In Torchinsky et al. (2020), we describe the TD QUBIC prototype, and its characterization in the lab. In Piat et al. (2021), we study the performance of the TES bolometers and the readout electronics. The criogenic system is described in Masi et al. (2020). The design and performance of the half wave plate rotator is reported in D'Alessandro et al. (2020), while Cavaliere et al. (2020) describe the feedhorn-switches system, and O'Sullivan et al. (2020) focuses on the optical design and performance.

2. Main results

The signal of the B-modes polarization of the CMB is expected to be very weak, highly contaminated by astrophysical foregrounds, and subject to instrumental systematic effects. To carefully account for these effects, it is important to have observations at many frequencies. QUBIC properly addresses these observational issues thanks to its unique capability to control systematic effects due to its interferometric nature, and the high sensitivity enabled by the bolometric detectors. Moreover, the QUBIC synthesized beam has a frequencydependent shape that enables to produce CMB polarization maps in different sub-bands within the two broadbands of the instrument (150 and 220 GHz). This feature facilitates the removal of galactic foregrounds.

2.1. The QUBIC site

QUBIC will be installed in Alto Chorillos (24°11'11.7" S; 66°28'40.8" W, altitude of 4869 m a.s.l.), near the city of San Antonio de los Cobres in the Salta Province (de Bernardis, 2018). The site will also host the LLAMA 12 m antenna*. It exhibits excellent quality sky for CMB studies: zenith optical depth at 210 GHz $\tau_{210} < 0.1$ for 50% of the time and < 0.2 for 85% of the time as well as relatively quiet atmosphere (winds < 6 m/s for 50% of the time). The average atmospheric temperature is 270 K with an average emissivity 0.081 and 0.138 at 150 and 220 GHz respectively.

Due to Pulse-Tubes-Coolers, the posible elevations will be between 30 and 70 degrees. The mount is an altazimuthal mount on the top of a well-adapted container. A fore-baffle at the window entrance will reject side lobes for angles larger than 20 degrees from bore-sight direction. A ground-shield will minimize the brightness contrast between the sky and the ground. The calibration source used for self-calibration (see Torchinsky et al., 2020, for details) will be installed on a 50 m-high tower placed at a distance of 50 m, being naturally in the far field of the instrument.

2.2. Scientific forecasts

In Hamilton et al. (2020), we give forecasts for typical observations and measurements. With three years of integration, and assuming perfect foreground removal and stable atmospheric conditions from the argentinian site, we can achieve a statistical sensitivity to the effective tensor-to-scalar ratio r (including primordial and foreground B-modes) of $\sigma(r) = 0.015$. Assuming the 220 GHz is used to subtract foreground contamination together with data from other surveys such as Planck 353 GHz channel, our sensitivity to primordial tensors is given by that of the 150 GHz channel alone and is $\sigma(r) = 0.021$.

2.3. Spectroimaging

Thanks to the multi-peaked nature of its synthesized beam, QUBIC is able to reconstruct sky maps in several sub-bands within the broad frequency band. This provides a powerful spectral method to discriminate between the CMB and astrophysical foregrounds. In Mousset et al. (2020), we study the reconstruction of a point source, as well as of galactic dust maps. We also characterize the frequency response of the instrument. The non-trivial shape of the synthesized beam implies a non-trivial map-making procedure, in which the final maps are computed with an iterative method.

^{*}https://www.llamaobservatory.org/en/

The residual maps are correlated both spatially and in frequency. We study the noise properties of spectroimaging, especially the correlations between sub-bands, using end-to-end simulations together with a fast noise simulator. We repeat the study for different numbers of subbands, and conclude that the spectro-imaging performance is nearly optimal up to five sub-bands.

Summary 3.

The QUBIC experiment, with its novel infrastructure as a bolometric interferometer, has the high sensitivity and good control of systematics necessary to measure the Bmode polarization of the CMB. Thanks to its ability to perform spectro-imaging, it will allow the construction of CMB polarization maps at many frequencies, which will improve the separation of the CMB signal from that of the foregrounds.

The TD is soon to be shipped to Argentina, to be installed in its deployment site. This smaller version of the QUBIC instrument will be able to demonstrate the spectro-imaging capabilities of the instrument, and will allow the characterization of the contaminants. Meanwhile, we will advance with the construction of the full instrument. The infrastructure at San Antonio de los Cobres is already well advanced.

Acknowledgements: QUBIC is funded by the following agencies. France: ANR (Agence Nationale de la Recherche) 2012 and 2014, DIM-ACAV (Domaine d'Interet Majeur-Astronomie et Conditions d'Apparition de la Vie), Labex UnivEarthS (Université de Paris), CNRS/IN2P3 (Centre National de la Recherche Scientifique/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules), CNRS/INSU (Centre National de la Recherche Scientifique/Institut National des Sciences de l'Univers). Italy: CNR/PNRA (Consiglio Nazionale delle Ricerche/Programma Nazionale Ricerche in Antartide) until 2016, INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) since 2017. Argentina: MIN-CyT (Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación), CNEA (Comisión Nacional de Energía Atómica), CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas).

References

- Abazajian K., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.04473 Addamo G., et al., 2020, arXiv preprint arXiv:2008.11049
- Ade P., et al., 2014, ApJ, 794, 171
- Ade P., et al., 2018, PhRvL, 121, 221301
- Ade P., et al., 2019, JCAP, 2019, 056
- Cavaliere F., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2008.12721
- Dahal S., et al., 2020, JLTP, 1-9
- D'Alessandro G., 2020,et al., arXive-prints, arXiv:2008.10667
- de Bernardis P., 2018, BAAA, 60, 107
- Gandilo N.N., et al., 2016, Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9914, 99141J
- Grayson J., et al., 2016, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII, vol. 9914, 99140S, International Society for Optics and Photonics

Hamilton J.C., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2011.02213

- Hazumi M., et al., 2019, JLTP, 194, 443
- Henderson S.W., et al., 2016, JCAP, 184, 772
- Louis T., et al., 2017, JCAP, 2017, 031 Masi S., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2008.10659
- Mennella A., et al., 2019, Universe, 5, 42
- Mousset L., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.15119
- O'Sullivan C., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2008.10119
- Piat M., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.06787
- Sayre J., et al., 2019, arXiv preprint arXiv:1910.05748
- Suzuki A., et al., 2016, JLTP, 184, 805
- Suzuki A., et al., 2018, JLTP, 193, 1048
- Torchinsky S., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2008.10056

List of affiliations:

- ¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- 2 Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
- Cardiff University, Reino Unido
- ⁴ Grupo de Ensayos Mecánicos Aplicados, UNLP, Argentina $\mathbf{5}$ Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas,
- CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina
- ⁶ Sapienza Università di Roma, Italia
- ⁷ Centro Atómico Bariloche e Instituto Balseiro, CNEA, Argentina
- Universitè Paris-Saclay, CNRS-IN2P3, Francia
- ⁹ Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, CNRS-INSU. Francia
- ¹⁰ Department of Physics, University of Oxford, Reino Unido
- ¹¹ Università degli Studi di Milano-Bicocca, Italia
- 12Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano Bicocca. Italia
- Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Francia
- $^{\rm 14}$ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma, Italia
- ¹⁵ National University of Ireland, Irlanda
- 16 Università degli studi di Milano, Italia
- ¹⁷ Université de Paris, CNRS–APC, Francia
- 18Centro Atómico Constituyentes, CNEA, Argentina
- 19Richmond University, EE.UU.
- 20 Università di Roma Tor Vergata, Italia
- ²¹ Department of Physics, University of Surrey, Reino Unido
- ²² Escuela de Ciencia y Tecnología, UNSAM y Centro Atómico Constituyentes, CNEA, Argentina
 ²³ Astronarticule et Cosmologie, CNES-IN2P3, Francia
- Astroparticule et Cosmologie, CNRS-IN2P3, Francia
- 24Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Saclay, CNRS-INSU, Francia
- ²⁵ University of Manchester, Reino Unido
- ²⁶ Italian Space Agency, Italia
- ²⁷ Pontificia Universidad Catolica de Chile, Chile
- 28 Instituto Argentino de Radio
astronomía, CONICET-CICPBA–UNLP, Argentina
- ²⁹ California Institute of Technology, EE.UU.
- ³⁰ Institute of Technology, Irlanda
- ³¹ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, Italia
- ³² University of Wisconsin, EE.UU.
- ³³ Observatoire de Paris, Université Paris Science et Lettres, Francia
- ³⁴ Brown University, EE.UU.

The Fornax Cluster through S-PLUS

A.V. Smith Castelli^{1,2}, C. Mendes de Oliveira³, F. Herpich³, C.E. Barbosa³, C. Escudero^{1,2}, M. Grossi⁴, L. Sodré³, C.R. de Bom⁵, L. Zenocratti^{1,2}, M.E. De Rossi⁶, A. Cortesi⁴,

R. Cid Fernandes⁷, A.R. Lopes⁸, E. Telles⁸, G.B. Oliveira Schwarz⁹, M.L.L. Dantas¹⁰, F.R. Faifer^{1,2},

A. Chies Santos¹¹, J. Saponara¹², V. Reynaldi¹, I. Andruchow^{1,2}, L. Sesto^{1,2}, M.F. Mestre^{1,2}, A.L. de Amorim⁷, E.V.R. de Lima³, J.C.R. Abboud³, V. Cernic³ & I. Souza de Almeida Garcia³

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

3 Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil

4 Observatorio do Valongo, UFRJ, Brasil

5Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil

Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Departamento de Física, UFSC, Brasil

Observatorio Nacional, Brasil

Universidade Anhembi Morumbi, Brasil

10Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Polonia

11Departamento de Astronomía, UFRGS, Brasil

12Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / asmith@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El relevamiento Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) tiene como objetivo mapear $pprox 9300 ext{ grad}^2$ del hemisferio sur celeste usando el sistema de filtros Javalambre. Dicho sistema consiste de 12 bandas ópticas, 5 de las cuales son similares a las utilizadas por el Sloan Digital Sky Survey (SDSS), mientras que las 7 restantes corresponden a filtros de banda angosta que trazan zonas específicas del espectro óptico ([OII], Ca H+K, D4000, H δ , Mgb, H α and CaT). S-PLUS es llevado adelante con el telescopio robótico T80-South de 0.826 m, el cual se encuentra alojado en CTIO y está equipado con una cámara de campo de visión amplio ($\approx 2 \text{ deg}^2$). En este póster presentamos el projecto #59 de la colaboración S-PLUS, cuyo objetivo es el de estudiar el cúmulo de galaxias de Fornax, cubriendo un área del cielo equivalente a $\approx 11 \times 7 \text{ grad}^2$, y con fotometría homogénea en las 12 bandas ópticas de S-PLUS (Coordinadora: A. Smith Castelli).

Abstract / The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) aims to map $\approx 9300 \text{ deg}^2$ of the southern sky using the Javalambre filter system of 12 optical bands, 5 Sloan-like filters and 7 narrow-band filters centered on several prominent stellar features ([OII], Ca H+K, D4000, H δ , Mgb, H α and CaT). S-PLUS is carried out with the T80-South, a new robotic 0.826 m telescope located on CTIO, equipped with a wide field of view camera (2 deg^2) . In this poster we introduce project #59 of the S-PLUS collaboration aimed at studying the Fornax galaxy cluster covering an sky area of $\approx 11 \times 7 \text{ deg}^2$, and with homogeneous photometry in the 12 optical bands of S-PLUS (Coordinator: A. Smith Castelli).

Keywords / surveys — methods: observational — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: general

Introduction 1.

1.1. The Fornax cluster

The Fornax galaxy cluster ((m - M) = 31.51; Blakeslee et al. 2009) is the second richest association within 20 Mpc after Virgo. It consists of a main structure centered in NGC 1399 ($\langle V_r \rangle = 1442 \text{ km s}^{-1}$), and an infalling substructure around NGC 1316 (Fornax A) $(\langle V_r \rangle = 1778 \text{ km s}^{-1})$ (Maddox et al., 2019). According to Zabel et al. (2020), "Fornax is the smaller sibling of the Virgo cluster" as it is located at a similar distance and it has 1/10 of its mass ($\approx 7 \times 10^{13} M_{\odot}$). Despite Fornax contains 1/6 of the amount of galaxies found in Virgo, it is 2-3 times denser, as well as more symmetric and dinamically evolved (Zabel et al., 2020 and references therein). All these characteristics make Fornax

an interesting environment in which galaxy formation and evolution scenarios can be tested in the southern sky.

1.2. S-PLUS

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) is a joint scientific effort of Brazilian, Chilean and Spanish institutions that aims to map $\approx 8000 \text{ deg}^2$ of the Southern sky with twelve optical filters consisting of 5 broadband SDSS filters and 7 narrow-band filters centered on several prominent features (i.e., [OII], Ca H+K, D4000, H δ , Mgb, H α and CaT) (Mendes de Oliveira et al., 2019). The multi-purpose astrophysical survey in the southern hemisphere has started at the end of 2016. S-PLUS data are ideal for searching low-



Figure 1: Mosaic of the 9 S-PLUS fields covering the two main structures of the Fornax cluster. These 9 fields equal a sky area of $6.75 \times 5.5 \text{ deg}^2$. North is up and East is left.

metallicity and blue-horizontal branch stars and high redshift quasars, study the star formation histories of large numbers of galaxies selected based on the accurate 12-band photometric redshifts, and to map the large scale structure in the nearby universe, among other science goals.

S-PLUS is carried out with the T80-South, a new 0.826 m telescope optimised for robotic operation, equipped with a wide field of view (FoV) camera (2 deg²; 0.55'' pixel⁻¹). The telescope, camera, and filter set are identical to those of the Javalambre Auxiliary Survey Telescope (T80/JAST), installed at the Observatorio Astrofísico de Javalambre. T80/JAST is currently performing the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS), a 12-band survey of a complementary area in the northern hemisphere.

The first data release (DR1) of S-PLUS is already available and contains 80 Stripe-82 fields observed during the scientific validation process plus other 90 fields of the same region obtained during regular operation time^{*}. Other releases adding entire regions of the southern sky will be followed in the upcoming months.

2. The S-PLUS Fornax Project

The data of our project consist on 23 S-PLUS fields observed in the 12 photometric bands of the survey. The central main structure of Fornax and the infalling subgroup of NGC 1316 are covered by 9 of those fields $(6.75 \times 5.5 \text{ deg}^2; \text{ Figure 1})$. The additional 14 S-PLUS fields correspond to the outskirts of the cluster, and they will help to reach more distant Fornax galaxies included in several catalogues reported in the literature (e.g. Ferguson 1989; Venhola et al. 2018; Maddox et al. 2019).



Figure 2: S-PLUS images of different classes of dwarf galaxies in Fornax. *Left panels:* dwarf irregulars FCC37/FCC39. *Right panels:* dwarf ellipticals FCC106 and FCC143. For each galaxy, we show the r-band and the continuumsubtracted H α images.

We plan to complement these data with UV, NIR and radio observations.

The topics to be covered in the framework of our Fornax project include, among others, the identification of H α emitters, low surface brightness galaxies, bright and compact objects, new dwarf and HII galaxies and peculiar systems. In particular, as dwarf galaxies (Figure 2) are sensitive probes of the environment where they are evolving due to the fragility of their stellar structures, we expect that their study in a rich cluster such as Fornax will contribute to understand whether the interaction between galaxies and the intergalactic medium (ram pressure stripping) is dominant compared to galaxy-galaxy interactions (tidal interactions, harassment). Furthermore, comparing Fornax with clusters in different evolutionary stages will provide a more complete view of the role of these different processes according to the cluster properties.

Using radial velocity catalogues available in the literature, and thanks to the wide FoV of S-PLUS and the coverage with several pointings around Fornax, it will be possible to explore the filaments that feed the cluster (Figure 3) as well as to analyze the dynamical properties of the different types of galaxies. In addition, through the identification of Fornax-like galaxies in state-of-theart numerical simulations (Figure 4), we will follow their formation histories and propose formation scenarios for specific morphological types of galaxies in dense environments. We will also select galaxy clusters with the main characteristics of Fornax to analyze its possible evolutionary path.

From a technical point of view, we will also explore the application of different analysis techniques, such as pixel color-magnitude diagrams (Lee et al., 2017; Figure 5) to try to unveil the inner structures of the brightest galaxies. In addition, due to the large amount of images that we have to handle, we will use specific software to semi-automatically obtain structural parameters, such as GALAPAGOS-C (Hiemer et al., 2014). This kind of techniques might help to perform a detailed morphological classification of the galaxies in the sky region of Fornax.

^{*}http://www.splus.iag.usp.br/data/

The Fornax cluster environment from zspec < 0.01



Figure 3: Large scale structure around the Fornax cluster within 0 < z < 0.01, showing galaxies with spectroscopic redshift from NED. The blue point corresponds to the bright cluster galaxy NGC 1399 and the green dot indicates the position of NGC 1316 (Fornax A). The circle depicts the virial radius of Fornax. S-PLUS will allow to investigate the galaxy evolution along the filaments that feed the cluster.

3. Impact and Future Perspectives

Though highly studied, Fornax has never been observed with the combination of a wide FoV $(1.4 \times 1.4 \text{ deg}^2)$ and simultaneous 12 photometric bands. The large sky coverage achieved with S-PLUS will allow us to explore not only the main substructures of the cluster but also its outskirts with great detail. Furthermore, the wide FoV of the images obtained by S-PLUS impose reduction and data-handle challenges that might promote the development and/or application of novel techniques, such as deep learning and machine learning. We expect this whole analysis will provide information to better understand the dynamics of the Fornax cluster, and the relation between different types of galaxies and the cluster environment.

Acknowledgements: We would like to thank the referee for her/his comments about the manuscript. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

References

Blakeslee J.P., et al., 2009, ApJ, 694, 556



Figure 4: Comparison between the color-magnitude relation defined by the early-type galaxies in Fornax, and the red sequence followed by simulated early-type galaxies selected in the EAGLE simulation.



Figure 5: Pixel color-magnitude diagrams, (g - i) vs. g, obtained from S-PLUS images of four galaxies of different morphological types. The right color bars indicate the radial distance of each pixel to the center of the galaxy. From left to right, and from top to bottom, we show the diagrams of two ring galaxies (NGC 1326 and NGC 1350), a barred lenticular galaxy (NGC 1387) and an elliptical galaxy (NGC 1404).

Ferguson H.C., 1989, AJ, 98, 367
Hiemer A., et al., 2014, MNRAS, 444, 3089
Lee J.H., et al., 2017, ApJ, 844, 81
Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Venhola A., et al., 2018, A&A, 620, A165
Zabel N., et al., 2020, MNRAS, 496, 2155

Grupos de galaxias enanas en un Universo Λ CDM

C.Y. Yaryura¹, M.G. Abadi^{1,2}, A.N. Ruiz^{1,2} & S.A. Cora^{3,4}

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

⁴ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / yamila.yaryura@unc.edu.ar

Resumen / Resultados observacionales recientes reportan la identificación de siete grupos de galaxias enanas, siendo la mayor cantidad de sistemas de estas características hasta el momento. Estudiamos la capacidad del modelo cosmológico ACDM para reproducir los resultados observacionales de estos sistemas. Utilizamos la simulación cosmológica SMALL MULTIDARK PLANCK acoplada al modelo semianalítico de formación de galaxias SAG, y utilizamos el algoritmo de percolación FRIENDS OF FRIENDS (FOF) para identificar sistemas de galaxias. Seleccionamos los grupos compuestos sólo por galaxias enanas y estudiamos sus principales propiedades dinámicas, estimando masa, tamaño y dispersión de velocidades. Nuestros resultados sugieren que el modelo semianalítico SAG acoplado a una simulación cosmológica de alta resolución es capaz de identificar grupos de galaxias enanas con tamaños comparables a los grupos observados. Sin embargo, nuestros grupos presentan dispersiones de velocidad significativamente menores a las presentadas por los grupos observados, por lo que las masas estimadas de estos últimos son significativamente mayores. Si estos resultados se confirmaran para futuras muestras más numerosas de grupos de galaxias enanas, podrían representar un potencial problema para el modelo ACDM.

Abstract / Seven groups of dwarf galaxies were recently reported by observational results, being the largest number of systems of these characteristics so far. Motivated by these observational results, we study the ability of the cosmological model Λ CDM to reproduce them. We use the Small MULTIDARK PLANCK COSMOLOGICAL SIMULATION coupled to the semi–analytical model of galaxy formation SAG. We also use the percolating FRIENDS OF FRIENDS algorithm (FoF) to identify galaxy systems. Then, we select groups composed only by dwarf galaxies and study their main dynamical properties, estimating mass, size and velocity dispersion. Our results suggest that the semi–analitycal model editSAG coupled to a high-resolution cosmological simulation can naturally reproduce the existence and sizes of dwarf galaxies groups without much difficulty. However, velocity dispersions of our groups are significantly lower than those presented by observed groups. Given that the mass is proportional to the velocity dispersion, the estimated masses of the observed groups are significantly higher. These results could represent a potential problem for the Λ CDM model if they are confirmed for future more numerous samples of dwarf galaxies groups.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: groups: general

1. Introducción

1

El paradigma actual de la formación de estructuras en el universo es el modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica Λ CDM. El mayor desafío para este modelo es reproducir los resultados observacionales en escalas pequeñas, tales como las galaxias y los sistemas en que éstas se asocian. Este modelo cosmológico corresponde a un modelo jerárquico, en donde las galaxias se forman por la fusión de galaxias menos masivas. Este proceso debería ocurrir, tanto para la formación de galaxias masivas como para las galaxias enanas, por lo que los actuales sistemas formados sólo por galaxias enanas podrían fusionarse para dar origen a galaxias individuales con masa intermedia.

Los sistemas formados sólo por galaxias enanas son de fundamental importancia para validar el proceso jerárquico de formación de galaxias. Sin embargo, poco se sabe acerca de los sistemas de galaxias enanas, sobre sus propiedades y sobre su rol en la evolución de galaxias de baja masa. En Yaryura et al. (2020) estu-

diamos sistemas extendidos compuestos exclusivamente por galaxias enanas, denominados "asociaciones de galaxias enanas", en el modelo cosmológico ACDM. Estudiamos la factibilidaad de encontrar dichas asociaciones en una simulación cosmológica de materia oscura acoplada a un modelo semianalítico de formación de galaxias, y analizamos la habilidad de dicho modelo para reproducir las propiedades observacionales de las asociaciones presentadas por Tully et al. (2006). Nuestros sistemas tienen tamaños característicos $\sim 0.2 \text{ Mpc} h^$ dispersión de velocidades del orden de ~ 30 km s⁻¹ y masa total estimada ~ 10^{11} M_{\odot} h^{-1} , valores consistentes con resultados observacionales. Esto indica que el modelo ΛCDM es capaz de reproducir la existencia y las propiedades de las asociaciones de galaxias enanas observadas sin necesidad de ningún ajuste adicional. Por otro lado, Stierwalt et al. (2017) reporta siete "grupos de galaxias enanas", identificadas a partir del catálogo espectroscópico Sloan Digital Survey (sdss), y sus propiedades dinámicas son significativamente diferentes a las propiedades de las "asociaciones de galaxias enanas" de Tully et al. (2006). Motivados por los resultados presentados por Stierwalt et al. (2017) y como continuación de Yaryura et al. (2020), el objetivo principal de este proyecto es estudiar la habilidad del modelo cosmológico ACDM para reproducir los resultados observacionales de los grupos de galaxias enanas presentados por Stierwalt et al. (2017).

2. Metodología

Para el estudio teórico de los grupos de galaxias enanas, combinamos una simulación cosmológica de materia oscura con un modelo semianalítico de formación de galaxias SAG (Cora et al., 2018), el cual incluye procesos físicos que determinan las propiedades de las diferentes componentes bariónicas de las galaxias (halo de gas caliente, disco de gas frío y disco y bulbo estelar). Tales procesos comprenden enfriamiento de gas caliente, formación estelar a partir del reservorio de gas frío, retroalimentación energética por supernovas y núcleos galácticos activos, enriquecimiento químico, y efectos de fusiones y del ambiente en el que se encuentran las galaxias.

Utilizamos la simulación SMALL MULTIDARK PLANCK (SMDPL) basada en la cosmología obtenida por la colaboración Planck (Planck Collaboration, 2016), la cual sigue la evolución de 3840³ partículas dentro de un cubo de 400 Mpc h^{-1} de lado. La resolución de masa por partícula, igual a $9.63 \times 10^7 \text{ M}_{\odot} h^{-1}$, es suficiente para resolver correctamente los halos de galaxias enanas. Los parámetros cosmológicos utilizados en SMDPL son: $\Omega_m = 0.307115$, $\Omega_{\Lambda} = 0.692885$, h = 0.6777, $\sigma_8 = 0.8228$ y $n_s = 0.96$, donde Ω_m es la densidad total de materia (masa bariónica + materia oscura), Ω_{Λ} es la densidad de energía oscura, h es la constante de Hubble a redshift cero en unidades de 100 km s⁻¹ Mpc h^{-1} , σ_8 es la amplitud de las fluctuaciones lineales de masa en esferas de 8 Mpc h^{-1} a z = 0, y n_s es el índice espectral del espectro de potencia primordial.

A partir de la muestra de galaxias semianalíticas, identificamos sistemas de galaxias con al menos tres miembros, usando el algoritmo de percolación FOF (FRIENDS-OF-FRIENDS), con una longitud de percolación igual a b = 0.04 Mpc h^{-1} . Este valor fue calibrado para reproducir los tamaños característicos de la muestra observacional de los grupos de galaxias enanas presentados por Stierwalt et al. (2017). Luego, removimos todos aquellos sistemas que tienen al menos una galaxia más masiva que una dada masa estelar límite, $M_{\rm max}$, considererando tres cortes diferentes: $\log_{10}(M_{\rm max}[M_{\odot} h^{-1}]) = 8.5, 9, 0 y 9.5$. A partir de estos cortes en masa estelar definimos tres muestras diferentes de grupos de galaxias enanas, para así analizar sus principales propiedades.

La Figura 1 muestra la distribución espacial proyectada de nuestras galaxias semianalíticas (puntos grises pequeños) en una rebanada de 10 Mpc h^{-1} de profundidad y la posición de los sistemas identificados para nuestras muestras (círculos vacíos). El radio de los círculos indica 100 $R_{\rm p}$, donde $R_{\rm p}$ es la separación radial proyectada de cada uno de los miembros del grupo al cen-



Figura 1: Distribución espacial proyectada de nuestras galaxias semianalíticas (puntos grises pequeños) en un corte de 10 Mpc h^{-1} de profundidad y la posición de los sistemas identificados para nuestras muestras (círculos vacíos). El radio de los círculos indica 100 $R_{\rm p}$ (ver texto). Cada panel corresponde a un corte en masa estelar. Panel superior izquierdo: muestra completa de grupos, es decir, sin aplicar ningún corte en masa estelar: $log_{10}(M_{\rm max}[{\rm M}_{\odot} h^{-1}]) = 12.9$ (círculos grises). Panel superior derecho: $log_{10}(M_{\rm max}[{\rm M}_{\odot} h^{-1}]) = 9.5$ (círculos amarillos). Panel inferior izquierdo: $log_{10}(M_{\rm max}[{\rm M}_{\odot} h^{-1}]) = 9.0$ (círculos rojos). Panel inferior derecho: $log_{10}(M_{\rm max}[{\rm M}_{\odot} h^{-1}]) = 8.5$ (círculos verdes).

troide del grupo promediada entre todos los miembros del grupo, lo cual representa una estima del tamaño característico de los grupos. Cada panel corresponde a un corte en masa estelar, tal como indica la figura.

3. Resultados

Una vez identificados los grupos de galaxias enanas, estudiamos sus principales propiedades dinámicas. Siguiendo el trabajo de Stierwalt et al. (2017) estimamos un indicador del tamaño de los grupos calculando la distancia entre un miembro del grupo y el centroide del grupo promediada para todos los miembros del grupo $(R_{\rm p})$, la dispersión de velocidad (σ) y la masa estimada $(M_{\rm est})$. Dichas propiedades se definen con las siguientes ecuaciones:

$$\begin{split} R_{\rm p} &= 1/N \sum d_i, \\ \sigma &= \sqrt{3} \times \sqrt{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}, \\ M_{\rm est} &= f_{pm}/[G(N-\alpha)] \sum R_{p,i} \Delta V_i^2, \end{split}$$

donde d_i es la distancia entre un miembro del grupo y el centroide del grupo, v es la velocidad en la línea de la visual de cada galaxia para todos los miembros del grupo, ΔV es la diferencia en la velocidad en la línea de la visual entre cada miembro del grupo y la velocidad media del grupo, y las sumas se realizan sobre todos los miembros del grupo. Los valores constantes utilizados son el número de miembros del grupo N, la constante de proporcionalidad $f_{\rm pm} = 20/\pi$ que depende de la distribución de órbitas, la constante gravitacional G y $\alpha = 1.5$ tal como se adopta en la literatura (Heisler et al. (1985) y Tully (1987)).

La Figura 2 muestra las propiedades de los sistemas de galaxias en función del número de miembros por sistema, para cada una de las muestras (tal como se indica en la figura). Desde el panel superior al inferior, se muestra la cantidad de sistemas, la mediana de $R_{\rm p}$, la mediana σ y la mediana de la $M_{\rm est}$. Las barras de errores verticales corresponden a errores de 1σ . Círculos llenos negros muestran los siete grupos de galaxias enanas presentados por Stierwalt et al. (2017). El valor de h que adoptan para estas observaciones es h = 0.69.



Figura 2: Propiedades de los sistemas de galaxias en función del número de miembros por sistema, para cada una de las muestras. Desde el panel superior al inferior, se muestra la cantidad de sistemas, la mediana de $R_{\rm p}$ [Mpc h^{-1}], la mediana de σ [km s⁻¹] y la mediana de $M_{\rm est}$ [M_{\odot} h^{-1}]. Las barras de error verticales corresponden a la incerteza 1 σ . Los círculos llenos negros muestran los siete grupos de galaxias enanas presentados por Stierwalt et al. (2017).

Para analizar estas propiedades dinámicas de nuestros grupos de galaxias enanas, comparamos las relaciones de escalas entre ellas, considererando las tres muestras, y las comparamos con los resultados observacionales. La Figura 3 muestra las relaciones de escala entre el tamaño, la dispersión de velocidades y la masa para cada una de las muestras, tal como indica la figura.



Figura 3: Relaciones de escala entre el tamaño, la dispersión de velocidades y la masa para cada una de las muestras, tal como se indica en la figura. Las líneas internas (externas) representan el contorno de nivel que encierra el 25 (75) % de cada muestra. Los puntos negros llenos muestran los siete grupos observados presentados por Stierwalt et al. (2017).

4. Conclusiones

A partir de los resultados obtenidos en este trabajo, podemos afirmar que el modelo semianalítico de formación de galaxias SAG acoplado a una simulación cosmológica de alta resolución es capaz de reproducir grupos de galaxias enanas con tamaños comparables a los grupos observados presentados por Stierwalt et al. (2017). Sin embargo, nuestros grupos presentan dispersiones de velocidades significativamente menores que los grupos observados. Dado que la masa estimada se calcula a partir de la dispersión de velocidades, nuestros grupos presentan masas estimadas menores que los grupos observados. Si bien en este trabajo comparamos nuestros resultados con los únicos siete grupos observados de galaxias enanas reportados hasta el momento, este análisis es muy importante en virtud de los futuros relevamientos de galaxias, los cuales prometen un mapa muy detallado del universo cercano, a partir del cual podremos estudiar sistemáticamente las galaxias enanas y los diferentes sistemas que ellas habitan.

Referencias

Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2 Heisler J., Tremaine S., Bahcall J.N., 1985, ApJ, 298, 8 Planck Collaboration, 2016, A&A, 594, A13 Stierwalt S., et al., 2017, Nat. Astron., 1, 0025 Tully R.B., 1987, ApJ, 321, 280 Tully R.B., et al., 2006, AJ, 132, 729 Yaryura C.Y., et al., 2020, MNRAS

The colour-magnitude relation of simulated early-type galaxies as a function of their kinematics

L.J. Zenocratti^{1,2}, A.V. Smith Castelli^{1,2}, M.E. De Rossi^{3,4} & F.R. Faifer^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

⁴ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contact / ljzenocratti@gmail.com

Resumen / Las galaxias de tipo temprano (ET, por sus siglas en inglés), tanto elípticas como lenticulares, definen la bien conocida secuencia roja o relación color-magnitud (CMR, por sus siglas en inglés) en el diagrama color-magnitud (CMD, por sus siglas en inglés). En este trabajo, presentamos resultados de un estudio de dicha relación a diferentes corrimientos al rojo z en simulaciones numéricas cosmológicas. En particular, exploramos su evolución desde z = 2 hasta z = 0, seleccionando una muestra de objetos simulados que muestran propiedades similares a las de galaxias ET observadas del universo local. La velocidad de rotación promedio de dichos objetos es utilizada para determinar si su cinemática estelar correlaciona con su posición en el diagrama, así como con otras propiedades. También se analiza la evolución de rotadores rápidos y lentos sobre el CMD a diferentes corrimientos al rojo y los cambios en su comportamiento cinemático. Los resultados aquí mostrados forman parte de un proyecto que apunta a identificar los procesos que originaron la CMR a z = 0, realizando una comparación exhaustiva entre galaxias ET simuladas y observadas.

Abstract / Early-type (ET) galaxies (both elliptical and lenticular) define the well-known red sequence or colour-magnitude relation (CMR) in the colour-magnitude diagram (CMD). In this work, we present results of the study of that relation at different redshifts z in cosmological numerical simulations. In particular, we explore its evolution from z = 2 to z = 0, selecting a sample of simulated objects that display similar properties of observed ET galaxies in the Local Universe. The average rotation speed of those objects is used to determine if their stellar kinematics correlates with their position in the diagram, as well as with other properties. Evolution of fast- and slow-rotators over the CMD at different redshifts and changes in their kinematical behaviour is also analysed. Results shown here are part of a project aimed at identifying the processes that originated the CMR at z = 0, performing a comprehensive comparison between simulated and observed ET galaxies.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: kinematics and dynamics — cosmology: theory

1. Introduction

Early-type (ET) galaxies constitute the most numerous type of galaxies in nearby groups and clusters, and their study provide important clues to understand galaxy formation processes. These objects have been widely analysed over time, but there is not yet a global agreement about their origin and the setting up of their properties. Different formation scenarios have been widely discussed for elliptical galaxies, such as gas-rich mergers for giant ellipticals and environmental effects on gas-rich progenitors for gas-poor dwarf ellipticals (e.g. Roediger et al., 2011), dwarf mergers and gas accretion for the assembly of isolated dwarf galaxies (e.g. Janz et al., 2017), and two-phase scenarios for massive elliptical with a fast and early "in situ" star formation phase followed by an extended "ex situ", accretion-driven phase (e.g. Oser et al., 2010). The origin of lenticular galaxies has also been extensively studied in the literature, being environmental processes in the centre of clusters (rampressure stripping and harassment, e.g. Moore et al., 1996; Dressler et al., 1997), passive evolution and active galactic nuclei (AGN) effects in field disc galaxies (e.g.

van den Bergh, 2009) the more analysed suggestions. Despite the controversies about the formation scenarios of ET galaxies, the observed properties of these systems obey several scaling relations that may involve the physical processes that drive their evolution. For example, in the colour-magnitude diagram (CMD), they trace a well-defined photometric sequence from giant (brighter and redder) to dwarf (fainter and bluer) galaxies. This colour-magnitude relation (CMR) or red sequence has been studied with detail (e.g. Bower et al., 1992; Chen et al., 2010, Smith Castelli et al., 2013; Schombert, 2018), and there is evidence of its universality in groups and clusters of galaxies (e.g. Smith Castelli et al., 2012 and references therein). Although the CMR has been interpreted as a mass-metallicity relation, other factors (such as gas fractions or stellar kinematics) could affect it (e.g. Gallazzi et al., 2006; Graves et al., 2009).

In this work, we present preliminary results of a study on the CMD of simulated ET galaxies as a function of their stellar kinematics. These results represent a first step on the analysis of fast and slow rotation on ET galaxies and their progenitors, trying to provide



Figure 1: Left panel: V/σ vs. ϵ_{\star} diagram for EAGLE Ref-L0100N1504 ET galaxies, separating fast-rotators (FRs, blue dots) and slow-rotators (SR, red dots) with the solid curve defined by Emsellem et al. (2011). Middle panel: distribution of D/T for the previous sub-samples. Right panel: median evolution of morpho-kinematic parameter κ_{co} for the previous sub-sample, with the solid-blue line corresponding to z = 0 FRs, and the dashed-red one to the z = 0 SRs. The shaded regions enclose the corresponding 25th and 75th percentiles.

clues for the origin and nature of the observed CMR.

2. The EAGLE simulations

We selected galaxies from the catalogues of the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015), which implement a modified version of the GADGET-3 code (Springel, 2005) for formation and evolution of structure, with models calibrated to reproduce the $z \approx 0$ galaxy stellar mass function, the galaxy mass-size relation, and the black hole mass-stellar mass relation (Crain et al., 2015). A standard ACDM cosmology was adopted for these simulations, adopting cosmological parameters from Planck Collaboration (2015): $\Omega_L = 0.693$, $\Omega_m = 0.307$, $\Omega_b = 0.048$, and h = 0.6777. The EAGLE suite counts with several simulations of different resolutions and physics implementation (see Schaye et al., 2015 and Crain et al., 2015 for details). In this work, we use the intermediate-resolution, reference model (labelled as 'Ref-L0100N1504' in the suite), which simulates a cubic box of co-moving size L = 100 cMpc, with an initial baryonic particle mass of $1.2 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$ (1504³ particles) and a proper softening length of 0.70 pkpc.

3. Sample of simulated ET galaxies

To avoid resolution issues, from the EAGLE Ref-L0100N1504 catalogues we select galaxies with stellar masses $M_{\star} \ge 10^9$ M_{\odot}. The identification of simulated ET galaxies at redshift z = 0 follows the criteria of Zenocratti et al. (2020), which impose constraints to the observed specific star formation rate (sSFR) and star-forming gas fraction $f_{\rm g} = M_{\rm SF~gas} / (M_{\rm SF~gas} + M_{\star})$. We select then z = 0 galaxies with $sSFR < 10^{-11}$ yr⁻¹ and $f_{g} < 0.1$. Systems that fulfil these conditions define our sample of simulated ET galaxies, composed of 7604 objects. As shown in Zenocratti et al. (2020), the colourmagnitude diagram of this simulated sample agrees with the one corresponding to observed ET galaxies in the Virgo cluster. The parameters we use to characterize stellar morphology and kinematics are fully described in Thob et al. (2019): we use the stellar rotation-tovelocity dispersion ratio (V/σ) , ellipticity of the stellar body (ϵ_{\star}) , the disc-to-total stellar mass ratio (D/T), and the fraction of kinetic energy invested in ordered co-rotation (κ_{co}) . We refer the reader to Thob et al. (2019) for complete details about these parameters.

4. Results

We divide our sample of simulated ET galaxies in fastand slow-rotators as shown in the left panel of Fig. 1, following Emsellem et al. (2011): if $V/\sigma \ge 0.31\sqrt{\epsilon_{\star}}$ $(V/\sigma < 0.31\sqrt{\epsilon_{\star}})$, the galaxy is classified as a FR (SR). Our sample consists of 4199 FRs and 3405 SRs. The middle panel of Fig. 1 shows the distribution of D/Tparameter for each sub-sample. Most of our SRs exhibit values of $\epsilon_{\star} \lesssim 0.4$ and $D/T \lesssim 0.1$, which suggests that these might be spheroid-like, bulge-dominated systems, i.e. elliptical galaxies. In the FRs sub-sample, almost half of the galaxies have $D/T \lesssim 0.3$, hence some elliptical galaxies might be present here too; the "tail" in the distribution of these galaxies towards the highest ϵ_{\star} and the highest V/σ corresponds to the highest values of D/T, suggesting that these disc-dominated ET could be associated to lenticular galaxies. This trends agree with results of Krajnović et al. (2013) for observed ET galaxies. The average evolution of the rotation-to-total energy ratio κ_{co} for z = 0 SRs and FRs is shown in the left panel of Fig. 1. At a given redshift z, the progenitors of each galaxy in the corresponding sub-sample are identified, and then the median value of $\kappa_{\rm co}$ at that redshift is calculated. The curves represent then the median evolution of $\kappa_{\rm co}$, with the shaded regions enclosing the 25^{th} and 75^{th} percentiles. In the z = 0 SRs sub-sample, $\kappa_{\rm co}$ keeps below the value $\kappa_{\rm co} \approx 0.22$ on average, with a decreasing trending towards smaller z, suggesting that z = 0 SRs are typically galaxies that show small rotation at every z. On the other hand, for the FRs sub-sample, κ_{co} tends to increase on average up to $z \sim 1$, and from that moment on, it decreases up to z = 0. This suggests that rotation tends to become more relevant with time in FRs, but they go through some process at recent times that mitigates the increment. A detailed analysis of physical processes leading to that behaviour will be presented in a future work.

The upper (lower) panels of Fig. 2 show the evolution of our simulated sub-samples of ET galaxies that



Figure 2: CMD of z = 0 fast-rotators (top panels) and slow-rotators (bottom panels) and their respective progenitors at different redshifts, colour-coded according to the number N of galaxies.

are fast- (slow-) rotators at z = 0 on the (g - z) vs. $M_{\rm g}$ diagram. At z = 2, both sub-samples are located approximately in the region with $-22 \lesssim M_{\rm g} \lesssim -18$ and $(g-z) \approx 0.1$, with the progenitors of SRs predominantly in the faint-end of $M_{\rm g}$. Towards z = 1, the sub-samples move alike to fainter and redder regions of the CMD, but the progenitors of FRs are more dispersed along the magnitude range, towards brighter regions of the CMD. At z = 0.5, there is an evident scatter in both colour and luminosity for the FRs progenitors. These scatters might be associated with the physical processes that prevent the increase of rotation in this galaxies. The same scatter in colour is present for the SRs progenitors, but their magnitudes are bounded to a quite smaller region. Finally, at z = 0, both FRs and SRs are found more densely on the faint-end of the red sequence $(-17 \lesssim M_{\rm g} \lesssim -15)$, while the brightest and reddest tail of the red sequence at z = 0 $(M_q \leq -19, (g-z) \geq 1.3)$ is populated mostly by FRs (there are 682 FRs and 315 SRs in that region of the z=0 CMD). At this time, the scatter in colour has reduced for both samples, and we can say that the CMR is well-established.

5. Summary and further work

We selected a sample of simulated ET galaxies extracted from the EAGLE cosmological hydrodynamical simulations, with criteria based on their observed properties, that leads to a consistency between simulated and observed CMDs. Using the V/σ parameter, we divided our sample in fast- and slow-rotators (FRs and SRs, respectively), following Emsellem et al. (2011). According to the D/T and ϵ_{\star} parameters, SRs are mostly elliptical galaxies, while FRs include both elliptical and lenticular galaxies. The average evolution of kinematical parameters suggests that SRs have always low rotation, while in FRs it tends to increase, but some process at low redshift $(z \sim 1)$ inverts the trend. Comparing the CMDs at z = 0, both kind of rotators are more densely located in the faint-end of the CMR, but in the brightest and reddest region of the CMR, the FRs dominates the population of galaxies. The evolution on the CMD of progenitors of FRs and SRs is somewhat similar, although at recent times $(1 \gtrsim z \gtrsim 0.5)$ the luminosity of the former covers a wider range.

In a future work, the criteria used to select ET galaxies from simulations will be refined, by means of comprehensive comparisons with observations. Also, more sophisticated criteria to carry out the FRs/SRs separation using other kinematical diagnosis will be tested and implemented.

Acknowledgements: We acknowledge Asociación Argentina de Astronomía for giving us the space to show our results. We acknowledge support from PICT-2015-3125 of ANPCyT, PIP 112-201501-00447 of CONICET and G151 of UNLP (Argentina). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyèresle-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

References

- Bower R.G., Lucey J.R., Ellis R.S., 1992, MNRAS, 254, 601 Chen C.W., et al., 2010, ApJS, 191, 1 Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937 Dressler A., et al., 1997, ApJ, 490, 577 Emsellem E., et al., 2011, MNRAS, 414, 888 Gallazzi A., et al., 2006, MNRAS, 370, 1106 Graves G.J., et al., 2009, ApJ, 698, 1590 Janz J., et al., 2017, MNRAS, 468, 2850 Krajnović D., et al., 2013, MNRAS, 432, 1768 Moore B., et al., 1996, Nature, 379, 613 Oser L., et al., 2010, ApJ, 725, 2312 Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13 Roediger J.C., et al., 2011, MNRAS, 416, 1996 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521 Schombert J.M., 2018, AJ, 155, 69 Smith Castelli A.V., et al., 2012, MNRAS, 419, 2472 Smith Castelli A.V., et al., 2013, ApJ, 772, 68
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Thob A.C.R., et al., 2019, MNRAS, 485, 972
- van den Bergh S., 2009, ApJ, 702, 1502
- Zenocratti L.J., et al., 2020, BAAA, 61B, 168

The mass-metallicity-kinematics relation of the stellar components of EAGLE galaxies

L.J. Zenocratti^{1,2}, M.E. De Rossi^{3,4}, M.A. Lara-López⁵ & T. Theuns⁶

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

⁴ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁵ Dark Cosmology Centre, University of Copenhagen, Dinamarca

⁶ Institute for Computational Cosmology, University of Durham, Reino Unido

Contact / ljzenocratti@gmail.com

Resumen / En este trabajo, estudiamos la relación masa estelar – metalicidad estelar como función de la cinemática interna y de la morfología en galaxias de la simulación cosmológica EAGLE. De acuerdo a lo que encontramos, para una dada masa estelar (M_{\star}) , la metalicidad estelar muestra una dependencia secundaria con la morfología y la cinemática de las galaxias, que es más evidente hacia altas masas. En el extremo de altas masas $(M_{\star} \gtrsim 10^{10} \text{ M}_{\odot})$, aquellos sistemas soportados por dispersión de velocidades muestran en promedio menores metalicidades. Adicionalmente, galaxias de baja masa con mayor soporte rotacional son algo más pobres en metales. Las galaxias más masivas tienden a presentar morfologías más planas, siendo los sistemas prolados menos enriquecidos en promedio. A medida que el redshift z aumenta, las anteriores dependencias de la metalicidad con la morfo-cinemática se vuelven más fuertes a altas masas. Estas tendencias son consistentes con las dependencias de la relación masa estelar – metalicidad de gas con la fracción de gas, tasa de formación estelar y edad estelar, y la relación de estas últimas cantidades con la morfocinemática de las galaxias.

Abstract / In this work, we study the stellar mass – stellar metallicity relation as a function of the morphokinematics of galaxies in EAGLE cosmological simulations. According to our findings, at a given stellar mass (M_{\star}) , stellar metallicity shows a secondary dependence on the morpho-kinematics of galaxies, which is more evident towards high masses. At the high-mass end $(M_{\star} \gtrsim 10^{10} \, M_{\odot})$, dispersion-supported systems show lower metallicities, on average. In addition, low-mass galaxies with higher rotational support are somewhat more metalpoor. More massive galaxies tend to exhibit flatter morphologies, being prolate systems less metal-enriched, on average. As the redshift z increases, those aforementioned dependences of metallicity on kinematics and morphology tend to become stronger at high masses. These trends are consistent with the dependences of the stellar mass – gas-phase metallicity relation on gas fraction, star formation rate and stellar age, and the relation of the latter quantities with galaxy morpho-kinematics.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: high-redshift — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

At redshift z = 0, the gas-phase metallicity of galaxies (Z) tends to increase with stellar mass (M_{\star}) , following roughly a power law, $Z \propto M_{\star}^{2/5}$, with the slope of the relation flattening towards higher masses. This massmetallicity relation (hereafter, MZR) has been studied comprehensively in the last decades, both observationally (e.g. Tremonti et al., 2004; Lara-López et al., 2010) and theoretically (e.g. Calura et al., 2009; De Rossi et al., 2015; De Rossi et al., 2017; Sharma & Theuns, 2019). In addition, there is evidence suggesting that this power-law trend is also followed by galaxies at higher redshifts, but possibly with different slope and normalization (e.g. Troncoso et al., 2014).

It is known that the scatter along the observed MZR correlates with other properties of galaxies. Ellison et al. (2008) showed that at fixed stellar mass, observed galaxies with lower specific star formation rates (sSFR) or

smaller half-mass radii tend to have higher oxygen abundances (O/H). Lara-López et al. (2010) and Mannucci et al. (2010) reported a 3-D relationship between M_{\star} , O/H and star formation rate (SFR), according to which systems with higher SFRs tend to have lower O/H at a given M_{\star} . Moreover, the latter relation could arise from a more fundamental relation between M_{\star} , metallicity and gas fraction (f_g) , given the correlation between that last quantity and SFR (e.g. Bothwell et al., 2013; Lara-López et al., 2013). Also, recent observations suggest that at fixed M_{\star} , metallicity tends to be lower in galaxies with higher concentration or higher Sérsic indexes (e.g. Wu et al., 2019), although large uncertainties remain when inferring physical relations from the data.

Zenocratti et al. (2020) studied the relation between stellar mass, *gas-phase metallicity* and internal morphokinematics of galaxies in the EAGLE cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015), and found trends not previously reported in the



Figure 1: Stellar mass – stellar metallicity relation at redshift z = 0. The dotted-black lines show the median relation for our complete sample of EAGLE Ref-L0100N1504 galaxies. The coloured lines correspond to the relation binned by rotation-to-dispersion velocity ratio V/σ , for two extreme sub-samples of galaxies (dispersion-supported and rotationsupported systems, dashed-orange and solid-blue lines, respectively). Error bars encompass the 25th and 75th corresponding percentiles.

literature. In this work, we extend the aforementioned analysis, studying the dependence of the stellar massstellar metallicity relation on morpho-kinematics of EA-GLE galaxies. The goal of this article is to address if the scaling relation based on stellar metallicity follows the same behaviour as the one based on gas-phase metallicity. We found a resembling correlation between stellar mass and stellar metallicity, with a similar secondary dependence on morpho-kinematics, again not previously reported in mass-metallicity studies.

2. The EAGLE simulations

In this work, we use galaxies extracted from EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) suite of cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015). These galaxies were generated using a modified version of the GADGET-3 code (Springel, 2005), with sub-grid physics calibrated to reproduce the $z \approx 0$ galaxy stellar mass function and the relation between galaxy mass and size, among others (Crain et al., 2015). A standard ACDM cosmology was adopted for EAGLE simulations, using the cosmological parameters given by the Planck Collaboration (2015): $\Omega_{\rm L} = 0.693$, $\Omega_{\rm m} = 0.307$, $\Omega_{\rm b} = 0.048$, and h = 0.6777. As in Zenocratti et al. (2020), we use here the reference, intermediate-resolution EAGLE simulation ("Ref-L0100N1504"), which has a co-moving extent of L = 100 cMpc, with an initial baryonic particle mass of 1.2×10^6 M_{\odot} (corresponding to 1504³ particles) and a maximum proper softening length of 0.70 pkpc. We checked that the results presented in this work are consistent with those obtained when using the recalibrated, high-resolution EAGLE "Recal-L025N0752" simulation, analysed previously by De Rossi et al. (2017).



Figure 2: Stellar mass – stellar metallicity relations at different redshifts z, as indicated in the figure, for EAGLE Ref-L0100N1504 simulation galaxies. Curves representing galaxies with rotational support below the median at the given z are plotted with thick orange lines, while those with higher V/σ are plotted with thin blue lines.

3. Galaxy selection

Dark matter halos are identified using the FoF algorithm (Davis et al., 1985), while the SUBFIND algorithm (Springel, 2005; Dolag et al., 2009) allows to identify the sub-halos that host galaxies, which correspond to "selfbound" sub-structures of gas, stars and dark matter particles. Here we analyse properties of central galaxies (i.e. dominant galaxies of FoF halos), measuring baryonic properties within spherical apertures of 30 pkpc. We use the O/H stellar abundance to quantify stellar metallicities. In order to compare our results with Zenocratti et al. (2020), we use their galaxy selection criteria^{*}, with our sample containing 6367 simulated galaxies. The parameters we used to characterize stellar morphology and kinematics are described in Thob et al. (2019): fraction of kinetic energy invested in ordered co-rotation (κ_{co}), disc-to-total stellar mass ratio (D/T), ratio of stellar rotation to velocity dispersion (V/σ) , ellipticity of the stellar body (ϵ_{\star}) , and triaxiality (T).

4. Results

Fig. 1 shows the stellar mass – stellar metallicity relation at z = 0, with galaxies binned by two extremes ranges of the kinematical parameter V/σ . Galaxies with stellar mass $M_{\star} \leq 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ that are dispersionsupported (low V/σ) have on average a little higher O/H than rotationally supported systems of the same M_{\star} . O/H tends to increase with M_{\star} in both subsamples, but the trend is more pronounced for rotationally supported galaxies. Therefore, the trend of stellar O/H with V/σ inverts at $M_{\star} \gtrsim 10^{10} \text{ M}_{\odot}$, where dispersion-supported galaxies have lower metallicities than rotation-supported ones. Similar trends were found in EAGLE "Recal-L025N0752" simulation. Our results using the stellar metallicity are consistent

^{*}We select galaxies with stellar masses $M_{\star} \ge 10^9 \,\mathrm{M_{\odot}}$, and with at least 25 star-forming gas particles (gas mass of at least $5.25 \times 10^7 \,\mathrm{M_{\odot}}$).



Figure 3: Stellar O/H as a function of stellar mass, for z = 0 EAGLE Ref-L0100N1504 simulation galaxies. Bins in $O/H-M_{\star}$ plane are colour-coded according to the median value of rotation-to-total energy ratio κ_{co} (left panel), stellar ellipticity ϵ_{\star} (middle panel) and the galaxy's triaxiality parameter T (right panel).

with those of Zenocratti et al. (2020) regarding the gasphase metallicity.

In Fig. 2, the stellar mass – stellar metallicity relation at different redhifts z is shown. At a given z, the sample of simulated galaxies is separated in two subsamples according to the corresponding median value of V/σ . As expected, the normalization of the relation decreases with z, but the behaviour is quite similar: there is a clear increase of O/H with M_{\star} for galaxies more supported by rotation, but this trend is less pronounced for galaxies with low V/σ . As z increases, the secondary dependence of O/H on kinematics tends to become stronger at $M_{\star} \gtrsim 10^{10} \text{ M}_{\odot}$. Similar trends with redshift are obtained when using other morphokinematical indicators.

Panels in Fig. 3 show the stellar O/H vs. M_{\star} plane at z = 0 for our simulated sample of galaxies, colourcoding rectangular bins according to the median values of $\kappa_{\rm co}$ (left), ϵ_{\star} (middle), and T (right). As can be seen, at $M_{\star} \gtrsim 10^{10} \, {\rm M}_{\odot}$, more rotation-supported galaxies have higher metallicities and more flattened morphologies, showing lower triaxialities. On the other hand, at $M_{\star} \lesssim 10^{10} \, {\rm M}_{\odot}$, the trends are less evident, but galaxies with higher metallicities tend to exhibit lower values of $\kappa_{\rm co}$ and more spheroidal morphologies at a fixed M_{\star} . At intermediate masses ($M_{\star} \sim 10^{10} \, {\rm M}_{\odot}$), there is relatively little variation in $\kappa_{\rm co}$ or ϵ_{\star} .

5. Summary and work in progress

We analysed the stellar mass – stellar metallicity relation as function of morpho-kinematical parameters in the EAGLE cosmological hydrodynamical simulations, extending the studies carried out by Zenocratti et al. (2020). At z = 0, we found secondary dependences of metallicity on the internal kinematics and morphology of simulated galaxies. At low masses ($M_{\star} \leq 10^{10} \text{ M}_{\odot}$), higher metallicities are found for galaxies with more spheroidal morphologies and with lower rotational support; this trend inverts at high masses ($M_{\star} \gtrsim 10^{10} \text{ M}_{\odot}$). At higher redshifts, the secondary O/H dependence on morpho-kinematics becomes stronger for more massive galaxies. These results and trends are consistent with secondary dependences of gas-phase O/H (at a fixed mass) on gas fraction, star formation rate and stellar age studied by De Rossi et al. (2017). A detailed analysis of the origin and evolution of the mass-metallicity – morpho-kinematics relation in EAGLE galaxies is being carried out (Zenocratti et al., in prep.), in order to better understand the set up of this correlations.

Acknowledgements: We acknowledge the Asociación Argentina de Astronomía for allowing us to communicate our results. LJZ and MEDR acknowledge support from PICT-2015-3125 of AN-PCyT, PIP 112- 201501-00447 of CONICET and UNLP G151 of UNLP (Argentina). MALL is a DARK-Carlsberg Foundation Fellow (Semper Ardens project CF15-0384). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

References

- Bothwell M.S., et al., 2013, MNRAS, 433, 1425
- Calura F., et al., 2009, A&A, 504, 373
- 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
- Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
- Ellison S.L., et al., 2008, ApJL, 672, L107
- Lara-López M.A., López-Sánchez Á.R., Hopkins A.M., 2013, ApJ, 764, 178
- Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 521, L53
- Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
- Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Sharma M., Theuns T., 2019, MNRAS, 492, 2418
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Thob A.C.R., et al., 2019, MNRAS, 485, 972
- Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
- Troncoso P., et al., 2014, A&A, 563, A58
- Wu Y.Z., Zhang W., Zhao Y.H., 2019, MNRAS, 486, 5310
- Zenocratti L.J., et al., 2020, MNRAS, 496, L33

Search of Extended Objects in the Southern Sky (SExOSS) using S-PLUS DR1: photometric characterization of extragalactic sources

R.F. Haack¹, I. Andruchow^{1,2}, I.E. López¹, V. Reynaldi¹, J. Saponara³ & A. Smith Castelli^{1,2}

¹ Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / rodrihaack@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El provecto SEXOSS (Search of Extended Objects in the Southern Sky) planea estudiar una gran muestra de fuentes extendidas en el cielo austral. Utilizando los datos del Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) tomados en 12 filtros (5 de banda ancha + 7 de banda angosta), el primer paso consistirá en analizar las relaciones fotométricas existentes haciendo uso de las magnitudes en banda ancha, y a través de una caracterización más profunda analizando los datos en banda angosta. Dicha caracterización podría revelar la existencia de nuevas relaciones fotométricas que impliquen una o más de esas magnitudes de banda angosta disponibles en este estudio. En el presente trabajo se muestran los primeros resultados obtenidos, sobre una muestra de fuentes extendidas incluidas en la primera liberación pública de datos (DR1) del S-PLUS. Esta primera muestra corresponde a la zona del cielo conocida como Stripe-82 previamente observada por el Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Para nuestro análisis, consideramos una submuestra de objetos para los cuales se contaba con espectros en el SDSS, de manera de poder realizar una clasificación espectroscópica (galaxias con/sin formación estelar, núcleos activos, etc.), y buscar posibles vínculos entre las magnitudes detectadas en banda angosta. El S-PLUS DR1 tiene más de 3×10^5 fuentes, de las cuales se ha encontrado que alrededor de 3×10^4 son extendidas y poseen datos en el SDSS. Presentamos aquí los resultados obtenidos sobre una submuestra, la cual fue seleccionada considerando valores límite para la relación señal-ruido para los espectros del SDSS y el valor de magnitud en la base de datos DR1, sobre el que se realizó una clasificación ciega.

Abstract / The SExOSS (Search of Extended Objects in the Southern Sky) project is planning to study a large sample of extended sources in the southern sky. Using The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) data taken in 12 filters (5 broad + 7 narrow bands), the first step will consist to analyze the photometric relationships shown using the broandband magnitudes, and through a deeper characterization made from narrow band filters behaviour. Such a characterization could reveal the existence of new photometric relationships involving one or more of those narrow band magnitudes available in this survey. In the present work, the first results obtained are shown, on a sample of extended sources included in the first data release (DR1) of S-PLUS. This first release corresponds to the Stripe-82 sky area previously observed by the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). For our analysis, we considered a subsample of objects that had spectra in the SDSS to be able to perform a spectroscopic classification of their internal activity (galaxies with/without star formation, active nuclei, etc.) and then searching for links between the properties shown in the narrow band photometry. The S-PLUS DR1 has more than 3×10^5 sources, of which about 3×10^4 have been found to be extended and matched in the SDSS. We present here the results obtained on a subsample selected by considering threshold values for the signtal-to-noise level in both the SDSS spectra and the magnitude value in the DR1 database, on which a blind classification of internal activity was carried out.

Keywords / surveys — galaxies: general — galaxies: photometry — techniques: spectroscopic

1. Introducción

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS, Mendes de Oliveira et al. 2019) will cover 8000 deg², collecting photometric data in the southern sky. Using a fully robotic 0.8 m telescope at the Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO), Chile, this survey will collect a huge amount of good quality data. One of the main advantages of this survey is the set of filters choosen, 12 filters, 5 broad and 7 narrow bands (for details see Table 1).

This survey will be a unique opportunity to have a

deep homogeneous study of the whole sky, because it will deliver a huge amount of photometric data for the much less explored Southern hemisphere.

Our main goal is to search for new photometric relationships for extragalactic objects, especially based on the narrow band information available for this survey. To do so, we propose to analyse the photometric and color distributions behavior of the different types of extended sources observed with S-PLUS, using the whole set of filters like Costa-Duarte et al. (2019) did for point sources.

Table 1: S-PLUS filter details, as in Table 2 in Mendes de Oliveira et al. (2019). 1: Broad Band; 2: Narrow Band.

Filter	$\lambda_{ m eff}$	$\Delta\lambda$	Bandwidth
Name	[Å]	[Å]	
uJAVA	3574	330	1
J0378	3771	151	2
J0395	3941	103	2
J0410	4094	201	2
J0430	4292	200	2
gSDSS	4756	1536	1
J0515	5133	207	2
rSDSS	6260	1462	1
J0660	6614	147	2
iSDSS	7692	1504	1
J0861	8611	408	2
zSDSS	8783	1072	1

On the other hand, the sky area covered by the S-PLUS Data Release 1 (DR1) * is the same as the one of the Stripe-82 from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS)**. The great advantage of this is the availability of optical spectra from SDSS for the sources in common between the two surveys.

2. Methodology

As a first step, we must have a reliable morphological classification (including internal activity) for the extragalactic objects in the DR1. This will allow us to study the distribution of different types of objects.

We started doing a blind classification of the objects in the DR1 with spectra in SDSS. The DR1 has more than 3×10^6 sources, among which one third (10^6) are classified as extended objects in the DR1. After performing a crossmatch among the S-PLUS extended sources and the objects with SDSS spectra, we ended with a sample of $\approx 3 \times 10^4$ sources. In this sample, all the sources have S-PLUS 12 band photometric data, extended and have SDSS spectral data.

According to the spectral features displayed by the objects, the categories we are looking for are:

- Quiescent galaxy, showing no emission lines.
- Galaxy with emission lines, showing at least one emission line.
- Quasar, characterized by a dominant blue continuum and broad emission lines.
- Blazar, characterized by a dominant blue continuum and no or few narrow emission lines.

We also consider that we could find a few stars characterized by thermal (Planck-like) continuum and absorption lines at redshift z = 0.

2.1. New approach

Performing the blind classification proposed is a massive task. Considering that the main goal of this project is to analyze photometric relationships for extragalatic

**https://www.sdss.org/



Figure 1: Quiescent and emission line galaxies in the (g - z) vs. M_B color-magnitude K-corrected diagram. A and B denote the sources in each subsample, respectively.

sources using the whole S-PLUS set of filters, we explored an alternative way to obtain a classified sample. Specifically, in parallel with the blind classification, we used the GALAXYZOO^{***} (GZ) project information.

The GZ project is an open community effort which, based on SDSS data, provides morphological classification. Recently, this project started to work also with the spectral information of the sources, releasing a set of catalogs that include a similar classification as in the present work. Specifically, the GZ2 (Hart et al., 2016), has $\approx 5.7 \times 10^4$ extended sources from the SDSS Stripe-82.

3. First results

From the sample on which the initial blind classification was made, we decided to work with sources characterized by a signal-to-noise (S/N) value > 10 for the broadband filters. Based on these sources we built two subsamples: one with all the magnitudes of narrow bands with S/N < 10 (subsample A) and another with at least one narrow band with S/N > 10 (subsample B).

A color-magnitude diagram is shown in Fig. 1. In this diagram, quiescent galaxies define a sequence, while galaxies with emission lines are located towards bluer photometric colors, as expected according to what can be found in the literature (e.g., Tempel et al., 2011). This first result can be taken as evidence that the classification we have made is reliable.

Using the same subsample, we made a color- H_{α} diagram, shown in Fig. 2, where a separation between quiescent and emission line galaxies observed in each of the subsamples.

In addition, from the crossmatch made between S-PLUS and GZ2, we obtained 18 331 sources (after discarding sources with bad data in one or more filters). In this sample, according to the GZ project, 14 852 objects are classified as early-type, and 3479 as late-type. Among them, 1551 sources have activity classification, of which 1466 are quiescent galaxies and 85 are galaxies with emission lines.

We also perform a crossmatch with the VLA Snapshot Survey (Prescott et al., 2018) to search for any radio band counterpart for those 18 331 sources (some of which present activity). We found that at least 257

^{*}http://www.splus.iag.usp.br/data/

^{***}https://data.galaxyzoo.org/



Figure 2: Quiescent and emission line galaxies in the (u - r) vs. H_{α} color-magnitude diagram. The (u - r) color index is K-corrected, while H_{α} is an absolute magnitude derived from the photometric redshift provided by S-PLUS. A and B denote the sources in each subsample, respectively.



Figure 3: Top panel: K-corrected (u - r)-magnitude diagram discretizing by morphological types. Bottom panel: K-corrected (g - z) vs. magnitude diagram discretizing by morphological types. We include active sources and radio sources as well.

sources have also radio wavelenghts data. In Fig. 3, K-corrected typical color-magnitude diagrams for the S-PLUS/GZ sample are shown, discretizing by morphological types, including active and radio sources.

In Fig. 4 we show a set of broad bands and color diagrams resulting from running a PHYTON script taking into account all the possible combinations. This is an agile way to carry out a first quick analysis and then, a more detailed one on those relationships that present some distinctive characteristic.

4. Remarks and future work

Our blind classification for the first sub-sample is in full agreement with the GZ classification. This makes us to



Figure 4: A glimpse of S-PLUS broad bands magnitudes and colors relationships (implemented by a PHYTON script).

trust on our criteria for classification.

Our main purpose is obtaining reliable and tested color-magnitude relationships to disentangle the different classes of extragalactic objects using both, broad and narrow photometric bands. This will be of great importance as we do not have spectral data outside the Stripe-82 sky footprint of the SDSS. That is why, it is great importance to explore possible new photometric relations which can enable the development of new classification methods.

As future work we plan to carry out the following tasks:

- to increase the number of classified sources to have a good statistical base (essential for robust results);
- to continue cross-matching S-PLUS data with data from other wavelengths (radio, UV, X-Ray, etc.) to help us understand the truly nature of the sources;
- to improve the classification (eg AGNs, starformation galaxies, etc);
- to follow up all sources that show peculiar characteristics.

References

Costa-Duarte M.V., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1909.08626

Hart R.E., et al., 2016, MNRAS, 461, 3663

Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241

- Prescott M., et al., 2018, MNRAS, 480, 707
- Tempel E., et al., 2011, A&A, 529, A53

Exploring the inner region of NGC 1316 through CO ALMA data

J. Saponara¹, M.V. Reynaldi^{2,3}, A.V. Smith Castelli^{2,3}, F.R. Faifer^{2,3}, P. Benaglia¹, L.A. Sesto^{2,3} & C.G. Escudero^{2,3}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / jsaponara@iar.unlp.edu.ar

Resumen / La galaxia NGC 1316 (Fornax A) es el remanente de una fusión, y es el objecto más brillante del cúmulo de Fornax. Además, es la tercer radiogalaxia más cercana a la Vía Lactea ($D = 20.8 \pm 0.5$ Mpc) y alberga un núcleo activo. Debido a la complejidad de ésta fuente, en una variedad de escalas y componentes, la misma fue observada en diferentes longitudes de onda. Imágenes ópticas profundas revelaron estructuras complejas, en sus regiones externas, como arcos y bucles, mientras que las observaciones en el infrarrojo lejano muestran presencia de polvo en su parte interna, el cual es responsable de una fuerte extinción. A su vez, el polvo se encuentra distribuido conformando distintas estructuras que incluyen un arco al noroeste, un grumo al sureste, una componente extendida hacia el suroeste y nubes de polvo entre ellos. Algunas de estas características también están bien delineadas por la presencia del CO. En trabajos anteriores, a partir de datos en continuo de radio, se informó que en la región nuclear el jet presenta una estructura de "S", lo cual sugiere una interacción entre el jet y el medio interestelar de la galaxia. NGC 1316 es un objeto notable porque alberga una subpoblación importante de cúmulos globulares jóvenes. Para comprender mejor la historia y los procesos físicos que están teniendo lugar actualmente en la región interior de NGC 1316, comenzamos a recopilar datos públicos en varios rangos espectrales, de instrumetos como ALMA, VLA, Chandra y HST. En este trabajo nos centramos en los datos disponibles de CO(J=2-1) de ALMA y la información que se puede recuperar de ellos.

Abstract / The merger remnant NGC 1316 (Fornax A) is the brightest galaxy in the Fornax cluster, and it is the third nearest radio-bright galaxy ($D = 20.8 \pm 0.5$ Mpc) hosting an Active Galactic Nuclei. Due to the complexity of this source, on a variety of scales and components, it was observed at different wavelengths. Deep optical images revealed complex structures such as ripples and loops in its outer regions, while far-infrared observations show prominent dust extinction in its inner part. The dust is found in diverse structures that include a northwest shell, a south-east blob, an extended component to the south-west, and dust patches among them. Some of these features are well traced by CO as well. The presence of a bent nuclear jet was reported in previous works, after radio continuum observations, suggesting an interaction between the jet and the interstellar medium of the galaxy. NGC 1316 is a remarkable object because it harbours a notable subpopulation of young globular clusters. To better understand the history and the physical processes that are currently taking place in the inner region of NGC 1316, we started to gather the public data at various spectral ranges, from instruments such as ALMA, VLA, Chandra and HST. In this poster, we will focus on the available CO(J=2-1) ALMA data, and the information that could be retrieved from them.

Keywords / galaxies: individual (NGC 1316) — Galaxy: structure

1. Introduction

NGC 1316 (Fornax A) is the brightest galaxy of the Fornax cluster, member of an infalling subgroup from the outskirts of the cluster ($D = 20.8 \pm 0.5$ Mpc, Cantiello et al., 2013). It is the third nearest radio-bright galaxy (Maccagni et al., 2020), and it hosts an Active Galactic Nuclei (AGN) with extended radio lobes (33 arcmin, Mackie & Fabbiano, 1998). The presence of a bent nuclear jet was reported by different authors (e.g. Ekers et al., 1983), suggesting the interaction between the jet and the interstellar medium of the galaxy. Recently, Maccagni et al. (2020) proposed that the AGN of NGC 1316 is rapidly flickering from an active nuclear phase to a non-active one. In this scenario, the central emission detected at radio frequencies would not be the remnant of the active phases that formed the lobes but it would be tracing the recent activity of the AGN.

NGC 1316 is a merger remnant as indicated by deep optical images that revealed complex structures such as ripples and loops in the outer regions (Schweizer, 1980, 1981; Iodice et al., 2017), while mid-infrared observations show prominent amount of dust in the inner part of the galaxy (Duah Asabere et al., 2016). The dust displays a complex structure that includes a shell in the NW, a blob in the SE, an extended structure to the SW, and several dust clouds between them (Duah Asabere et al., 2016). Some of these features are well traced by CO observations (Morokuma-Matsui et al., 2019), showing that molecular gas is mixed within dust. The merger remnant scenario is also supported by the identification of young globular clusters (GCs), as reported by Sesto et al. (2016).

In order to better understand the history and the physical processes that are currently taking place in NGC 1316, we started to work with archival Atacama Large Millimiter Array (ALMA) data. In Section 2, we describe the ALMA data, in Section 3 we present our results, followed by the future work in Section 4.

2. ALMA data

We used the Band 6 (≈ 230 GHz) ALMA public data of the program ID = #2017.1.01140.S, obtained during May 2018. The observations were performed with the 7m antennae (7M) array and the total integration time on the source was ≈ 53 min. It covered CO(J=2-1) emission at the rest-frame frequency of $\nu_{\rm rest} \approx 230.538$ GHz. The angular resolution achieved is 5.48'' × 4.30''. The r.m.s. in the final image cube is 0.7 Jy beam⁻¹ per 9.6 km s⁻¹ channel in the center of the field.

3. Results

3.1. The CO velocity field, the globular clusters and planetary nebulae

In Figure 1, we show the ALMA velocity field of CO(J=2-1) where the color wedge units are km s⁻¹. The stars show the position of the GCs (Goudfrooij et al., 2001; Richtler et al., 2014; Sesto et al., 2018) while the dots, the position of the planetary nebulae (McNeil-Moylan et al., 2012). Towards the minor axis of the galaxy (magenta dotted line), a CO velocity gradient is observed from 1600 to 2000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. The kinematical major axis orientation of the GCs (stars) is quite similar to the photometric minor axis orientation of the galaxy. Accordingly, the CO velocity gradient might be in agreement with the velocity distribution of the GCs and, thus, with the rotation almost perpendicular to the kinematical major axis of the stellar component (orange line) proposed by Sesto et al. (2018). However, a velocity gradient is also present on the CO shell structure (see Fig. 2). This suggests that the complex velocity field observed might not be only explained by a "polar" rotating disk, in agreement with the statement of Morokuma-Matsui et al. (2019). The planetary nebulae show the rotation of the stellar component of the galaxy.

3.2. CO Distribution and Kinematics

In order to study the CO(J=2-1) distribution and kinematics in the inner region of NGC 1316, we derived the moment maps. To obtain those maps, we blanked the pixels with a CO surface brightness below 0.7 Jy beam⁻¹ km s⁻¹, which corresponds to 3 times the r.m.s. The CO is detected in different structures such as a shell, clouds, an extended component and a blob (see Fig. 2). At the center of NGC 1316, the measured CO systemic velocity is ≈ 1720 km s⁻¹, in very



Figure 1: The CO ALMA velocity field of the inner region of NGC 1316, also showing the location of the globular clusters (GCs; stars) and planetary nebulae (PN; dots). The minor axis of the galaxy is marked with magenta dotted line, while the major axis with orange line. The color wedge used for the CO velocity field is also used to indicate the radial velocities reported for the GCs and PNs in the literature.

Table 1: CO(2-1) ALMA flux density for each component

Name	Center	Flux
	[hms dms]	$[Jy beam^{-1} km s^{-1}]$
Shell	03:22:37.65 - 37:11:56.1	77.0 ± 5.0
C1/C2	03:22:40.75 - 37:12:15.9	4.7 ± 1.7
C3/C4	03:22:41.81 - 37:12:18.2	0.3 ± 0.2
center	03:22:41.81 - 37:12:30.1	1.4 ± 1.0
Extended	03:22:42.21 - 37:12:38.9	0.8 ± 0.5
Blob	03:22:43.20 - 37:15:50.6	40.0 ± 9.0

good agreement with the [OII] emission line velocity $(1732 \pm 10 \text{ km s}^{-1})$ derived by Morokuma-Matsui et al. (2019).

The high-angular resolution of the ALMA data allow us to trace the dust substructures with greater detail than those shown by Morokuma-Matsui et al. (2019); for example, two compact regions are detected within the shell structure (see Fig. 2). However, we can only measure with a good precision the fluxes of the shell and blob structures (see Table 1). Improvements in the ALMA data reduction processes might result in a better sensitivity, and thus, allow us to get a more precise flux values of the dust clouds.

4. Future work

There are public data from different instruments at various spectral ranges, such as Chandra and HST. In particular, NGC 1316 was observed by Chandra, X-ray Broad (B) band emission (0.5 - 7.0 keV; effective energy 2.3 keV). In the near future, we expect to compare the information acquired from the public data available, with that derived from images in narrow-band filters Saponara et al.



Figure 2: Moment maps of CO(J=2-1) ALMA data cube, corresponding to the inner part of NGC 1316. Top-left panel: zeroth moment, CO intensity distribution overlaid to g-i S-PLUS image (Mendes de Oliveira et al. 2019; Smith Castelli et al., this volume). Top-right panel: CO intensity distribution map. In white lines, the moment 0 contour levels of [1, 11, 20] 3σ , where $\sigma = 0.7$ Jy beam⁻¹ km s⁻¹. Bottom-left panel: first moment (velocity field, colour bar units km s⁻¹). Bottom-right panel: second moment (velocity dispersion, colour bar units km s⁻¹). The synthesized beam is shown in the bottom left corner of each panel.

obtained in the framework of S-PLUS (see Mendes de Oliveira et al. 2019, and Smith Castelli et al. in this volume). Iodice E., et al. Mackagni F.M. Mackie G., Fai McNeil-Moylar

Acknowledgements: JS thanks to FRINGE team members for their useful comments on ALMA data analysis.

References

Cantiello M., et al., 2013, A&A, 552, A106 Duah Asabere B., et al., 2016, A&A, 592, A20 Ekers R.D., et al., 1983, A&A, 127, 361 Goudfrooij P., et al., 2001, MNRAS, 322, 643

- Iodice E., et al., 2017, ApJ, 839, 21
- Maccagni F.M., et al., 2020, A&A, 634, A9
- Mackie G., Fabbiano G., 1998, AJ, 115, 514
- McNeil-Moylan E.K., et al., 2012, A&A, 539, A11
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
- Morokuma-Matsui K., et al., 2019, PASJ, 71, 85
- Richtler T., et al., 2014, A&A, 569, A41
- Schweizer F., 1980, ApJ, 237, 303
- Schweizer F., 1981, ApJ, 246, 722
- Sesto L.A., Faifer F.R., Forte J.C., 2016, MNRAS, 461, 4260
- Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478

La relación color-magnitud de galaxias de tipo temprano analizada mediante los índices de Lick

M.C. Scalia^{1,2}, A.V. Smith Castelli^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, J.P. Godoy¹ & N. Guevara¹

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / mcscalia@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La comprensión de los procesos involucrados en la formación y evolución de galaxias es un tema popular en astronomía. En particular, las galaxias de tipo temprano (elípticas y lenticulares) se caracterizan por una fuerte relación fotométrica en los diagramas color-magnitud que ha sido estudiada extensivamente desde hace ya más de 60 años. Esta relación, conocida como secuencia roja o relación color-magnitud (RCM), muestra características de pendiente y dispersión independientes del entorno en el que residen, la cual se interpreta como una relación masa-metalicidad. Sin embargo, aún no está claro de qué manera las diferentes especies químicas que dominan las poblaciones estelares de este tipo de galaxias, contribuyen a establecer las características de dicha relación. Los índices de Lick/IDS permiten derivar las edades y metalicidades medias pesadas por luminosidad de las galaxias de tipo temprano a partir de espectros de baja resolución, mediante su comparación con modelos de poblaciones estelares. Además, individualmente, cada uno de estos índices traza conjuntos diferentes de especies químicas de tipo temprano pertenecientes al cúmulo de Virgo y a la zona del cielo conocida como Stripe-82, a través de los índices de Lick derivados de espectros del Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Nuestro objetivo es identificar las especies químicas relevantes en el trazado de la RCM.

Abstract / Understanding the processes involved in the formation and evolution of galaxies is a hot topic in astronomy. In particular, early-type galaxies display an interesting property that make them good targets to try to unveil such processes: in a color-magnitude diagram, they follow a strong photometric relation that displays similar characteristics regardless the environment in which they reside. That relation is known as red sequence or color-magnitude relation (CMR) and it is interpreted as a mass-metallicity relation. However, it yet not clear how the different chemical species that dominate the stellar populations of these kind of galaxies contribute to establish its features. The Lick/IDS absorption-line indices allow to derive luminosity-weighted ages and metallicities of old stellar systems from low-resolution spectra, by comparison with stellar population models. Also, each index is dominated by specific chemical species. In this work we present preliminary results of the analysis of the CMR defined by early-type galaxies located in the Virgo cluster and the Stripe-82 region, through their Lick indices obtained from Sloan Digital Sky Survey (SDSS) spectra. Our aim is to disentangle if the CMR can be explained through the dependencies of the colors and/or luminosities on particular indices and, as a consequence, on specific chemical species.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, c
D — galaxies: dwarf — galaxies: clusters: general — galaxies: clusters: individual (Virgo) — galaxies: abundances

1. Introducción

Las galaxias de tipo temprano (elípticas y lenticulares) se caracterizan principalmente por su sencillez morfológica y la gran uniformidad en las relaciones de diversos observables (ver por ejemplo, Visvanathan & Sandage, 1977; Prugniel & Simien, 1997). El estudio de las mismas en todo su rango de masas y en diversos medioambientes, presenta hoy en día un gran desafío para la astronomía moderna. Es de particular interés la fuerte relación fotométrica que definen en los diagramas color-magnitud llamada "secuencia roja" o "relación color-magnitud" (RCM), en la cual galaxias más masivas presentan colores más rojos y que se ha interpretado como que dichas galaxias masivas albergan una población estelar con mayor contenido metálico (Visvanathan & Sandage, 1977; Bower et al., 1992; Smith Castelli et al., 2013; Roediger et al., 2017).

Un camino posible para develar de qué manera se formaron y evolucionaron, es el estudio de sus poblaciones estelares y su correspondiente contenido químico. Además, la RCM muestra características similares de pendiente y dispersión independientemente del entorno en el que dichas galaxias residan (ver por ejemplo, Bower et al., 1998; Kodama et al., 1998; Wake et al., 2005; Bernardi et al., 2006), por lo que ambas herramientas en conjunto pueden contribuir a entender el origen de las galaxias de tipo temprano, brindando un mayor acercamiento a los escenarios de formación propuestos hasta la actualidad (ver por ejemplo, Toomre & Toomre, 1972; Larson, 1974; McGlynn, 1984; Arimoto & Yoshii, 1987; Cole et al., 1994; Bower et al., 1998; Chiosi & Merlin, 2015; Naab & Ostriker, 2017).
2. Las muestras

Para el presente estudio se utlizaron dos muestras que contienen únicamente galaxias de tipo temprano. La primera muestra está compuesta por 148 galaxias del Cúmulo de Virgo, 125 de ellas fueron extraídas del Catálogo del Cúmulo de Virgo (VCC, por sus siglas en inglés; Binggeli et al., 1985) y las restantes 23 que no estaban previamente incluidas en el VCC, se obtuvieron del Catálogo Extendido del Cúmulo de Virgo (EVCC, por sus siglas en inglés; Kim et al., 2014). La segunda muestra corresponde a 230 galaxias que se encuentran en la región de cielo llamada Stripe-82.

Ambas muestras se eligieron en un amplio rango en ascención recta, de modo que se incluye una cantidad de galaxias que no pertenecen a cúmulos o grupos de la región y cuyo corrimiento al rojo (z) está en el rango de 0.026 < z < 0.4 (solo 14 de estas galaxias tienen un z > 0.2). La finalidad de la elección de ambas muestras, es la búsqueda de posibles dependencias con la masa y el ambiente.

Para cada una de las galaxias analizadas en el presente trabajo, se obtuvo su espectro de la base de datos del SDSS DR16 (Ahumada et al., 2020). Además de compartir entre ellas el tipo morfológico, tienen en común el hecho de que sus espectros no muestran líneas de emisión evidentes y, para obtener datos de buena calidad, solo se trabajó con aquellas que presentan una relación señal/ruido media $\langle S/N \rangle > 10$ (por Å). El espectrógrafo del SDSS utiliza fibras ópticas con un diámetro de 3''. En consecuencia, dependiendo de la distancia a la que se encuentren dichas galaxias, el tamaño fijo de la fibra óptica cubre más superficie de galaxia si ésta se encuentra más lejos. A la distancia del Cúmulo de Virgo (esto es, a una distancia media $\langle D \rangle = 16.5$ Mpc, Mei et al., 2007), este diámetro cubre ≈ 0.26 kpc de la zona central de las galaxias. El módulo de distancia de las galaxias de la muestra del Stripe-82 se encuentra en el rango 35 < (m - M) < 41. Por esta razón, el área cubierta por las fibras ópticas en estas galaxias es mayor que en el Cúmulo de Virgo (escalas espaciales de 1.45 a 23 kpc).

La Fig. 1 muestra el diagrama color-magnitud de ambas muestras, diferenciadas como puntos negros y verdes. En ella se puede apreciar el rango de magnitudes (Mg) y colores (q-z), como también la RCM en referencia a las galaxias de tipo temprano de Virgo que se detallan en los trabajos de Chen et al. (2010) y Ferrarese et al. (2012). Las magnitudes utilizadas en este trabajo están dadas por y en el sistema del relevamiento SDSS (Fukugita et al., 1996). En este trabajo se utilizaron las magnitudes totales para expresar las magnitudes absolutas y para calcular los colores las magnitudes centrales, que son aquellas que cubren proporcionalmente los 3" que abarcan las fibras ópticas del espectrógrafo. Dichas magnitudes se corrigieron por extinción. También se consideró el efecto que causa en ellas el corrimiento al rojo cosmológico y, por esto último, se aplicaron las correspondientes correcciones K que proporciona el relevamiento SDSS.



Figura 1: Diagrama (g-z) vs. Mg para las muestras de Virgo (puntos negros) y Stripe-82 (puntos verdes). Como referencia, se muestra la RCM del Cúmulo de Virgo del trabajo de Chen et al. (2010) (puntos azules vacíos) y la del *Next Generation Virgo Cluster Survey* (NGVCS, Ferrarese et al., 2012, puntos azules llenos).

3. Los índices de Lick

Uno de los métodos más utilizados hasta la actualidad para estudiar poblaciones estelares no resueltas, es a través de los índices de Lick obtenidos a partir de espectros integrados de las galaxias. El sistema Lick/IDS se definió con espectros tomados en el Observatorio de Lick con el instrumento *Image Dissector Scanner* (IDS) (Worthey et al., 1994; Worthey & Ottaviani, 1997). Los índices de Lick se identifican con ciertas líneas/características que se observan en los espectros de galaxias de tipo temprano. Los mismos representan una medida de la intensidad de dichas líneas en relación al continuo local (pseudocontinuo). Se definen en un cierto ancho en longitud de onda (banda) y se miden integrando la proporción del flujo de la línea/característica en relación al pseudocontinuo dentro de dicha banda.

Mediante la comparación con modelos de poblaciones estelares, los índices de Lick pueden utilizarse para derivar la edad y metalicidad de sistemas estelares a partir de espectros de baja resolución (≈ 9 Å). Cada uno de estos índices traza conjuntos diferentes de especies químicas dominantes (Worthey et al., 1994; Trager et al., 1998). En el presente trabajo, los 25 índices de este sistema se calcularon utilizando el código LICK_EW que se proporciona como parte del paquete EZ_AGES (Graves & Schiavon, 2008). Los errores de los índices se estimaron mediante las ecuaciones dadas por Cardiel et al. (1998) y usando los espectros de error del relevmiento SDSS.

4. Análisis y conclusiones

La Fig. 2 muestra la RCM de las dos muestras consideradas. Algunos índices de Lick parecen definir un patrón en la RCM, con los valores más altos del índice correspondiendo a colores fotométricos más rojos. Este patrón se puede ver más claramente en la muestra de Virgo que



Figura 2: RCM de las dos muestras consideradas. Los círculos llenos representan los valores para la muestra de Virgo y los triángulos, los de la muestra del Stripe-82.Las distintas barras de colores muestran la variación de cada índice a lo largo de dicha relación. De izquierda a derecha, y de arriba hacia abajo, se muestran las variaciones para los índices CN2, Ca4227, $H\gamma$, Mgb, TiO₁ y TiO₂ a lo largo de la RCM.

en la del Stripe-82. Esto podría ser el resultado de efectos de ambiente y/o de luminosidad entre ambas muestras. Sin embargo, no podemos descartar aun que los errores en la determinación de la magnitud absoluta de la muestra del Stripe-82 puedan estar difuminando las tendencias. Además, es pertinente recordar que en esa muestra, la fibra dentro de la cual se miden los índices, cubre diferentes regiones de las galaxias dependiendo de sus distancias. El grado de importancia de estos efectos será precisado en un trabajo futuro.

La Fig. 2 muestra que índices como el TiO₁ y el Ca4227 no exhiben patrones definidos, mientras que el TiO₂, por ejemplo, sí lo hace. Teniendo en cuenta que, dentro del rango de magnitudes de estas muestras, la RCM está trazada principalmente por los cambios en la metalicidad, sería posible interpretar que las especies químicas que dominan el TiO₁ y el Ca4227 tienen menos influencia en la conformación de la RCM que las que dominan, por ejemplo, el TiO₂, el grupo Mg, el grupo CN y H_{γ}. En el futuro próximo esperamos poder aclarar estos puntos, así como evaluar si estos patrones también se detectan en una RCM construida con colores de banda angosta como los proporcionados el relevamiento S-PLUS (Mendes de Oliveira et al., 2019).

Referencias

Ahumada R., et al., 2020, ApJS, 249, 3 Arimoto N., Yoshii Y., 1987, A&A, 173, 23 Bernardi M., et al., 2006, AJ, 131, 1288 Binggeli B., Sandage A., Tammann G., 1985, AJ, 90, 1681 Bower R., Kodama T., Terlevich A., 1998, MNRAS, 299 Bower R., Lucey J., Ellis R., 1992, MNRAS, 254, 601 Cardiel N., et al., 1998, A&AS, 127, 597 Chen C.W., et al., 2010, ApJS, 191, 1 Chiosi C., Merlin E., 2015, MmSAI, 86, 162 Cole S., et al., 1994, MNRAS, 271, 781 Ferrarese L., et al., 2012, ApJS, 200, 4 Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748 Graves G.J., Schiavon R.P., 2008, ApJS, 177, 446 Kim S., et al., 2014, ApJS, 215, 22 Kodama T., et al., 1998, A&A, 334, 99 Larson R.B., 1974, MNRAS, 166, 585 McGlynn T.A., 1984, ApJ, 281, 13 Mei S., et al., 2007, ApJ, 655, 144 Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241 Naab T., Ostriker J.P., 2017, ARA&A, 55, 59 Prugniel P., Simien F., 1997, A&A, 321, 111 Roediger J.C., et al., 2017, ApJ, 836, 120 Smith Castelli A.V., et al., 2013, ApJ, 772, 68 Toomre A., Toomre J., 1972, *BAAS*, vol. 4, 214 Trager S., et al., 1998, ApJS, 116, 1 Visvanathan N., Sandage A., 1977, ApJ, 216, 214 Wake D.A., et al., 2005, ApJ, 627, 186 Worthey G., Ottaviani D.L., 1997, ApJS, 111, 377 Worthey G., et al., 1994, ApJS, 94, 687

Agradecimientos: Agradecemos los Comités Organizadores Local y Científico por hacer posible este Congreso en tan particulares condiciones. También agredecemos a las Instituciones que financian nuestro trabajo, el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Asimismo agradecemos el valioso trabajo del referí.

Observational evidence of fractality in the large-scale distribution of galaxies

T. Canavesi^{1,2} & T.E. Tapia³

¹ Insituto de Física de la Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Wolfram Research, EE.UU.

Contact / tcanavesi@fisica.unlp.edu.ar

Resumen / Para una muestra de 133 991 galaxias distribuidas en la region del cielo $100^{\circ} < \alpha < 270^{\circ}$ y 7° < $\delta < 65^{\circ}$ con un redshift 0.0057 < z < 0.12, extraída del catálogo SDSS NASA/AMES Value Added Galaxy Catalog (AMES-VAGC), estimamos la dimensión fractal D de su distribución espacial mediante dos métodos diferentes. El primero usa un algoritmo para estimar la dimensión de correlación. El segundo método, en un enfoque novedoso, crea un grafo usando los datos y estima la dimensión del ismo basado unicamente en la información de conectividad. Mediante ambos métodos obtenemos $D \approx 2$ en escalas espaciales por debajo de 20 Mpc, lo cual concuerda con trabajos previos. Este resultado muestra la no homogeneidad de la distribución de las galaxias dentro del rango de escalas estudiadas.

Abstract / For a sample of 133 991 galaxies distributed in the sky region $100^{\circ} < \alpha < 270^{\circ}$ and $7^{\circ} < \delta < 65^{\circ}$ with a redshift 0.0057 < z < 0.12, extracted from the SDSS NASA/AMES Value Added Galaxy Catalog (AMES-VAGC), we estimate the fractal dimension D of its spatial distribution by means of two different methods. First, using an algorithm to estimate the correlation dimension. The second method, in a novel approach, creates a graph from the data and estimates the graph dimension purely from connectivity information. By means of both methods we obtain $D \approx 2$ in spatial scales below 20 Mpc, which agrees with previous works. This result shows the non-homogeneity of galaxies distribution within the range of studied scales.

Keywords / large-scale structure of universe — cosmology: observations — cosmology: miscellaneous

1. Context

The cornerstone of modern cosmology is the cosmological principle, which assumes that the universe is homogeneous and isotropic at large scales. From this statement one could ask:

- At what scale is the universe homogeneous?
- Does the universe show a fractal structure?

There is no single definition for a fractal but we can say that a fractal often has some form of self-similarity either approximately or statistically. Specifically, a fractal dimension D = 2 in the distribution of galaxies corresponds with matter uniformly distributed on spherical surfaces surrounding the observation point. Several approaches to measure fractality have been proposed, Chacón-Cardona et al. (2016), Kamer et al. (2013), Chacón & Casas (2009). As a classical method, if we count the number of points N inside a growing sphere of radius r, we expect for an homogeneous distribution a power law relation of the form

$$N(r) \sim r^D,\tag{1}$$

with dimension D = 3. Observations in the last decades have allowed us making more accurate calculations of the dimension of galaxy distribution, as well as any other cosmological parameter. This work estimates the dimension of the spatial distribution of a sample of 133 991 galaxies extracted from the SDSS NASA/AMES Value Added Galaxy Catalog (AMES-VAGC)^{*} using two approaches. First, using the definition of correlation dimension. Second, in a novel way, by creating a graph from the galaxy spatial distribution and estimating its dimension purely from connectivity information. The catalog provides the cartesian positions of the galaxies in redshift units, which were transform to Mpc in the small redshift aproximation assuming assuming a value of h = 0.6767 in the Hubble constant for simplicity.

2. Methodology

In the first approach we use the correlation integral. In agreement with Bagla et al. (2008), the correlation integral C_2 is defined as

$$C_2(r) = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^{M} n_i(r),$$
(2)

where N is the number of galaxies in the sample, M is the number of galaxies chosen as centers of the growing spheres, n(r) is the number of galaxies reached by the growing spheres of radius r with center in the *i*th-galaxy, and the summation is carried over the set of spheres.

^{*}https://cdsarc.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/799/
95

The correlation integral is defined similarly to Eq. (1), then the correlation dimension is

$$D_2 = \frac{d\log C_2(r)}{d\log r}.$$
(3)

In our results the growing spheres moves in steps of 2 Mpc. Then, the numeric estimation of the dimension is calculated as:

$$D_2(r) = \frac{\log C_2(r+1) - \log C_2(r)}{\log(r+1) - \log(r)},$$
(4)

where r now moves in discrete steps.

In the second method a graph is constructed from the position of the galaxies. Each galaxy represents a node, and an undirected edge will join two nodes if the distance between the nodes is less than 10 Mpc. This criterion in the distance is suitable because if it is smaller we obtain a graph with plenty of disconnected parts, and if it is greater we obtain an all connected graph. Then, to estimate the dimension of the resulting graph we use growing spheres whose center is a node X in the graph, and we count the number of nodes we have inside each sphere until we reach the boundary of the graph. If we make an adjustment taking into account the number of nodes reached by each sphere as a function of the radius of the sphere, we can adjust a dimension D. This approach is similar to our first method, but in this case we just use connectivity information. For more details see chapter 4.5 of Wolfram (2020).

The following computations were done using MATH-EMATICA 12.1 **, and the software developed in the Wolfram Physics Project ***.

3. Results

Regarding the first method, Fig. 1 shows the mean number of galaxies reached by the growing spheres vs the radius of the spheres. One hundred galaxies were used as centers of the growing spheres because with this number of centers local effects are not dominant in the average count. For each radius r, we calculated the error bars considering the 1σ range in the distribution of values. Though not large enough to be significant in Fig. 1, their propagation imply noticeable uncertainties in Fig. 2. Fig. 1 shows also a fit of the form ar^D (red line), for which the parameters are informed in Table 1. A dimension D = 2.82103 is obtained from the fit.

Table 1: Parameters of the fit plotted in Fig. 1, including the standard error and the t-statistic.

Parameter Est	imate St	tandard Erroi	r t-Statistic
a (D 2.).013 82103	$0.00044 \\ 0.00673$	$29.45 \\ 419.176$

Fig. 2 shows the dimension D as a function of the radius r. The decay of the dimension at large scales is due to boundary effects of the dataset. A dimension of D = 2 in the scales of [20, 30] Mpc transitions and reaches D = 3 at the scales [60, 70] Mpc.



Figure 1: Mean number of galaxies reached by the growing spheres vs the radius of the spheres. One hundred galaxies were used as centers of the growing spheres. Dots are obtained from the computation, and solid red line indicates a fit of the form ar^{D} . From the fit, the obtained dimension is shown in the red box.



Figure 2: Dimension vs. radius, with 1σ vertical error bars (gray-solid). The horizontal dashed lines indicate dimensions 2 and 3.

In our second method, after building a graph using the galaxies as explained in Sec. 2, we can estimate the dimension of the graph counting the number of nodes that fall within a sphere of increasing radius and whose limit is the boundary of the graph. Fig. 3 illustrates this process in a qualitative way. Fig. 4 shows the estimation of the dimension starting for a single point in the graph (in this case the center) using a fit of the form ar^D , whose adjustment parameters are informed in Table 2. Fig. 5 shows the dimension estimation using a graph of 51 845 nodes and considering $N_X = 20$ central nodes. The final result depends on the central node, so we average the final counting of the N_X experiments, and each error bar indicates the 1σ range in the corresponding distribution of values obtained.

4. Conclusions

We summarize next the main conclusions from this study, as well as future steps in our research plan.

• Using the two methods, either the integral correla-

^{**}https://www.wolfram.com/mathematica/

^{***}https://www.wolframphysics.org/



Figure 3: A representative graph using 1853 nodes. Starting from a central node X in the graph, we count the number of nodes in the graph (informed below each one) that can be reached by going out up to distance r. In red color we illustrate this process starting from the center of the graph.



Figure 4: Estimation of the dimension starting for a unique position in the graph.

tion or the graph approximation, a fractal dimension is found before the transition to homogeneity.

- Using the first approach, a transition from D = 2 to D = 3 starts in the interval [20, 30] Mpc and ends in the interval [60, 70] Mpc. Other works report a transition to homogeneity at larger scales, as Ntelis et al. (2017), Scrimgeour et al. (2012).
- Using the graph approach we found a region where $D \approx 3$, and a region where D < 3, as found with the first method.
- We add evidence about the non-homogeneity of the distribution of galaxies within the range of studied spatial scales. Specifically, we find a transition from D = 2, corresponding to a distribution of galaxies where the matter is uniformly distributed on spherical surfaces surrounding the observation point, to D = 3 corresponding to a homogeneous and isotropic distribution of galaxies.

4.1. Future Work

• Calculate the dimension of galaxy distribution using different methods.

Table 2: Parameters of the fit plotted in Fig. 4, including the standard error and the t-statistic.

Parameter	Estimate	Standard Error	t-Statistic
a	4.098	0.256	15.974
D	2.48037	0.0219	113.182

- Use recent astronomical catalogs to consider more galaxies in the computations.
- Study the implications of fractality in the dynamics of galaxies using general relativity.
- Apply the methods used in this work to star formation regions, and compare with previous results as in Canavesi & Hurtado (2020).
- Analyze the implications of assuming a fractal gravitational model in astronomical and cosmological scales, as in Canavesi (2020).



Figure 5: Dimension estimation as a function of the distance r from the central nodes X. The graph has 51845 nodes, for which $N_X = 20$ central nodes are used. For each distance r, the error bar indicates the 1σ range in the distribution of values obtained from the N_X central nodes.

Acknowledgements: Thanks to the Wolfram Physics Project team for providing us with all the necessary software tools.

References

- Bagla J.S., Yadav J., Seshadri T., 2008, MNRAS, 390, 829
- Canavesi T., 2020, BAAA, 61B, 136
- Canavesi T., Hurtado S., 2020, BAAA, 61B, 254
- Chacón C., Casas R., 2009, MOMENTO, 77–94
- Chacón-Cardona C., Casas-Miranda R., Muñoz-Cuartas J., 2016, Chaos, Solitons & Fractals, 82, 22
- Kamer Y., Ouillon G., Sornette D., 2013, PhRvE, 88, 022922
- Ntelis P., et al., 2017, JCAP, 2017, 019 Scrimgeour M.I., et al., 2012, MNRAS, 425, 116
- Wolfram S., 2020, Complex Syst., 29(2), 107–536

Diagnóstico de la galaxia remanente de una fusion NGC 4382

C.G. Escudero^{1,2}, L.A. Sesto^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, A.V. Smith Castelli^{1,2} & M.V. Reynaldi¹

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los modelos existentes sobre formación de galaxias masivas, particularmente para las galaxias de tipo temprano, se centran en el concepto de formación de dos fases, *in situ* y *ex situ*. Ambas fases dejarían huellas en ellas, y estas podrían ser identificadas por separado. En este trabajo preliminar, nos enfocamos en el análisis de la galaxia elíptica dinámicamente joven NGC 4382 utilizando fotometría y espectroscopía profunda Gemini/GMOS. Nuestro estudio muestra que el sistema de cúmulos globulares de esta galaxia presenta más de dos subpoblaciones de cúmulos. Además de las típicas subpoblaciones de cúmulos con edades mayores a los 5×10^9 años, se determinó la presencia de cúmulos jóvenes que podrían ser producto de una fusión que tuvo NGC 4382 hace unos 2.8×10^9 años.

Abstract / Existing models on the formation of massive galaxies, particularly for early-type galaxies, focus on the concept of two-phase formation, *in-situ* and *ex-situ*. Both phases would leave footprints in the galaxies which could be identified separately. In this preliminary work, we focus on the analysis of the dynamically young elliptical galaxy NGC 4382 using deep Gemini/GMOS photometry and spectroscopy. Our study shows that the globular cluster system of this galaxy has more than two subpopulations of clusters. In addition to the typical cluster subpopulations older than 5 Gyr, the presence of young clusters was determined that could be the product of a merger that NGC 4382 had about 2.8 Gyr ago.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: halos — galaxies: individual (NGC 4382)

1. Introducción

Los modelos actuales de formación de galaxias masivas, particularmente para las galaxias de tipo temprano, se centran en el concepto de formación de dos fases. Las simulaciones cosmológicas indican que las grandes galaxias del universo local se sometieron a una fase inicial de formación *in situ* seguida de un crecimiento de masa y tamaño a través de una fase *ex situ* (o de acreción). Por tanto, el material involucrado en estas dos fases podría identificarse por separado. Sin embargo, desde un punto de vista de la observación, es muy difícil realizar estudios detallados de poblaciones estelares en las regiones exteriores de galaxias más allá del Grupo Local, debido a lo tenue de la luz más allá de unos pocos radios efectivos. Es por eso que en este trabajo nos enfocamos en el estudio de la galaxia dinámicamente joven NGC 4382 a fin de indagar su rica historia de formación estelar en los últimos miles de millones de años. Para ello, analizamos su sistema de cúmulos globulares y la población estelar difusa mediante fotometría y espectroscopía profunda Gemini/GMOS.

NGC 4382 (d = 18.5 Mpc; Tonry et al., 2001) es una galaxia E2 remanente de una fusión reciente (Kormendy et al., 2009) ubicada en las afueras del cúmulo de Virgo a una distancia proyectada de 1.7 Mpc de la galaxia cD M87 (Nagino & Matsushita, 2010). La galaxia presenta características peculiares tanto en su estructura (cáscaras y plumas), como en su cinemática (núcleo desacoplado cinemáticamente), probablemente producto de interacciones con su compañera NGC 4394.

2. Observaciones

Los datos fotométricos utilizados en este trabajo consisten en imágenes tomadas con la cámara GMOS (Gemini Multi-Object Spectrograph) montada en el telescopio Gemini Norte. La Figura 1 muestra el mosaico formado por dos campos observados de NGC 4382. Las imágenes se tomaron en los filtros g'r'i' con un binning de 2×2. El conjunto de datos que se utilizaron en este trabajo se corresponden a los programa Gemini GN-2014A-Q-35 (PI: A. Cortesi), GN-2006A-Q- 81 (PI: O. Nakamura) y GN-2015A-Q-207 (PI: Myung Gyoon Lee).

Por su parte, las observaciones espectroscópicas utilizadas de los cúmulos globulares (CGs), se obtuvieron empleando la cámara GMOS en modo multi objeto con la red de difracción B600, un *binning* de 2×2 y ranuras de 1". Los círculos y cuadrados amarillos en la Figura 1 indican la ubicación de los CGs observados en los programas Gemini GN-2016A-Q-62 (PI: A. Cortesi) y GN-2015A-Q-207, respectivamente. Finalmente, también se hizo uso de observaciones de ranura larga de la luz estelar de la galaxia correspondiente al programa GN-2009A-Q-102 (PI: A. Aragón-Salamanca). Este conjunto de datos se obtuvo con la red de difracción B1200, un *binning* de 1×4 y una ranura de 0.5". La ranura se encuentra orientada a lo largo del semieje mayor de la



Figura 1: Mosaico GMOS de NGC 4382. La luz de la galaxia fue restada para visualizar las diferentes estructuras tipo cáscara y de bajo brillo que presenta la misma. Los círculos y cuadrados amarillos indican los CGs confirmados en los programas GN-2016A-Q-62 y GN-2015A-Q-207, respectivamente. El triángulo rojo indica el centro de NGC 4382. La línea cian contínua indica la orientación de la ranura larga.

galaxia (línea cian contínua en la Figura 1).

Distribución de color y velocidades radiales

La distribución de color $(g' - i')_0$ del sistema de CGs (panel superior de la Figura 2) no muestra la típica bimodalidad usual de las galaxias masivas de tipo temprano (Faifer et al., 2011; Escudero et al., 2018), y que se interpreta como el resultado de la presencia de las clásicas subpoblaciones de cúmulos azules y rojos. Esta ausencia de bimodalidad podría deberse a la presencia de candidatos a CGs con colores intermedios $((g' - i')_0 \approx 0.92 \text{ mag})$ los cuales borronean esta característica (Ko et al., 2018).

Analizamos espectroscópicamente 53 objetos correspondientes a los programa Gemini GN-2016A-Q-62 y GN-2015A-Q-207 (28 y 25 objetos, respectivamente). Determinamos las velocidades radiales para ambos conjunto de datos utilizando la tarea FXCOR de IRAF. El panel inferior de la Figura 2 muestra la distribución de velocidad de los objetos, junto con un ajuste gaussiano obtenido sobre ambas muestras ($\mu = 674 \pm 35$ km s⁻¹ y



Figura 2: Panel superior: distribución de color $(g' - i')_0$ de los candidatos fotométricos a CGs de NGC 4382. La línea contínua representa la distribución de color suavizada. Panel inferior: histograma de velocidad radial de los objetos medidos en los programas GN-2016A-Q-62 y GN-2015A-Q-207. La línea roja discontínua indica el ajuste Gaussiano realizado sobre ambas muestras espectroscópicas. La línea vertical negra indica la velocidad sistémica de NGC 4382 $(V = 729 \text{ km s}^{-1})$. La línea vertical a trazos indica el límite entre CGs asociados a NGC 4382 y estrellas de campo.

 $\sigma = 158 \pm 36 \text{ km s}^{-1}$). Los objetos cuyas velocidades se encuentran dentro de $\mu \pm 3\sigma$ del valor medio antes mencionado, fueron considerados asociados a NGC 4382.

4. Poblaciones estelares

Analizamos las poblaciones estelares de los CGs (considerados como una población estelar simple) y de la galaxia (considerada como una población estelar compuesta), utilizando la técnica de ajuste espectral completo mediante los códigos ULYSS (Koleva et al., 2009) y PPXF (Cappellari, 2017), respectivamente. En el caso de ULYSS, utilizamos la grilla de modelos PEGASE-HR resuelto en $[\alpha/Fe]$ (Prugniel & Koleva, 2012), mientras que para PPXF se utilizó la librería MILES (Vazdekis et al., 2010).

La Figura 3 muestra la relación entre edad, metalicidad y abundancia de elementos α , de los objetos analizados utilizando ULYSS, en función de la señal-ruido (S/N)de los espectros. En la misma, además de observarse los CGs típicos viejos, con edad > 5×10⁹ años, se encuentra la presencia de un grupo de objetos jóvenes, caracterizados por una edad media de 2.1 ± 0.4 × 10⁹ años, una metalicidad [Fe/H] = 0.15 ± 0.10 dex ([Z/H] = 0.24±0.10 dex) y [α /Fe] = 0.11±0.10 dex. En este trabajo utilizamos la expresión [Z/H] = [Fe/H]+0.8 [α /Fe] de Coelho et al. (2007), a fin de comparar el valor medio de metalicidad de los CGs con el resultado obtenido para la componente estelar de NGC 4382.



Figura 3: Panel superior: diagrama $[\alpha/Fe]$ – edad de los CGs confirmados asociados a NGC 4382. Panel inferior: diagrama [Fe/H] – edad de los CGs de NGC 4382. Los círculos y cuadrados indican los objetos correspondientes a los programas GN-2016A-Q-62 y GN-2015A-Q-207, respectivamente. La barra de color indica los valores de S/N de la muestra de objetos analizada.

La Figura 4 muestra las poblaciones estelares pesadas en masa de la componente estelar en la región central de NGC 4382 ($R_{\rm gal} < 5.8''$) obtenidas mediante PPXF. Como se observa en la figura, la galaxia presenta dos poblaciones bien marcadas, una con edad $\approx 8 \times 10^9$ años y metalicidad [Z/H] ≈ 0.25 dex, y otra población más joven con edad $\approx 2.8 \times 10^9$ años y metalicidad similar.

5. Conclusiones

Analizamos el sistema de CGs y la luz estelar de la galaxia NGC 4382 utilizando datos fotométricos y espectroscópicos obtenidos con el instrumento GMOS. Algunos resultados obtenidos se listan a continuación.

• La distribución de colores integrados del sistema de CGs no muestra la bimodalidad típica observada en otras galaxias masivas de tipo temprano, lo que indicaría la presencia de al menos 3 subpoblaciones diferentes de cúmulos en la galaxia.



Figura 4: Panel superior: espectro integrado (línea negra) de la región central ($R_{\rm gal} < 5.8''$) de NGC 4382, y ajuste obtenido por PPXF (línea roja). La línea verde indica los residuos del ajuste, mientras que con color magenta se indica el ajuste de líneas de emisión. Panel inferior: mapa de fracción de peso obtenido por PPXF sobre la grilla de modelos MILES.

- Determinamos los parámetros de poblaciones estelares del sistema, confirmando la presencia de un grupo de objetos jóvenes (<edad> $\approx 2.1 \times 10^9$ años) con altas metalicidades (<[Z/H]> = 0.24 dex). Además, se observa la presencia de CGs con edades intermediasviejas (> 5 × 10⁹ años) y un amplio rango en metalicidad (-1.8 < [Z/H] < -0.15 dex).
- Finalmente, utilizando datos GMOS de ranura larga centrados en la galaxia, estudiamos la historia de formación estelar de la región central de NGC 4382. El análisis muestra la presencia de múltiples poblaciones estelares, observándose la población vieja típica en las galaxias de tipo temprano (edad $\approx 8 \times 10^9$ años y [Z/H] = 0.25 dex), y una población mucho más joven de edad $\approx 2.8 \times 10^9$ años. Este último brote de formación estelar muestra una muy buena concordancia con la edad de los CGs jóvenes, lo que indicaría que esta población en el centro de NGC 4382 podría haberse formado en el mismo evento que dio origen a estos cúmulos.

Referencias

- Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798
- Coelho P., et al., 2007, MNRAS, 382, 498
- Escudero C.G., et al., 2018, MNRAS, 474, 4302
- Faifer F.R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
- Ko Y., et al., 2018, ApJ, 859, 108
- Koleva M., et al., 2009, A&A, 501, 1269
- Kormendy J., et al., 2009, ApJS, 182, 216
- Nagino R., Matsushita K., 2010, PASJ, 62, 787
- Prugniel P., Koleva M., 2012, R. Tuffs, C. Popescu (Eds.), The Spectral Energy Distribution of Galaxies - SED 2011, vol. 284, 16–19
- Tonry J.L., et al., 2001, ApJ, 546, 681
- Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639

Localización de grupos compactos de galaxias en el entorno de vacíos cosmológicos

I. Daza^{1,2}, A. Zandivarez^{1,2} & A. Ruiz^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina
 ² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / vanessa.daza@unc.edu.ar

Resumen / Los grupos compactos (GC) son sistemas de galaxias extremadamente densos y relativamente aislados. La naturaleza de los GCs ha sido un tema controversial, dado que se esperaría la rápida fusión de sus galaxias brillantes. Un panorama más amplio sobre el escenario de formación de los GCs puede obtenerse cuando se considera el lugar donde estos se forman. En nuestro estudio, analizamos la ocurrencia de GCs en el entorno de vacíos cosmológicos (VC), con el objetivo de entender si entornos de menor densidad en el universo propician su formación. Las muestras observacionales utilizadas de GCs y VCs fueron obtenidas a partir de dos relevamientos: el Two Micron All Sky Survey y del Sloan Digital Sky Survey. Hallamos que solamente el 7% de los GCs en ambos catálogos están ubicados considerablemente cerca de VCs. Además, observamos diferencias en algunas propiedades físicas de los GCs según su localización relativa a los VCs.

Abstract / Compact groups (CGs) are extremely dense and relatively isolated galaxy systems. The nature of CGs has been a controversial issue, since a rapid merger of its bright galaxies would be expected. A broader picture of the formation scenario for CGs can be obtained when considering where they were formed. In our study, we analyse the occurrence of CGs in the environment of cosmological voids (CVs), to understand whether lower density environments in the universe may be conducive to their formation. The adopted observational samples of CGs and CVs were obtained from two surveys: the Two Micron All Sky Survey and the Sloan Digital Sky Survey. We found that only 7% of CGs in both catalogues are considerably close to CVs. In addition, we observed differences in some physical properties of CGs according to their location relative to CVs.

Keywords / galaxies: groups: general — catalogs — methods: statistical

1. Introducción

Los grupos compactos (GCs) son agrupaciones relativamente aisladas, típicamente formados por 4 o 5 galaxias de similar luminosidad y muy próximas entre ellas. Estos grupos se distinguen por tener una alta densidad y baja dispersión de velocidades, del orden de $200-300 \text{ km s}^{-1}$, razón por la cual se han planteado posibles escenarios que expliquen su naturaleza, puesto que se esperaría la rápida fusión de las galaxias brillantes que coexisten en una región espacial muy pequeña, (Hickson & Rood, 1988; Tovmassian et al., 2001; Walke & Mamon, 1989; Hernquist et al., 1995; Díaz-Giménez & Mamon, 2010).

Para decidir cuál modelo es más adecuado para un GC específico, es importante considerar el entorno en el que se encuentra. Los resultados encontrados hasta el momento van desde aseverar que los GCs no están completamente aislados, con 50 - 70 % de los mismos embebidos en sistemas más grandes (Barton et al., 1998), a que sólo 30 - 50 % lo están (Palumbo et al., 1995) y (Mendel et al., 2011). Sin embargo, la mayoría de estos trabajos poseían ciertas complicaciones, como el uso de muestras obtenidas de catálogos pequeños o que los criterios de identificación de los GCs no eran robustos. Recientemente, Díaz-Giménez & Zandivarez (2015) realizaron un estudio estadísticamente confiable acerca de la localización de los GCs en el Universo cercano. Se

obtuvo que cerca del 27 % de los GCs están embebidos, es decir, la gran mayoría pueden considerarse como sistemas aislados. Estos resultados fueron corroborados en catálogos sintéticos construidos a partir de la simulación Millennium (Henriques et al., 2012).

En este trabajo pretendemos complementar lo realizado por Díaz-Giménez & Zandivarez (2015), estudiando la distribución espacial de los GCs respecto a las regiones con más baja densidad del Universo. Es decir, cómo se localizan los GCs respecto a los vacíos cosmológicos (VCs), y analizar si los entornos cercanos a estos pueden resultar propicios para la formación y evolución de los GCs. Esta hipótesis surge de suponer que la presencia de los GCs en entornos típicamente densos atenta contra la estabilidad de estos sistemas, ya que podrían sufrir el bombardeo constante proveniente del medio circundante y en consecuencia destruir su aislación o transformarlos en parte de un sistema mayor.

La organización de este trabajo es la siguiente: en la Sec. 2 detallamos las muestras observacionales utilizadas para GCs y VCs. En la Sec. 3 describimos el estudio de la localización de los GCs respecto de los VCs, mientras que en la Sec. 4 detallamos nuestras conclusiones.

2. Catálogos observacionales

2.1. Grupos compactos

La muestra inicial de los GCs usada en este trabajo es la misma que se implementó en el estudio de Díaz-Giménez & Zandivarez (2015), la cual fue identificada por Díaz-Giménez et al. (2012). La identificación fue hecha de forma automática a partir del catálogo fotométrico 2MASS (Skrutskie et al., 2006). El algoritmo automático, sigue los lineamientos de la identificación visual de Hickson (1982), pero incluyendo algunas restricciones adicionales. Para este trabajo seleccionamos los GCs en el intervalo de corrimiento al rojo (z) 0.01 < z < 0.03, y un corte en magnitud absoluta $M_K \leq -23$, dado que son las condiciones de la muestra completa por volumen en la que fueron identificados los VCs. Esto nos deja con 51 GCs.

Por otro lado, con el objetivo de extender el análisis, se usó también el catálogo de los GCs identificados por Díaz-Giménez et al. (2018) en el Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al. (2000)). Esta muestra está compuesta por 406 GC, fue identificada con un algoritmo que sigue aproximadamente los criterios originales de Hickson (1982) y mejora la completitud de las muestras de los GCs en el espacio de z, puesto que hace uso de la información espectroscópica desde el inicio del algoritmo de identificación. Para este trabajo, restringimos la magnitud absoluta en la banda r del miembro más brillante del GC ($M_r < -19.77$) y la mediana del z ($0.01 < z_m < 0.1$) del grupo, criterios semejantes a los utilizados en la muestra de galaxias para la identificación de los VCs (Sec. 2.2). El total de GCs es 394.

2.2. Vacíos cosmológicos

Para la elaboración del catálogo de los VCs se usó el algoritmo de identificación de Ruiz et al. (2015) sobre una muestra de galaxias del 2MASS completa en volumen con $z \leq 0.03$ y magnitud absoluta en la banda K $M_K \leq -23$ haciéndola coincidir en el corte inferior del z de la muestra de los GCs del 2MASS con 0.01 < z. De esta muestra se seleccionaron los VCs que tengan por lo menos el 80% de su volumen dentro del catálogo, además se ajustó a los criterios tomados sobre la muestra de los GCs descripta previamente, resultando un total de 17 VCs (muestra VC_F). Luego, utilizando la información del máximo valor del contraste de densidad integrada de galaxias en el anillo comprendido entre 2 y 3 radios del VC ($\Delta_{2-3}(r)$), la muestra fue dividida de acuerdo al entorno en el que están inmersos, un factor determinante en su posterior evolución dinámica (Ceccarelli et al., 2013). Definimos los VCs de tipo R (muestra VC_R) como aquellos con $\Delta_{2-3}(r) < 0$ y los VCs de tipo S (muestra VC_S) los que tiene $\Delta_{2-3}(r) > 0$, obteniendo muestras constituidas por 7 y 10 VCs respectivamente.

Para el SDSS, la identificación de los VCs también fue realizada con el algoritmo de Ruiz et al. (2015) sobre una muestra de galaxias completa en volumen con $M_r \leq -19.77$ y $z \leq 0.1$. A esta muestra inicial se le hace coincidir en el corte inferior del z de la muestra de los GCs del SDSS, es decir, 0.01 < z. Además seleccionamos

los VCs que tienen el 80 % de su volumen dentro del catálogo, obteniendo como resultado 360 VC (VC_F). Al considerar su dinámica, se realizó la división en muestras de VC_R y VC_S, obteniendo muestras con 155 y 205 objetos respectivamente.

3. Localización de los GCs respecto a los VCs

3.1. Distancias normalizadas mínimas

Se calcularon las distancias euclidianas de cada GC a los VCs, usando las coordenadas ecuatoriales y las distancias comóviles (d_{com}) correspondientes al z del objeto bajo los parámetros cosmológicos: $H_0 =$ 100 h km s⁻¹ Mpc⁻¹, $\Omega_m = 0.31$ y $\Omega_{\Lambda} = 0.69$. A cada distancia GC-VC se la normalizó por el radio del VC $(D^N = d_{com} R_v^{-1})$, y nos quedamos con la mínima distancia (D_{min}^N) .

La distribución de distancias normalizadas mínimas entre los GCs a los VCs se presenta en la Fig. 1. Las correspondientes medianas de las D_{min}^N con sus respectivos intervalos de confianza según la muestra de los VCs se presentan en la Tabla. 1 para los dos catálogos.

Tabla 1: Medianas D_{min}^N . los VCs están dividos en tipos F (full o total), R o S (usando Ceccarelli et al. 2013).

Catálogo	V_F	V_R	V_S
2mass	1.61 ± 0.13	1.54 ± 0.15	1.71 ± 0.21
SDSS	1.59 ± 0.04	1.57 ± 0.09	1.60 ± 0.05

Además, definimos la siguiente clasificación en función de D_{min}^N para estudiar qué porcentaje de los GCs están dentro $(D_{min}^N < 0.9)$, en el borde $(0.9 \le D_{min}^N \le 1.1)$ o fuera $(D_{min}^N > 1.1)$ del VC asociado.

3.2. Propiedades de los GCs según su localización respecto de los VCs

Para todos los VCs, y distinguiendo según el tipo dinámico, comparamos las propiedades físicas de los GCs más cercanos y más alejados: brillo superficial, radio proyectado, dispersión de velocidades radiales, z, separación intergalaxia, tiempo de cruce, diferencia de magnitud de las galaxias más brillantes y colores de galaxias miembro. Para llevar a cabo se construyeron submuestras de GC que se encontraban en los percentiles 25% (GC25) y 75% (GC75) de la D_{min}^N .

En la Fig. 2 mostramos dos de las propiedades físicas (dispersión de velocidades (σ_v) y la diferencia de magnitud entre las galaxias más brillantes ($M_2 - M_1$)) de las submustras GC25 y GC75 en los dos catálogos para la muestra VC_F.

4. Resultados

En ambos catálogos (2MASS y SDSS) el porcentaje de GCs que están ubicados considerablemente cerca de un VC fue del orden del 7% (dentro o en el borde del VC).



Figura 1: En los dos paneles se muestran para cada catálogo la distribución de distancias normalizadas mínimas entre los GCs y las muestras VC_F (sólido en color violeta), VC_R (rayas con inclinación negativa en color rojo) y VC_S (rayas con inclinación positiva en color azul). Las distribuciones están normalizadas al número total de GCs en cada muestra. Además se muestran los diagramas de caja correspondientes respetando el color asignado en los histogramas.



Figura 2: Diagramas de caja de cada catálogo de las propiedades de los GCs para las submuestras GC25 y GC75. *Paneles (a) y (c):* dispersión de velocidades radiales. *Paneles (b) y (d):* diferencia de magnitud entre las galaxias más brillantes.

El comportamiento de la D_{min}^N de un GC a un VC fue muy similar en ambos catálogos, concentrándose dicha distribución a un rando de distancia 1.5 - 3 radios de VC. En general, las distribuciones de D_{min}^N de VC tipo R o S en ambos catálogos son similares a la obtenida para la distribución total, independientemente del tipo de VC que se analizara. Se observaron diferencias entre catálogos, ya que la distribución de los GCs en el 2MASS para los VC_R tienen un corrimiento hacia distancias menores comparado con la muestra VC_S, lo que hace que el porcentaje de los GCs en el borde de los VC_R sea ~ 9%, mientras que un 4% de los GCs está en la periferia de los VC_S.

En el catálogo 2MASS observamos que los GCs cercanos (GC25) a un VC muestran medianas más pequeñas para la dispersión de velocidades y diferencia de magni-

tud entre las dos galaxias más brillantes que los observados para la muestra de los GCs alejados (GC75). Dicha diferencia es más significativa cuando restringimos la muestra de los GCs cercanos a aquellos próximos a VC_S . Este resultado indicaría que aquellos GCs que se encuentran en las zonas subdensas del universo parecen tener galaxias similares en brillo, probablemente debido a una tasa menor de interacciones entre galaxias, es decir han tenido una evolución intragrupo más tranquila que la observada en los GCs en zonas alejadas de VCs. Por otro lado, no observamos las mismas tendencias para las muestras en el SDSS. De todas maneras, el gran número de diferencias entre ambos catálogos, desde la identificación hasta las bandas fotométricas correspondientes, hacen difícil predecir por qué no se obtienen los mismos resultados en cada muestra.

Agradecimientos: Agradecemos al referee por sus sugerencias así como también los intercambios con Antonela Taverna y Eugenia Díaz-Giménez. Este trabajo fue financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SeCyT) de la UNC.

Referencias

- Barton E.J., de Carvalho R.R., Geller M.J., 1998, AJ, 116, 1573
- Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 434, 1435
- Díaz-Giménez E., Mamon G.A., 2010, MNRAS, 409, 1227
- Díaz-Giménez E., Zandivarez A., 2015, A&A, 578, A61
- Díaz-Giménez E., Zandivarez A., Taverna A., 2018, A&A, 618, A157
- Díaz-Giménez E., et al., 2012, MNRAS, 426, 296
- Henriques B.M.B., et al., 2012, MNRAS, 421, 2904
- Hernquist L., Katz N., Weinberg D.H., 1995, ApJ, 442, 57
- Hickson P., 1982, ApJ, 255, 382
- Hickson P., Rood H.J., 1988, ApJL, 331, L69
- Mendel J.T., et al., 2011, MNRAS, 418, 1409
- Palumbo G.G.C., et al., 1995, AJ, 109, 1476
- Ruiz A.N., et al., 2015, MNRAS, 448, 1471
- Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Tovmassian H.M., Yam O., Tiersch H., 2001, RMxAA, 37, 173
- Walke D.G., Mamon G.A., 1989, A&A, 225, 291
- York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

Estudio global del cúmulo de Antlia: primera detección de galaxias ultradifusas

J.P. Calderón^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, S.A. Cellone^{2,3}, M. Gómez⁴ & J.P. Caso^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

⁴ Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Chile

Contacto / jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos un estudio fotométrico de la población de galaxias de tipo temprano (ETG, por sus siglas en inglés) del cúmulo de Antlia ($d \approx 35$ Mpc), que extiende trabajos previos, llegando a una cobertura de $\approx 2.6 \text{ grad}^2$. Este trabajo incorpora 4 campos MOSAICII, en los que se identificaron ≈ 130 galaxias. Una submuestra de ellas son lenticulares (S0), cuyos parámetros estructurales las ubican en los quiebres de las relaciones entre galaxias débiles y brillantes. Además, se identificaron 12 nuevas candidatas a galaxias ultradifusas (UDGs, por sus siglas en inglés). La muestra total es de ≈ 265 galaxias, con la que se analizaron: (1) la distribución espacial proyectada, hasta una distancia de ≈ 800 kpc de la galaxia más brillante (NGC 3268), ubicada en el centro de la emisión de raxos X del cúmulo, (2) la segregación en color, y la posible correlación entre parámetros fotométricos y distribución espacial. Las candidatas a UDGs están segregadas en dos grupos según sus parámetros estructurales, lo que estaría relacionado con las fuerzas de marea que sufren las galaxias dentro del cúmulo.

Abstract / We present a photometric study of the Antlia cluster ($d \approx 35$ Mpc) early-type galaxy (ETG) population, which extends previous papers, reaching a coverage of $\approx 2.6 \text{ deg}^2$. This work incorporates 4 MOSAICII fields, in which ≈ 130 galaxies were identified. A subsample of them are lenticulars (S0), whose structural parameters place them on the breaks of the relationships, i.e. between dwarf and bright galaxies. In addition, 12 new candidates for ultra-diffuse galaxies (UDGs) were identified. The total sample is ≈ 265 galaxies, which allowed us to do the following analysis: (1) the projected spatial distribution, up to a distance of ≈ 800 kpc from the brightest galaxy (NGC 3268), located at the center of the cluster's X-ray emission, (2) the color segregation, and the possible correlation between photometric parameters and spatial distribution. The candidates for UDGs are segregated into two groups according to their structural parameters; this would be related to the tidal forces suffered by the galaxies within the cluster.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: clusters: individual (Antlia cluster) — galaxies: fundamental parameters

1. Introducción

El creciente interés en la población de galaxias de bajo brillo superficial (LSB, por sus siglas en inglés), promovido por recientes detecciones de galaxias ultradifusas (UDGs, por sus siglas en inglés), mantiene latente el debate sobre el origen y evolución de las componentes estelares más débiles (pero más numerosas) de los grupos y cúmulos de galaxias. Las galaxias elípticas enanas (dEs, por sus siglas en inglés), ubicadas en la región de magnitudes débiles presentan una amplia gama de características muy diversas como las enanas esferoidales (dSphs, por sus siglas en inglés), con magnitudes $M_V \gtrsim -16$ mag y radios efectivos $r_{\rm e} \lesssim 1$ kpc, o las UDGs, que presentan peculiaridades en las relaciones de sus parámetros estructurales. Estas últimas serian uno de los sistemas estelares de más bajo brillo superficial observados en cúmulos cercanos (van Dokkum et al., 2015; Lim et al., 2018); pese a esto, presentan radios efectivos excesivamente grandes $(r_{\rm e} \gtrsim 1 \, \rm kpc)$ y masas estelares moderadas. Sus brillos superficiales son tan bajos ($\mu_{0,V} \approx 27 \,\mathrm{mag\,arcseg^{-2}}$) que solo son accesibles mediante observaciones profundas (Eigenthaler et al., 2018).

Frente a los reportes de una cantidad creciente de UDGs detectadas en diferentes grupos y cúmulos, fueron propuestos diversos mecanismos para explicar su origen. Los primeros modelos analíticos (Amorisco & Loeb, 2016) indicaron que su origen podría explicarse mediante el modelo clásico de formación de discos en halos de materia oscura con alto momento angular. Esto parecería desafiar las evidencias observacionales de UDGs con baja rotación (van Dokkum et al., 2019; Bogdán, 2020), así como también resultados de simulaciones más recientes (Jiang et al., 2019). Por otro lado, resultados de la simulación magnetohidrodinámica Auriga (Liao et al., 2019, y referencias allí citadas) han podido reproducir propiedades estructurales y fotométricas observadas en UDGs de cúmulos de galaxias cercanos.

El escenario propuesto por Carleton et al. (2019) y Sales et al. (2020) indica que las UDGs podrían ser el resultado de los efectos de marea sufridos por galaxias esferoidales típicas. Esto sólo podría producirse si los halos de materia oscura en donde se originó la galaxia esferoidal poseen un *core* grande de densidad constante, debido a que las galaxias evolucionarían más drásticamente que las que se originan en halos NFW (Navarro et al., 1997). En base a esto, Sales et al. (2020) propusieron la existencia de dos posibles orígenes para las UDGs en cúmulos. Por un lado, existirían galaxias enanas, originadas en el campo, que luego entrarían en el potencial de un cúmulo (B-UDGs); y por otro, las enanas originadas con brillo superficial extremo, dentro de un cúmulo, que serían transformadas en UDGs a través de la pérdida de masa por efectos de marea (T-UDGs).

En este trabajo, presentamos un estudio de la población de galaxias de Antlia que complementa trabajos previos (Smith Castelli et al., 2008a,b, 2012; Calderón et al., 2015, 2018), llegando hasta una distancia de ≈ 800 kpc del centro del cúmulo ($d \approx 35.2$ Mpc; Dirsch et al., 2003). Se calcularon las relaciones entre parámetros estructurales de las galaxias de tipo temprano (ETG, por sus siglas en inglés), incluyendo varias galaxias S0 que se ubican en los quiebres de las relaciones. Se estudiaron las correlaciones entre color, radio efectivo y velocidad radial respecto de la distribución espacial proyectada.

2. La muestra

Trabajamos con cuatro campos, observados con la cámara MOSAIC II (Telescopio Blanco, Cerro Tololo, Chile). Utilizamos los filtros R y C, de Washington y Kron-Cousins. El primero luego fue transformado al filtro T_1 de Washington ($R - T_1 = -0.02$). Teniendo en cuenta estos últimos campos, la cobertura total del relevamiento de ETGs del cúmulo de Antlia alcanza ≈ 2.6 grados².

La muestra total con la que se trabajó consta de 265 ETGs, cuya membresía al cúmulo fue confirmada por: (i) velocidad radial (Smith Castelli et al., 2012), o (ii) le fue asignada membresia* 1 o 2 según Ferguson & Sandage (1990), o (iii) su posición en el diagrama color-magnitud no se aleja más de $\pm 3\sigma$ del ajuste lineal (Calderón et al., 2020). En la Fig. 1 se puede ver la distribución espacial proyectada de galaxias, en donde se indican con diferentes símbolos los tipos morfológicos identificados. Pueden observarse claras concentraciones de galaxias alrededor de NGC 3258 y NGC 3268.

3. Resultados

3.1. Características globales del cúmulo

Los datos agregados en este trabajo corroboran la elongación de la distribución espacial proyectada en la dirección que une NGC 3258 y 3268. Por otro lado, considerando como centro del cúmulo a NGC 3268 (Calderón et al., 2020), encontramos que el color medio de las ETGs es $\langle (C-T_1)_0 \rangle = 1.69 \pm 0.09$ mag hasta una distancia de 800 kpc del centro. Y que, en la misma región, el radio efectivo promedio disminuye desde un valor, en el centro, de $\langle r_e \rangle = 0.9 \pm 0.2$ kpc.



Figura 1: Distribución espacial proyectada de las galaxias de la muestra. Se indican en la figura las referencias de morfología: en tonos más claros, las galaxias identificadas en trabajos previos; en tonos oscuros, los correspondientes a este trabajo. Las cruces grises representan nuevas LSB, no identificadas en la bibliografía. Las candidatas a UDGs se indican claramente, con estrellas verdes y violetas.

Tabla 1: Valores promedio de los parámetros obtenidos para los dos grupos de UDGs identificados en Antlia.

	G1	G2
$(C-T_1)$ [mag]	1.81 ± 0.30	1.58 ± 0.34
$r_{\rm e} [{ m kpc}]$	1.81 ± 0.22	2.03 ± 0.54
$\mu_{\rm e} [{ m mag} { m arcseg}^{-2}]$	26.53 ± 0.42	24.51 ± 0.27
n	1.51 ± 0.60	1.29 ± 0.38
R [kpc]	19.85 ± 9.07	33.35 ± 9.51
$egin{aligned} &r_{ m e} [m kpc] \ &\mu_{ m e} [m mag arcseg^{-2}] \ &n \ &R [m kpc] \end{aligned}$	$\begin{array}{c} 1.81 \pm 0.22 \\ 26.53 \pm 0.42 \\ 1.51 \pm 0.60 \\ 19.85 \pm 9.07 \end{array}$	$2.03 \pm 0.54 \\ 24.51 \pm 0.27 \\ 1.29 \pm 0.38 \\ 33.35 \pm 9.51 \\ \end{array}$

3.2. Candidatas a UDGs

Utilizando los criterios de selección que definen a la clase UDG (van Dokkum et al., 2015), se identificaron 12 candidatas en el cúmulo de Antlia, que cumplen con $r_{\rm e} > 1.5 \,\rm kpc$ y $\mu_0 > 25.0 \,\rm mag \, arcseg^{-2}$, como se puede ver en la Fig. 2 (indicadas con estrellas verdes y violetas). En la Fig. 2 (panel derecho), se observa que las UDGs representan los objetos de mayor radio efectivo en el régimen de las galaxias de bajo brillo superficial. Estas mismas galaxias se muestran en la Fig. 2 (panel izquierdo); sus brillos superficiales efectivos ($\mu_{\rm e}$) se alejan de la relación que mejor se ajusta a las galaxias enanas.

Realizamos un análisis de componente principal utilizando los parámetros calculados para las candidatas a UDGs, y se obtuvieron dos grupos que denominamos grupo 1 (G1, violeta), y grupo 2 (G2, verde). Estos dos grupos claramente difieren en magnitud absoluta media ($\langle M_V \rangle = -15.98 \pm 0.2$ y -14.58 ± 0.28 mag, respectivamente) y brillo superficial efectivo medio ($\langle \mu_e \rangle =$ 26.53 ± 0.42 y 24.51 ± 0.27 mag arcseg⁻², respectivamente), pero conservan radios efectivos medios en común

^{*}La clasificación en membresías, basada en criterios morfológicos, establece membresía 1, 2, o 3 para miembros "definitivos", "probables", o "posibles", respectivamente.



Figura 2: Relaciones entre los parámetros estructurales obtenidos para las galaxias de tipo temprano de la muestra. Se indica la ubicación de las galaxias dominantes NGC 3258 y 3268. Los símbolos están explicados en la figura y las candidatas a UDGs de Antlia se indican con estrellas violetas y verdes (ver texto). *Panel izquierdo:* brillo superficial efectivo (μ_e) vs. magnitud absoluta (M_V). *Panel derecho:* radio efectivo (r_e) vs. M_V . La figura incluye las UDGs identificadas en los cúmulos de Virgo (Lim et al., 2020), Fornax (Venhola et al., 2017) y Coma (Yagi et al., 2016). Las transformaciones entre magnitudes se realizaron según Fukugita et al. (1995).

(ver la Tabla 1). Por otro lado, sus colores medios $(\langle C-T_1 \rangle)$ difieren claramente, haciendo que G1 sea más azul que G2. Esto podría estar relacionado con la existencia de mecanismos físicos diferentes que producen las UDGs observadas. El grupo G1 tiene μ_e más alto y está distribuido, en promedio, a una mayor distancia que G2, que coincide con la ubicación de NGC 3258.

En la Fig. 2 (panel derecho), la línea a trazos representa $\Sigma_{\rm UDG}$, un resultado de las simulaciones de Sales et al. (2020) que separa, a z = 0, la ubicación de las B-UDGs (izq.) y T-UDGs (der.). La ubicación de las B-UDGs es consistente con la ubicación del G1. En la misma figura indicamos la posición de las UDGs identificadas en Virgo (Lim et al., 2020), Fornax (Venhola et al., 2017) y Coma (Yagi et al., 2016).

4. Conclusiones

Utilizando cuatro nuevos campos MOSAICII se extendió la cobertura espacial proyectada del cúmulo de Antlia, incrementando la cantidad de galaxias identificadas. Se encontraron evidencias que podrían indicar que Antlia se encuentra en un estadio de evolución intermedio respecto a los cúmulos de Virgo y Fornax, en virtud de los efectos de marea producidos por la fusión entre el cúmulo de Antlia y el grupo centrado en NGC 3258.

Se identificaron 12 candidatas a UDGs, que pueden ser diferenciadas en dos grupos (G1 y G2), según sus parámetros estructurales y fotométricos. De acuerdo a Sales et al. (2020), el G1 sería un grupo de galaxias más joven que G2, cuya formación estelar se limitó fuertemente al entrar en el cúmulo, y sus miembros se distribuyen preferentemente en las zonas exteriores del mismo, no habiendo sido afectados fuertemente por efectos de marea, en comparación a los miembros de G2. Por otro lado, los colores medios de G1 están en buen acuerdo con las galaxias simuladas en Di Cintio et al. (2017).

La caracterización de las UDGs en Antlia encuentra una buena correlación con los resultados obtenidos de UDGs en simulaciones hidrodinámicas.

Referencias

- Amorisco N.C., Loeb A., 2016, MNRAS, 459, L51
- Bogdán Á., 2020, ApJL, 901, L30
- Calderón J.P., et al., 2015, MNRAS, 451, 791
- Calderón J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1760
- Calderón J.P., et al., 2020, MNRAS, 497, 1791
- Carleton T., et al., 2019, MNRAS, 485, 382
- Di Cintio A., et al., 2017, MNRAS, 466, L1
- Dirsch B., Richtler T., Bassino L.P., 2003, A&A, 408, 929
- Eigenthaler P., et al., 2018, ApJ, 855, 142
- Ferguson H.C., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1
- Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., 1995, PASP, 107, 945
- Jiang F., et al., 2019, MNRAS, 487, 5272
- Liao S., et al., 2019, MNRAS, 490, 5182
- Lim S., et al., 2018, ApJ, 862, 82
- Lim S., et al., 2020, ApJ, 899, 69
- Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493
- Sales L.V., et al., 2020, MNRAS, 494, 1848
- Smith Castelli A.V., et al., 2008a, MNRAS, 386, 2311
- Smith Castelli A.V., et al., 2008b, MNRAS, 391, 685
- Smith Castelli A.V., et al., 2012, MNRAS, 419, 2472
- van Dokkum P., et al., 2019, ApJ, 880, 91
- van Dokkum P.G., et al., 2015, ApJ, 798, L45
- Venhola A., et al., 2017, A&A, 608, A142
- Yagi M., et al., 2016, ApJS, 225, 11

Cúmulo de Antlia: comparación con Illustris-TNG

J.P. Calderón^{1,2}, I. Gargiulo^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, S.A. Cora^{1,2}, A. Monachesi^{3,4}, F.A. Gómez^{3,4} & S.A. Cellone^{2,5}

- ¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina
- ² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina ³ Internet de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ³ Instituto de Investigación Multidisciplinar en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile
- ⁴ Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, Chile
- ⁵ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En base a trabajos previos realizados sobre imágenes MOSAICII (Telescopio Blanco de CTIO) de la población de galaxias del cúmulo de Antlia ($d \approx 35 \,\mathrm{Mpc}$), se utilizó la simulación hidrodinámica ILLUSTRIS-TNG100 para obtener imágenes sintéticas de galaxias simuladas pertenecientes a cúmulos con características globales similares a las observadas. Antlia presenta una galaxia central (NGC 3268), ubicada en el máximo de emisión de rayos X del cúmulo, y un grupo de galaxias centrado en NGC 3258, hallándose ambos sistemas en aparente proceso de fusión. Para hacer una comparación directa con la simulación, se consideraron cúmulos a redshift z = 0, con características similares a las galaxias de Antlia, es decir, cuyas dos galaxias más luminosas tengan magnitudes absolutas $M_{\rm V}$ en el rango $[-23.3, -22.2] \pm 0.5 \,\mathrm{mag}$, y se encuentren separadas por una distancia física de $230 \pm 30 \,\mathrm{kpc}$. Se identificaron 8 cúmulos análogos a Antlia en Illustris-TNG100. Utilizamos dos juegos de imágenes. Por un lado, aquéllas presentes en un catálogo público de la colaboración ILLUSTRISTNG, construido a partir del código SKIRT, que tiene en cuenta transferencia radiativa y la presencia de polvo interestelar, y por otro, imágenes sintéticas construidas en este trabajo sin ningún tipo de corrección. Las imágenes sintéticas se trataron de igual modo que las reales. Utilizando el paquete ELLIPSE de IRAF, se calcularon perfiles de brillo superficial, a los que se ajustaron modelos de Sérsic para obtener los parámetros estructurales y correlacionarlos con aquéllos de la muestra de galaxias observadas de Antlia.

Abstract / Based on previous studies of MOSAIC II images (Blanco Telescope, CTIO) of the Antlia Cluster galaxy population ($d \approx 35$ Mpc), we used the ILLUSTRIS-TNG100 hydrodynamic simulation to obtain synthetic images of simulated galaxies belonging to clusters with similar global characteristics to the observed ones in Antlia. The Antlia cluster shows a central galaxy (NGC 3268), lying in the maximum of X-ray emission, and a group of galaxies centered in NGC 3258, being both groups in a merging process. In order to make a fair comparison with the simulation, we consider clusters at redshift z = 0, with characteristics similar to those of Antlia, i.e., whose most luminous galaxies have absolute magnitudes M_V in the range $[-23.3, -22.2] \pm 0.5$ mag, separated by a physical distance of 230 ± 30 kpc. We identify 8 Antlia-like clusters in ILLUSTRIS-TNG100. We use two sets of images. On the one hand, the synthetic images present in the public catalog from the ILLUSTRISTNG collaboration, constructed using the SKIRT code, that takes into account radiative transfer and the presence of interstellar dust, and on the other, synthetic images in this work without any type of correction. The synthetic images were treated in the same manner than the observed ones. By means of the ELLIPSE task within IRAF, we computed surface brightness profiles and fitted Sérsic models to obtain structural parameters and correlate them with those from the observed galaxy sample of the Antlia cluster.

Keywords / methods: numerical — galaxies: clusters: individual (Antlia) — galaxies: fundamental parameters

1. Introducción

Las simulaciones numéricas que modelan el origen y evolución de galaxias han ido aumentando en precisión y complejidad de los fenómenos físicos que describen. En la actualidad, las simulaciones hidrodinámicas poseen la capacidad de modelar fenómenos tales como la formación estelar, la producción y distribución de elementos químicos, la evolución de agujeros negros supermasivos, los procesos físicos de retroalimentación energética, etc. Por otro lado, además de poder simular escalas cosmológicas del orden de $\sim 100~{\rm Mpc}$, es posible describir con precisión la estructura interna de galaxias individuales en un rango $\lesssim 1~{\rm kpc}$.

La caracterización de la población de galaxias de cúmulos permite realizar comparaciones cada vez más precisas entre teoría y simulaciones. En cúmulos cercanos, como los cúmulos de Virgo y Fornax, se han podido reproducir propiedades fotométricas observadas (Sales et al., 2015; Roediger et al., 2017; Doppel et al., 2020; Spavone et al., 2020).

Basándonos en el conocimiento adquirido por estudios observacionales realizados en el cúmulo de Antlia (Caso et al., 2017; Calderón et al., 2020), nos proponemos determinar características evolutivas en cúmulos similares producidos por la simulación hidrodinámica TNG100-1 de la colaboración ILLUSTRISTNG (Pille-



Figura 1: Distribución espacial proyectada del cúmulo de Antlia: en rojo, se indican las galaxias estudiadas en Calderón et al. (2020), en violeta y verde se muestran las ubicaciones de las galaxias dominantes. Se muestra también un círculo de borde punteado de radio $\approx 230 \,\mathrm{kpc}$, que corresponde a la separación entre ambas galaxias.

pich et al., 2018; Nelson et al., 2019)^{*}. El objetivo es rastrear posibles antecedentes evolutivos que permitan explicar la estructura actual del cúmulo de Antlia.

2. Metodología

Con el objetivo de realizar una comparación entre las propiedades de la población de galaxias del cúmulo de Antlia y cúmulos de la simulación TNG100-1, en esta primera instancia, se identificaron subhalos cuyas galaxias tienen magnitud absoluta (M_V) en el intervalo $-23.3, -22.2] \pm 0.5$ mag; que presenten una separación física de 230 ± 30 kpc. En la Fig. 1 se puede ver la distribución espacial proyectada de la población de galaxias de Antlia (Calderón et al., 2020), los círculos violeta y verde muestran la ubicación de NGC 3258 y 3268, respectivamente, mientras que el círculo de borde punteado indica la separación considerada entre ambas galaxias. Es importante destacar que NGC 3268 se encuentra en el centro del cúmulo (en el centro de la emisión de rayos X), mientras que NGC 3258 representa el centro de un grupo que estaría en proceso de fusión con el primero (Calderón et al., 2020). Además, no se realizó ninguna selección por tipo morfológico en la muestra de galaxias de Antlia, ni en la de satélites de la simulación.

2.1. Imágenes sintéticas

Se utilizaron imágenes sintéticas tanto del catálogo publicado en Rodriguez-Gomez et al. (2019, RG19 de aquí en adelante), como producidas para este trabajo. Las

primeras fueron construidas para galaxias con masas estelares $M_{\star} > 10^{9.5} \,\mathrm{M_{\odot}}$, a partir de las proyecciones sobre el plano perpendicular al eje z de la caja de la simulación TNG100-1, es decir, con inclinaciones aleatorias. El catálogo de imágenes públicas contiene dos grupos. Por un lado aquéllas que fueron construidas a partir de la salida de la simulación correspondiente a z = 0.0485, con el objetivo de imitar las condiciones del relevamiento 3π Steradian Survey realizado con el Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan-STARRS, Chambers, 2016) y por otro lado, imágenes que reproducen las características de las imágenes del Sloan digital Sky Survey (SDSS, Strauss et al., 2002). En este trabajo utilizamos las imágenes del tipo SDSS. Se utilizó el código de transferencia radiativa SKIRT (Baes et al., 2011), para simular el efecto del polvo.

Por otro lado, para las imágenes sin polvo, se utilizó un *pipeline* en donde las magnitudes fueron derivadas directamente del código de síntesis de poblaciones estelares GALAXEV (Bruzual & Charlot, 2003). Estas últimas imágenes no están limitadas en masa estelar, como las de RG19, y se utilizaron para cuantificar el efecto del polvo en los perfiles de brillo.

En ambos casos, las partículas estelares son consideradas poblaciones de una misma edad, y las magnitudes utilizadas corresponden a los filtros g, r, i, z de SDSS (ver RG19 para más detalles sobre los *pipelines* y elección de parámetros para el cálculo de la transferencia radiativa).

2.2. Perfiles de brillo

Los perfiles de brillo superficial fueron obtenidos directamente de las imágenes utilizando el código ELLIPSE (Jedrzejewski, 1987) del paquete IRAF, de igual forma que con las imágenes observadas del cúmulo de Antlia (Calderón et al., 2020). En la Fig. 2, se muestran los perfiles de brillo en el filtro g para uno de los subhalos calculados a partir de las imágenes de RG19 (en rojo), y las construidas para este trabajo (en azul, sin corrección por la presencia de polvo). En este momento no contamos con una calibración en magnitudes para las imágenes construidas, por lo que se utilizó un punto de cero arbitrario de forma que ambos perfiles coincidan en la misma escala, para poder realizar una comparación cualitativa.

3. Resultados

Se identificaron ocho cúmulos similares a Antlia dentro de la simulación TNG100-1, que cumplen los criterios requeridos. En la Tabla 1 se muestran los identificadores de cada halo de los ocho cúmulos. Además, se pueden ver la cantidad total de galaxias que se encuentran en cada halo (N_{total}), y la cantidad total de galaxias que fueron estudiadas en RG19. Utilizamos esta última asociación para comparar las imágenes construidas en este trabajo con las obtenidas por RG19, mediante el cálculo de sus perfiles de brillo superficial (ver Fig. 2). De esta manera, una vez desarrollado un método que se corresponda con RG19, podremos calcular los perfiles de brillo de todas las galaxias, en todos los cúmulos simulados.

^{*}https://www.tng-project.org/data/downloads/ TNG100-1/



Figura 2: Perfil de brillo, en la banda g para uno de los subhalos calculados. En rojo se muestra el perfil de brillo obtenido a partir de las imágenes extraídas de RG19, mientras que en azul el calculado a partir de las imágenes obtenidas en este trabajo, sin la presencia de polvo.

Tabla 1: Cantidad de galaxias (masas estelares $\rm M_{\star} > 10^8~M_{\odot})$ en los cúmulos de la simulación TNG100-1 con características similares a Antlia, y cantidad de imágenes mock disponibles de RG19 ($\rm M_{\star} > 10^{9.5}~M_{\odot}).$

Halo ID	$\mathrm{N}_{\mathrm{total}}$	N _{RG19}
20	132	48
57	54	9
61	79	17
93	45	10
94	31	8
95	34	8
179	19	4
255	14	4

Se observa que los perfiles de brillo obtenidos a partir de imágenes sin tener en cuenta la transferencia radiativa, y las extraídas de RG19 están en buen acuerdo, por lo que podemos esperar que los parámetros derivados al perfil de brilo de las imágenes construidas en este trabajo no difieren significativamente respecto a aquéllos derivados por RG19.

Por otro lado, se calcularon histogramas de masa estelar (M_{\star}) de los ochos cúmulos candidatos. Mostramos en la Fig. 3 sólo los tres más masivos (IDs: 20, 57 y 61) por simplicidad, junto con el histograma de la población de galaxias de Antlia (Calderón et al., 2020). En todos los casos, las similitudes entre los histogramas proponen una instancia inicial de acuerdo entre las poblaciones sintéticas y observadas.

4. Conclusiones

Teniendo en cuenta las características observadas en el cúmulo de Antlia, se identificaron ocho cúmulos simu-



Figura 3: Histograma de masas estelares de la población de galaxias del cúmulo de Antlia (en rojo), junto con la de los tres cúmulos más masivos identificados en TNG100-1 (líneas punteadas).

lados en TNG100-1 que cumplen con criterios de semejanza establecidos. Estos cúmulos muestran un buen acuerdo en sus histogramas de masas estelares de sus galaxias miembro. En todos los casos, la segunda galaxia más brillante pertenece al mismo halo y es satélite.

Se identificaron las galaxias (de cada cúmulo simulado) cuyas imágenes sintéticas hayan sido construidas con anterioridad en el catálogo público publicado por RG19 (ver Tabla 1), y se obtuvieron los perfiles de brillo superficial de igual forma que para las galaxias observadas en Antlia.

En esta primera etapa del trabajo, hallamos que los perfiles de brillo construidos a partir de las imágenes sintéticas de RG19 (con procesamiento radiativo) y las construidas para este trabajo (sin tener en cuenta el polvo), pueden utilizarse de igual forma al momento de extraer los parámetros ajustados del perfil (i.e. modelado por ajustes de Sérsic).

Referencias

Baes M., et al., 2011, ApJS, 196, 22
Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
Calderón J.P., et al., 2020, MNRAS, 497, 1791
Caso, Bassino L.P., Gómez M., 2017, MNRAS, 470, 3227
Chambers K.C.e.a., 2016, arXiv e-prints, arXiv:1612.05560
Doppel J.E., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.06590
Jedrzejewski R.I., 1987, MNRAS, 226, 747
Nelson D., et al., 2019, Comput. Astrophys. Cosmol, 6, 2
Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 473, 4077
Rodriguez-Gomez V., et al., 2019, MNRAS, 483, 4140
Roediger J.C., et al., 2017, ApJ, 836, 120
Sales L.V., et al., 2020, A&A, 639, A14
Strauss M.A., et al., 2002, AJ, 124, 1810

Propiedades de discos y esferoides en las simulaciones Illustris-TNG y EAGLE

V.A. Cristiani^{1,2} & M.G. Abadi^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

 2 Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / valeria.cristiani@unc.edu.ar

Resumen / Las galaxias son sistemas autogravitantes complejos formados por la superposición de diversas componentes estelares tales como disco, núcleo, barra y halo estelar. Para lograr un entendimiento acabado sobre la formación y evolución de las galaxias es indispensable estudiar y caracterizar las propiedades físicas intrínsecas de cada una de las componentes estelares que se superponen espacial y temporalmente. En este trabajo se lleva a cabo una descomposición dinámica de una muestra del orden de 2000 galaxias pertenecientes a las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas ILLUSTRIS-TNG y EAGLE seleccionadas con masas estelares similares a la de la Vía Láctea $log(M_*/M_{\odot}) \sim 10.5$. En cada galaxia se identifica una componente estelar discoidal y una esferoidal y se comparan las fracciones de masa con los resultados observacionales. Los resultados muestran un buen acuerdo en general aunque, las simulaciones del modelo Λ CDM no son capaces de reproducir al detalle las propiedades de discos y esferoides, apuntando a la necesidad de mejoras sustanciales en el modelado de la astrofísica.

Abstract / Galaxies are complex self-gravitating systems formed by the overlapping of various stellar components such as the disk, nucleus, bar, and stellar halo. To achieve a complete insight into the formation and evolution of galaxies, it is essential the study and characterization of the intrinsic physical properties of each stellar component overlapped spatially and temporally. In this work, a sample of the order of 2000 galaxies, with star masses similar to the Milky Way $log(M_*/M_{\odot}) \sim 10.5$, is dynamically decomposed. These galaxies belong to the ILLUSTRIS-TNG and EAGLE cosmological hydrodynamic simulations. A discoidal and a spheroidal stellar component are identified, and the mass fractions are compared with observational results. The results show a good agreement in general. However, simulations in the Λ CDM model are not able to reproduce in detail the properties of disks and spheroids, pointing to the need for substantial improvements in astrophysical modeling.

Keywords / galaxies: structure — galaxies: kinematics and dynamics — methods: numerical

1. Introducción

Las galaxias son sistemas estelares complejos constituidos por la combinación de diversas componentes estelares que interactúan entre sí tales como el disco, el núcleo, el halo estelar y la barra. La descripción de la formación y evolución de una galaxia está ligada de manera inherente a la formación y evolución de cada una de estas componentes y al ensamble de las mismas en la galaxia final, haciendo esencial el estudio de las propiedades físicas de cada una de ellas. Se vuelve vital disponer de un método que permita llevar a cabo la tarea de separar las diversas componentes de manera eficiente y confiable. El trabajo pionero en descomponer dinámicamente galaxias simuladas fue el de Abadi et al. (2003), quienes presentaron un método basado en la distribución de circularidad $(J_z/J_{\rm circ}, \, {\rm con} \, J_z \,$ la componente z del momento angular y J_{circ} el momento angular circular) de las partículas estelares. Doménech-Moral et al. (2012) propusieron incluir la energía de ligadura E de las partículas y la componente $J_p = J - J_z$ del momento angular, con J el momento angular total de la partícula estelar, e implementaron un algoritmo k-means (Schölkopf et al., 1998) para separar las diferentes componentes estelares. Posteriormente Du et al. (2019) presentaron una varia-

ción de la implementación llevada a cabo por Obreja et al. (2018), denominada AUTO-GMM, para efectuar la misma tarea pero utilizando Gaussian mixture models. En este trabajo se adoptaron dos métodos (ver Sec. 2) para descomponer dinámicamente galaxias simuladas con diferentes condiciones iniciales (detalladas en Sec. 2), para examinar la habilidad de cada uno de ellos de recuperar sus componentes estelares originales, y galaxias pertenecientes a las simulaciones hidrodinámicas cosmológicas: ILLUSTRIS-TNG (Pillepich et al., 2018; Naiman et al., 2018; Nelson et al., 2018; Marinacci et al., 2018; Springel et al., 2018) y EAGLE (Schave et al., 2015; Crain et al., 2015), con el objetivo de estudiar las fracciones de masas de las componentes discoidales y esferoidales, y compararlas con fracciones de masa obtenidas a partir de observaciones.

2. Análisis y comparación de los métodos de descomposición dinámica

Utilizando la librería AGAMA (Vasiliev, 2019) se construyeron 8 modelos de galaxias con una componente disco y una esferoidal. Se partió del modelo de potencial para la Vía Láctea de McMillan (2017). Por un lado, se variaron las dispersiones de velocidad central σ_0 (Fig 1) y, por el otro, la fracción de masa del disco $f_{\rm disk}$, modificando la masa estelar del disco (Fig 2). Se los descompuso dinámicamente en una componente disco y una esferoidal utilizando por un lado una variación del método de Abadi et al. (2003), a la cual se le implementó la distribución de la energía de ligadura de las partículas estelares (de ahora en adelante JE), y por el otro el método AUTO-GMM de Du et al. (2019). Al comparar las fracciones de masas de las componentes recuperadas con las de las componentes originales se encontró que en todos los casos ambos métodos recuperaron los valores de fracciones de masa con una diferencia menor al 10 % (Fig. 1 y 2). Esta tendencia se repite al comparar los errores relativos de la masa del disco para los dos métodos (Fig. 3).



Figura 1: Fracción de masa del disco de los modelos con diferentes valores de σ_0 (cruces negras). Fracciones de masa obtenidas a partir de la variación del método JE (puntos celestes) y del método AUTO-GMM (triángulos rosas).



Figura 2: Fracción de masa del disco de los modelos con diferente masa de disco $M_{\rm disk}$ (cruces negras). Fracciones de masa del disco obtenidas a partir del método JE (puntos celestes) y del método AUTO-GMM (triángulos rosas).

Al comparar el perfil de densidad superficial de masa del disco y el perfil de densidad volumétrica del esferoide con sus contrapartes recuperadas para los dos métodos, se encontró que los perfiles de las componentes obtenidas a partir de la descomposición dinámica presentan un buen acuerdo con los perfiles de densidad



Figura 3: Error relativo de la masa obtenida del disco en función de la fracción de masa del disco original. Los puntos celestes corresponden a los obtenidos a partir del método JE y los triángulos rosas corresponden al método AUTO-GMM.

(disk y spheroid en Tabla 1 de Vasiliev (2018)) de las componentes originales . Dicha concordancia se puede observar en la Fig. 4, la cual corresponde a un disco con $\sigma_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$. En la región interior a 1.5 kpc el perfil de densidad de masa del disco recuperado por el método JE queda por arriba del perfil del disco original ($\Delta log(\Sigma) \approx 0.23$) mientras que el correspondiente a AUTO-GMM queda por abajo ($\Delta log(\Sigma) \approx -1.12$). En el caso del perfil de densidad volumétrica de masa del esferoide el método AUTO-GMM sobrestima dicho perfil de densidad ($\Delta log(\rho) \approx 0.10$) mientras que el método JE lo subestima ($\Delta log(\rho) \approx -0.09$). Estas diferencias son esperables ya que en esta zona ambas componentes conviven espacialmente.

3. Descomposición dinámica de galaxias

Debido a las pequeñas diferencias obtenidas a partir de la descomposición dinámica por ambos métodos, se decidió implementar los dos para llevar a cabo la descomposición dinámica de una muestra de 1521 galaxias pertenecientes a la corrida TNG100 de las simulaciones numéricas hidrodinámicas cosmológicas ILLUSTRIS-TNG y una muestra de 1050 galaxias pertenecientes a las simulaciones numéricas hidrodinámicas cosmológicas del provecto EAGLE, en un rango de masas de $10.3 < log(M_*/M_{\odot}) < 11.1$. Se tuvieron en cuenta las partículas estelares dentro de 3 veces el radio a mitad de masa con el objetivo de comparar con datos observacionales. Se calcularon las fracciones de masa de la componente esferoidal $f_{\rm sph}$ y las medianas de las mismas para bines de masa de $log(M_*/M_{\odot}) = 0.1$ (Fig. 5). Los errores corresponden a los percentiles del 25% y 75%de los datos en cada bin. Encontramos que el método AUTO-GMM identifica una población de esferoides con $f_{\rm sph} \approx 0.6 - 0.8$, la cual es sistemáticamente más alta que la identificada por el método JE $(f_{\rm sph} \approx 0.4 - 0.6)$. Para ambos métodos la población de esferoides es ligeramente menos masiva en las simulaciones TNG. En todos los casos los valores obtenidos tienen un buen acuerdo con las $f_{\rm sph}$ obtenidas a partir de los datos observacionales de Zhu et al. (2018) y Tacchella et al. (2019), si bien no los reproducen detalladamente.



Figura 4: Perfil de densidad superficial del disco (arriba) y perfil de densidad volumétrica del esferoide (abajo). *Paneles superiores:* perfiles de densidad (superficial y volumétrica) de las componentes originales (línea continua negra), perfiles de densidad de las componentes recuperadas por los métodos JE (línea a trazos celeste) y AUTO-GMM (línea a trazos rosa). *Paneles inferiores:* diferencia del logaritmo de los perfiles de densidad de las componentes recuperadas por los métodos JE (línea a trazos celeste) y AUTO-GMM (línea a trazos rosa) y los perfiles de densidad de las componentes originales.

4. Conclusiones

A partir de la implementación de los dos métodos de descomposición dinámica en modelos de galaxias simuladas preensambladas con condiciones iniciales concluimos que ambos recuperan las fracciones de masas de las componentes originales (con discrepancias menores al 10%) así como también los perfiles de densidad de masa de las mismas. La zona de mayor confusión se encuentra en la región interna de las galaxias, ya que estrellas de ambas componentes estelares conviven espacialmente en la zona dificultando su asignación. De la descomposición dinámica en disco y esferoide de la muestra de galaxias simuladas de las simulaciones ILLUSTRIS-TNG y EAGLE implementando ambos métodos, y de la comparación con datos observacionales, concluimos que el método AUTO-GMM recupera esferoides sistemáticamente más masivos que el método JE en todos los casos. Si bien las fracciones de masa de la componente esferoidal de las galaxias simuladas son consistentes con las de los datos observacionales, no logran reproducirlos al deta-



Figura 5: Valor mediano de la fracción de masa de los esferoides de galaxias simuladas de ILLUSTRIS-TNG (línea a trazos con círculos) y EAGLE (línea de puntos con triángulos) en función de la masa estelar de la galaxia. El color celeste corresponde a los resultados obtenidos por el método JE y el rosa por el método AUTO-GMM. Fracciones de masa obtenidas a partir de las observaciones de CALIFA por Zhu et al. (2018) en cuadrados negros y los obtenidos a partir de las observaciones de AGAMA por Tacchella et al. (2019) en rombos amarillos.

lle. Los esferoides identificados en las galaxias de EAGLE con el método AUTO-GMM presentan un mejor acuerdo con los valores obtenidos por Zhu et al. (2018), mientras que los identificados por el método JE en la misma simulación parecen presentar un mejor acuerdo con los valores obtenidos por Tacchella et al. (2019). Como trabajo a futuro se espera extender este estudio a galaxias que abarquen un rango mayor de masa estelar y a diferentes salidas temporales de las simulaciones para poder lograr un mejor entendimiento acerca de la evolución de las poblaciones de discos y esferoides.

Referencias

- Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 597, 21
- Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
- Doménech-Moral M., et al., 2012, MNRAS, 421, 2510
- Du M., et al., 2019, ApJ, 884, 129
- Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113
- McMillan P.J., 2017, MNRAS, 465, 76
- Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206
- Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
- Obreja A., et al., 2018, MNRAS, 477, 4915
- Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 475, 648
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Schölkopf B., Smola A., Müller K.R., 1998, Neural Comput., 10, 1299
- Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
- Tacchella S., et al., 2019, MNRAS, 487, 5416
- Vasiliev E., 2018, arXiv e-prints, arXiv:1802.08255
- Vasiliev E., 2019, MNRAS, 482, 1525
- Zhu L., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 233

GNIRS NIR Integral Field Spectroscopy of NGC 5128

R.J. Díaz^{1,2}, D. Mast^{2,3}, G. Gaspar^{2,3}, G. Günthardt², H. Dottori⁴, M.P. Agüero^{2,3}, J.A. Camperi², C.G. Díaz^{1,3}, G. Gimeno¹ & A. D'Ambra²

- ¹ Gemini Observatory, NSF's NOIRLab, EE.UU.
- ² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina
- ³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

⁴ Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil

Contact / rdiaz@gemini.edu

Resumen / Presentamos observaciones del núcleo de NGC 5128 obtenidas con la unidad de campo integral disponible en GNIRS hasta 2007. Este es el núcleo activo más cercano, y está oculto para el rango espectral óptico debido a la presencia de una gruesa banda de polvo. La espectroscopía en banda K $(1.9 - 2.55 \,\mu\text{m})$ permitió penetrar el velo de polvo y obtener algunos resultados preliminares que se presentan en este trabajo. Incluimos una nueva determinación de la masa del agujero negro central, y un mapeo preliminar de la emisión del gas molecular, con una resolución espacial de \approx 7 pc. Este trabajo nos permite explorar el potencial de este tipo de capacidad observacional en GNIRS, pues como parte de su programa de mejoras instrumentales, Gemini está construyendo dos unidades de campo integral para el espectrógrafo infrarrojo GNIRS que estarán disponibles a fin de 2021. Una de las unidades operará en modo de *seeing* natural, permitiendo observar un campo de $3.2'' \times 4.8''$ muestreado cada 0.15'' con una resolución espectral $R \approx 7200$ en el rango espectral $0.9 - 5.4 \ \mu$ m. La otra unidad operará en complemento con la óptica adaptativa de Gemini Norte permitiendo muestrear cada 0.05'' un campo de $1.25'' \times 1.8''$, con $R \approx 18000$, una resolución espectral inédita para este tipo de espectroscopía de campo integral infrarroja.

Abstract / We present observations of the active nucleus of NGC 5128 obtained with the integral field unit (IFU) available at GNIRS spectrograph until 2007. This is the nearest AGN and is completely hidden to the optical range by a strong dust lane due to the edge-on orientation of the galaxy disk. The K-band $(1.9 - 2.55 \,\mu\text{m})$ IFU spectra uncovered the nuclear emission and allowed a new determination of the supermassive black hole mass, plus mapping the molecular gas with a spatial resolution of $\approx 7 \,\text{pc}$. This work allows us to explore the scientific potential of the integral field capabilities in GNIRS, considering that Gemini is upgrading the instrument with the addition of two IFUs working in the spectral range $0.9 - 5.4 \,\mu\text{m}$, which will be available by the end of 2021. One of the IFUs will operate under natural seeing, allowing a field of $3.2'' \times 4.8''$ sampled each 0.15'' with a spectral resolution $R \approx 7200$. The other unit will complement Gemini North adaptive optics system, sampling each 0.05'' a field of $1.25'' \times 1.8''$, with $R \approx 18000$, an unprecedented spectral resolution for this kind of NIR integral field spectroscopy facility.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: individual (NGC 5128) — quasars: supermassive black holes — techniques: imaging spectroscopy

1. The nucleus

NGC 5128 hosts one of the nearest active galactic nuclei (AGN), which is the source of the great radiosource Centaurus A. Using Cepheid variables, Ferrarese et al. (2007) determined a distance of (3.42 ± 0.12) Mpc, giving a scale of 0.17 kpc $\operatorname{arcsec}^{-1}$. In spite of its relative proximity, the nucleus is not observable in optical wavelengths (Figure 1). In similar scenarios, the nuclear region kinematics can be studied successfully at near-infrared (NIR) wavelengths to uncover unexpectedly complex dynamical systems as the double nucleus in NGC 5236 (Díaz et al., 2006), or the hidden nuclear source of the galactic wind in NGC 253 (Günthardt et al., 2019). In NGC 5128, Schreier et al. (1998) discovered a 40 pc diameter central disk in the Pa α NIC-MOS/HST images. Subsequent works have demonstrated that the gas kinematics appears complex even at wavelengths in the $1-2 \ \mu m$ spectral range (Marconi et al., 2006; Häring-Neumayer et al., 2006; Cappellari et al., 2009). There are few estimates of the nucleus mass distribution and, in particular, the supermassive black hole (SMBH) mass determinations have significant dispersion, ranging from 1×10^7 to $3 \times 10^8 \,\mathrm{M_{\odot}}$ (see Gnerucci et al., 2011, and references therein). This motivated us to use unpublished $1.9-2.55 \,\mu\mathrm{m}$ integral field spectroscopy observations to contribute with an independent mapping of the molecular gas emission and another determination of the SMBH mass.

2. The instrument and the observations

The Gemini Near-Infrared Spectrograph (GNIRS) (Elias et al., 2006) started to operate in the Gemini South Telescope in 2004, and since 2010 operates in Gemini North, offering a variety of spectroscopic capabilities in the spectral range $1-5 \ \mu$ m. Until 2007, it had an Integral Field Unit (IFU) with a field of $3.2'' \times 4.8''$



Figure 1: Left panel: BVR image obtained with FORS2/VLT (ESO PR0005, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License). The inset shows the 2MASS JHKs image, which shows the nucleus through the central dust lane. The smallest rectangle depicts the GNIRS IFU field of view $(3.2'' \times 4.8'')$. North is up and east is left. Right panel: Part of the two-dimensional frame showing the pseudo-slit arrangement in the spatial (horizontal) direction, and each 0.15'' spaxel spectrum dispersed in the vertical direction.

divided in 21 slices of 0.15'' width, with reflective optics that reorder the slices with anamorphic magnification into a pseudo-longslit and a spatial sampling of 0.15''pixel⁻¹. The observations we present here were taken in 2005, covering two dithered positions in the central region of NGC 5128. The observed spectral range was the K-band ($1.9 - 2.55 \ \mu m$), with spectral resolution $R \approx 1700$ and a spatial resolution $\approx 0.4''$ in $2.2 \ \mu m$. Sky, arc, flats and early type telluric standard stars were also observed. A standard data reduction process was performed with the Gemini IRAF/PYRAF package following the "GNIRS Examples" recipe.

3. First Results

Figure 2 shows the $2.3 \,\mu$ m continuum emission map, with the active nucleus appearing as a compact object with a FWHM < 0.4", surrounded by an extended disklike component which we intend to quantify in the future work. It is worth noting that the galactic core is usually not observed as clearly resolved as in the present work, because of the contribution of the nebular emission in the broad band imaging. The Br γ emission is strongly concentrated on the nucleus and appears elongated in the direction of the large scale radio jet (PA $\approx 130^{\circ}$), while the molecular emission is more intense in an annular region at an average radius of 0.9", respect to the spaxel with the continuum peak, which we take as the nucleus position.

An interesting feature, reported by other authors too (e.g. Krajnović et al., 2007), is that the ionized gas velocity field (as traced by the Br γ emission) has a high kinematic semi-amplitude ($\approx 210 \text{ km s}^{-1}$) and a major axis PA rapidly changing with radius, due to the presence of the AGN jet and outflows. However, the molecular gas velocity field (Figure 2, H2 1-0S(1) at 2.12 μ m) shows a cleaner rotational pattern with PA $\approx 20^{\circ}$ and a semi-amplitude of $170 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$ in the central 2", corresponding to a diameter of $\approx 34 \text{ pc}$. The molecular gas phase is dynamically cold and it is a good tracer of the disk kinematics in the central regions of galaxies (e.g. Gaspar et al., 2019). It indicates a mass of $(1.1\pm0.3)\times10^8 \text{ M}_{\odot}/(\sin i)$ in the central arcsecond of the galaxy. The most interior Keplerian mass value yielded by our data, at a resolved radius of 0.42'' ($\approx 7.1 \text{ pc}$) is $(1.3\pm0.2)\times10^7 \text{ M}_{\odot}/(\sin i)$.

This mass estimate is consistent with the lowest values found in the literature, for 8 measurements ranging from 1×10^7 to $3 \times 10^8 \,\mathrm{M_{\odot}/(\sin i)}$ with spatial resolution better than 0.6'' (see Neumayer, 2010). However, the molecular gas motion that we observe indicates that the SMBH mass is lower than the one expected for NGC 5128 galaxy luminosity and mass. Marconi & Hunt (2003) estimate $\approx 2.8 \times 10^8 \,\mathrm{M_{\odot}}$ from the galaxy K-band total luminosity ($M_K = -24.5, L_K =$ $1.3 \times 10^{11} L_{\odot K}$). Nevertheless, observational biases yield an intrinsic scatter of at least a factor of 2 in the mass values. These authors also found that the galaxy spheroid virial mass is correlated with SMBH mass. In that case, $M_{sph} = 3 R_e \sigma_e^2 G^{-1} = (5.6 \pm 1.5) \times 10^{10} M_{\odot}$ yields a SMBH mass of $\approx 1.3 \times 10^8 M_{\odot}$ for NGC 5128. In summary, the SMBH mass as measured from the stellar dynamics seems to be much larger than the mass we measure from the molecular gas circular motion, leaving open the possibility that the central region structure of this galaxy merger is still rapidly evolving.

4. Future GNIRS IFUs

We plan to obtain the K-band spectra for a sample of nearby AGNs with apparent low mass SMBH in order to disentangle any bias in the determination of masses via the stellar and molecular gas kinematics. The work presented here also aims to demonstrate the GNIRS IFU





Figure 2: Example of GNIRS IFU observation of the NGC 5128 nucleus in the K-band, $3.2'' \times 4.8''$, seeing < 0.4'', 0.15'' spaxels. Only spaxels with signal-to-noise level S/N > 30 are shown. North is down and east is left. Panel A: 2.3μ m pure continuum emission map. Panel B: H2 1-0S(1) molecular gas emission line at 2.12 μ m. Panel C: Br γ ionized gas emission. Panel D: H2 1-0S(1) radial velocity field.

Table 1: IFUs currently available at GN and the future GNIRS IFUs.

Instrument / Mode	GMOS-N IFU-R	GMOS-N IFU	NIFS IFU	GNIRS LR-IFU	GNIRS HR-IFU
Spatial sampling $('')^2$ Sampled field $('')^2$ Spaxels Max. spec. resolution Spectral range (μm)	$\begin{array}{c} 0.2 \times 0.2 \\ 3.5 \times 5 \\ 500 \\ 7100 \\ 0.36 - 1.03 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.2 \times 0.2 \\ 5 \times 7 \\ 1000 \\ 7100 \\ 0.36 - 1.03 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.103 \times 0.043 \\ 3 \times 3 \\ 2000 \\ 4500 \\ 0.94 - 2.4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.15 \times 0.15 \\ 3.2 \times 4.8 \\ 672 \\ 7200 \\ 1.0 - 5.4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.05 \times 0.05 \\ 1.25 \times 1.8 \\ 900 \\ 18000 \\ 1.0 - 5.4 \end{array}$

capability, which was destroyed after an accident suffered by the instrument in 2007. As part of the Instrument Upgrade Program (Díaz et al., 2018), Gemini executes periodic public requests for proposals for small and medium size instrumentation projects. In 2018 Gemini awarded a proposal presented by Ray Sharples from Durham University, to build two new IFUs for GNIRS. One of them will reinstate the same capability as the one used in this work, with a large improvement in filling factor and throughput due to the recent advances in the techniques used to grind microscopic reflecting surfaces.

The second IFU represents a truly unique capability, considering that it will work with the Gemini North adaptive optics system (Altair), with a sampling of 0.05'', spatial resolution better than 0.1'' and a spectral resolution $R \approx 18\,000$ within the spectral range $0.9 - 5.5 \ \mu$ m. The optical design has been presented by Calcines et al. (2020). Table 1 compares the integral field unit capabilities that will be available at Gemini North before the end of 2021, which will allow to explore several synergies, for example between the GMOS-N IFU-R and GNIRS LR-IFU modes.

References

- Calcines A., et al., 2020, Contributions to the XIV.0 Scientific Meeting (virtual) of the Spanish Astronomical Society, 218
- Cappellari M., et al., 2009, MNRAS, 394, 660
- Díaz R.J., et al., 2006, ApJ, 652, 1122
- Díaz R., et al., 2018, C.J. Evans, L. Simard, H. Takami (Eds.), Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII, SPIE Conference Series, vol. 10702, 107023R
- Elias J.H., et al., 2006, I.S. McLean, M. Iye (Eds.), Groundbased and Airborne Instrumentation for Astronomy, SPIE Conference Series, vol. 6269, 62694C
- Ferrarese L., et al., 2007, ApJ, 654, 186
- Gaspar G., et al., 2019, AJ, 157, 44
- Gnerucci A., et al., 2011, A&A, 536, A86
- Günthardt G.I., et al., 2019, AJ, 158, 115
- Häring-Neumayer N., et al., 2006, ApJ, 643, 226
- Krajnović D., Sharp R., Thatte N., 2007, MNRAS, 374, 385
- Marconi A., Hunt L.K., 2003, ApJL, 589, L21
- Marconi A., et al., 2006, A&A, 448, 921
- Neumayer N., 2010, PASA, 27, 449
- Schreier E.J., et al., 1998, ApJL, 499, L143

Modelling satellite galaxies in semi-analytical models

F.M. Delfino^{1,2}, C.G. Scóccola^{1,2}, C.A. Vega-Martínez^{3,4} & S.A. Cora^{1,2,5}

- ¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
- ² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
- ³ Instituto de Investigación Multidisciplinar en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile
- ⁴ Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, Chile
- ⁵ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / fdelfino@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Entender la evolución de los halos satélites es importante para predecir la abundancia de subhalos de materia oscura y galaxias satélite. Sin embargo, en simulaciones numéricas de formación de estructura, pueden producirse disrupciones espurias que hacen que los halos de algunas galaxias no sean detectados. A estas galaxias que han perdido su halo de materia oscura se las denomina "galaxias huérfanas". En este trabajo, consideramos un modelo para la evolución de las órbitas de las galaxias huérfanas, que tiene en cuenta tanto los efectos de fricción dinámica como los de las fuerzas de marea. Se propone utilizar la función de correlación de dos puntos y la función de masa de halos de una simulación de N-cuerpos de alta resolución para acotar los parámetros libres del modelo.

Abstract / Understanding the evolution of satellite halos is important in predicting the abundance of dark matter subhalos and satellite galaxies. However, in numerical simulations of structure formation, spurious disruptions can occur that make the halos of some galaxies no longer detectable. Those galaxies that have lost their host dark matter halo are called "orphan galaxies". In this work, we consider a model for the evolution of the orbits of orphan galaxies, which takes into account the effects of both dynamical friction and tidal forces. We propose to use the two-point correlation function and the halo mass function of a high-resolution N-body simulation to constrain the free parameters of the model.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: halos — methods: numerical

1. Introduction

According to cold dark matter models of structure formation, galaxies form and evolve in dark matter (DM) halos. When accretions between DM halos that host galaxies occur, the most massive galaxy occupies the centre of the new halo and the least massive one becomes a satellite galaxy. While the satellite orbits its main system, it loses mass by tidal stripping and experiences dynamical friction, a drag force that gradually shrinks its orbit until it eventually merges with the central galaxy.

On the other hand, in numerical simulations of structure formation, it may happen that halo finders lose track of a satellite subhalo when it can no longer be distinguished as a self-bound overdensity within the larger system. This artifact is due to limited mass resolution and typically occurs at radius substantially greater than the separations from which the final galaxy merger is expected to occur. Satellite galaxies that lose their host subhalo, either by a merger with a larger structure or by artificial disruptions, and still persist in the simulation are called "orphan galaxies".

Since the evolution of satellite galaxies depends strongly on the orbit they describe within their host halo, a proper treatment of orphan satellites is important. In this work, we present an updated treatment for the orbits of orphan galaxies to be used in the SAG (Semi-Analytic Galaxies, Cora et al. 2018) semianalytical model of galaxy formation and evolution.

2. Orbital evolution of orphan galaxies

2.1. Dynamical friction (DF)

When a satellite subhalo of mass M moves through a system composed of particles of mass $m \ll M$, it perturbs the particle field creating an over-dense region behind it. This "wake" pulls the subhalo in the opposite direction causing a net drag force called dynamical friction. The dynamical friction force is given by the Chandrasekhar formula (Binney & Tremaine, 2008), i.e.

$$\mathbf{F}_{\rm df} = -\frac{4\pi G^2 M^2 \rho(r) \ln \Lambda}{V^2} \left[\operatorname{erf}(X) - \frac{2X}{\sqrt{X}} e^{-X^2} \right] \frac{\mathbf{V}}{V}, (1)$$

where r is the position of the satellite relative to its host halo, V is the velocity of the subhalo, $X = V/(\sqrt{2}\sigma)$ with σ the velocity dispersion of the dark matter particles, erf is the error function, ρ is the density of the host halo and $\ln \Lambda$ is the Coulomb logarithm. Here $\Lambda = b_{\max}/b_{\min}$ where b_{\max} and b_{\min} are the maximum and the minimum impact parameters for gravitational encounters between the satellite and the background objects. We choose the following expression for $\ln\Lambda$

$$\ln \Lambda = \begin{cases} \ln(r/bR_{\rm sat}) & r > bR_{\rm sat} \\ 0 & r \le bR_{\rm sat} \end{cases}, \tag{2}$$

where r is the distance from the subhalo to the center of the host halo, $R_{\rm sat}$ is the virial radius of the satellite and b is a free parameter. The previous expression for $\ln \Lambda$, proposed by Hashimoto et al. (2003), avoids the strong circularization effect that is observed when comparing these models with the results obtained from N-body simulations.

2.2. Tidal stripping (TS)

A subhalo orbiting within its host system is subjected to tidal forces. When tidal forces are greater than the gravitational force of the satellite itself, material become unbound and the satellite loses mass. We estimate the tidal radius as the distance at which the self-gravity force and the tidal forces cancel out, this is given by

$$r_{\rm t} = \left(\frac{GM}{\omega^2 - d^2\Phi/dr^2}\right)^{1/3},\tag{3}$$

where M is the mass of the satellite, ω is its angular velocity and Φ characterize the potential of the host system (Taylor & Babul, 2001).

This equation is only approximately valid, because there are some particles within r_t that will be unbound while others outside r_t may remain bound to the subhalo. Also, the rate at which the material located outside of r_t is removed is not clear. Following Zentner et al. (2005), we absorb all these complicated details in a free parameter α to be adjusted by external constraints. Then we have

$$\frac{dM}{dt} = -\alpha \frac{M(>r_{\rm t})}{T_{\rm orb}},\tag{4}$$

where $T_{\rm orb} = 2\pi/\omega$, with ω the instantaneous angular velocity of the satellite.

2.3. Merger criterion

According to hierarchical structure formation models, mergers play a critical role in the formation and evolution of galaxies. In this paper, we consider a satellite halo to be merged when the satellite-host distance is smaller than a fraction f of the virial radius of the main system, i.e. if $r_{\rm sat} < f R_{\rm host}$, where f is treated as a free parameter of the model.

3. Methodology

We use halo catalogs obtained from the DM only cosmological simulations MDPL2 and SMDPL. Both simulations follow the evolution of 3840^3 particles and are characterised by Planck cosmological parameters (Planck Collaboration et al., 2016). The simulation MDPL2 has a box size of $1.0 h^{-1}$ Gpc which implies a mass particle of $1.5 \times 10^9 h^{-1}$ M_{\odot}, while SMDPL has a box size of $0.4 h^{-1}$ Gpc and a better mass resolution of $9.6 \times 10^7 h^{-1}$ M_{\odot}. The DM halos were obtained with ROCKSTAR halo finder (Behroozi et al., 2013a), and their



Figure 1: Left panels: HMF for the MDPL2 (red dashed line) and SMDPL (black solid line) simulations at redshift z = 0. Right panels: 2PCF (only for halos with masses greater than $10^{10.4} h^{-1} M_{\odot}$) for the MDPL2 (red dashed line) and SMDPL (black solid line) simulations at redshift z = 0. Lower panels show the fractional difference between MDPL2 and SMDPL.

merger trees were constructed using CONSISTENT-TREES (Behroozi et al., 2013b).

The left panels of Fig. 1 show the halo mass function (HMF, ϕ) for the SMDPL (solid line) and MDPL2 (dashed line) full simulations at z = 0. We note that for MDPL2, ϕ presents a break at $M_h \sim 10^{10.4} h^{-1} M_{\odot}$, which is the minimum mass from which we can guarantee that we have completeness in the number of halos for both simulations. Considering then halos with masses greater than $10^{10.4} h^{-1} M_{\odot}$ in computing the corresponding two-point correlation functions (2PCF, ξ). These are shown in the right panels of Fig. 1 with solid and dashed lines for the MDPL2 and SMDPL simulations, respectively. The resulting clustering of SMDPL is greater than that of MDPL2 for all scales, being this effect more important for scales below 0.1 h^{-1} Mpc. This discrepancy is due to the greater fraction of satellite halos in SMDPL compared to MDPL2. To compensate for this lack of low-mass subhalos, once the subhalo of a galaxy is no longer detected by the halo finder algorithm we flag the satellite as orphan, and follow its orbital evolution applying the model presented in Sec. 2

To calibrate the free parameters of the model (b, f, α) , we use information of ϕ and ξ taking the high resolution simulation SMDPL as a reference. We explore the parameter space to find the values that give an agreement between the results of the orbital model applied on MDPL2 and SMDPL. Since running the model over the full MDPL2 simulation is computationally very expensive, we select a small representative sub-volume of MDPL2 (MD50 hereafter). To this end, we divide MDPL2 in 8000 (20^3) disjoint sub-samples of boxsize 50 h^{-1} Mpc. From these sub-volumes, we select the box that better reproduces the HMF and 2PCF of the MDPL2 full simulation, optimizing for masses greater than $10^{10.4} h^{-1} M_{\odot}$ and separations in the range $0.02 - 1 h^{-1}$ Mpc. We then apply our model for the orbits of orphans into MD50 for different combinations of the parameters.



Figure 2: Fractional differences for HMF and 2PCF. The solid (black) line indicates the fractional difference for the MDPL2 simulation. The dotted (black) line indicates the fractional difference for the MD50 box. The dashed lines indicates the cases of MD50+model for different combinations of parameter. In all cases we took SMDPL as a reference to compute the fractional differences.

4. Results

Fig. 2 shows the results of running the orbital model on the MD50 sub-volume for different combinations of parameters (dashed lines plus symbols). In these figures we plot fractional differences taking SMDPL as a reference. Top panels show fractional differences for HMF while bottom panels show relative differences corresponding to 2PCF.

The left panels of Fig. 2 show (in dashed lines) the results of varying the parameter b leaving f and α fixed. Increasing the value of b is equivalent to decreasing the value of $\ln \Lambda$ (Eq. (1)), leading to a greater deceleration of the satellite halos due to dynamical friction (Eq. (2)). Therefore, if we reduce b, both ϕ and ξ decrease. On the other hand, a lower value of f implies fewer mergers and a greater number of satellite halos. Thus, both ϕ and ξ increase. This effect is shown in the middle panels of Fig. 2.

Finally, if we increase α then TS process is more efficient (Eq. (4)), we get a smaller fraction of satellite halos and ϕ decreases for all masses. Then, as we have a smaller fraction of satellites this also decreases ξ . This is shown in the right panels of Fig. 2. In general, we note that HMF is more sensitive to the variation of TS efficiency (α), while 2PCF seems to be sensitive to variations of the three parameters.

5. Conclusion

Clustering results show that low mass halos are responsible for the clustering difference between SMDPL and MDPL2 (Fig. 1). Therefore, we propose to use information of the 2PCF and HMF of a high resolution simulation (SMDPL) as constraints for the free parameters for the evolution model of orphan satellites. The results from the parameter exploration (Fig. 2) show that ξ is sensitive to variations of the three parameters (b, f, α) and can help to better define the parameters of the model. These preliminary results are soon to be published in full detail in Delfino et al. (2021).

References

- Behroozi P.S., Wechsler R.H., Wu H.Y., 2013a, ApJ, 762, 109
- Behroozi P.S., et al., 2013b, ApJ, 763, 18
- Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition
- Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2
- Delfino F.M., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2102.01837
- Hashimoto Y., Funato Y., Makino J., 2003, ApJ, 582, 196
- Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13
- Taylor J.E., Babul A., 2001, ApJ, 559, 716
- Zentner A.R., et al., 2005, ApJ, 624, 505

Star formation history of stellar systems in NGC 1316

L.A. Sesto^{1,2}, C.G. Escudero^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, V. Reynaldi¹, A.V. Smith Castelli^{1,2} & C.E. Barbosa³

³ Instituto de Astronomía, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Brasil

Contact / sesto@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las fusiones de galaxias se suelen mencionar en la literatura como lugares ideales para estudiar diversas explosiones de formación estelar desencadenadas durante estos eventos violentos. En ese sentido, el remanente de fusión de edad intermedia NGC 1316 constituye un escenario perfecto para estudiar los complejos eventos de formación estelar a gran escala en el Universo Local. En una serie de trabajos previos confirmamos la existencia de un complejo sistema de cúmulos globulares asociados a dicha galaxia, el cual está dominado por la presencia de una subpoblación inusualmente joven ($\approx 2.1 \times 10^9$ años) y rica en metales ($-0.5 < [\rm Z/H] < 0.5 dex$), posiblemente creados durante el último evento de fusión sufrido por esta galaxia. En este trabajo utilizamos datos espectroscópicos obtenidos a través de Gemini/GMOS para analizar la historia de formación estelar de tres cúmulos globulares asociados a NGC 1316. Es importante mencionar que aunque trabajos recientes muestran la presencia de múltiples poblaciones estelares en cúmulos globulares en la Vía Láctea y galaxias cercanas, este proyecto constituye uno de los primeros estudios de poblaciones estelares múltiples en cúmulos estelares extragalácticos jóvenes.

Abstract / Galaxy mergers are often considered in the literature as ideal places to study diverse starbursts triggered during the merger events. In that sense, the intermediate-age merger remnant NGC 1316 constitutes a perfect case to study complex large-scale star formation events in the Local Universe. In a series of previous works we confirmed the existence of a complex globular cluster (GC) system associated with NGC 1316, which is dominated by the presence of an unusual young (≈ 2.1 Gyr) and metal-rich subpopulation (-0.5 < [Z/H] < 0.5 dex), possibly created during the last merger event. In this work we used high-quality spectroscopic data from Gemini/GMOS to present an analysis of the the star formation history of three GCs associated to this galaxy. Although recent works show the presence of multiple stellar populations in old GCs in the Milky Way and nearby galaxies, this project constitutes one of the first studies to show multiple stellar populations in young extragalactic GCs.

Keywords / galaxies: interactions — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: star clusters: general

1. Introduction

Galaxy mergers are often considered in the literature as ideal places to study starbursts triggered during the merger events. In that sense, the intermediateage merger remnant NGC 1316 ($\alpha_{\rm J2000} = 3^{\rm h} 22^{\rm m} 41.7^{\rm s}$, $\delta_{12000} = -37^{\circ} \, 12' \, 30''$, constitutes a perfect merger scenario to study complex, large-scale star formation events in the Local Universe. This colossal galaxy, which dominates an important sub-group of the Fornax galaxy cluster (Drinkwater et al., 2001), still shows the scars of its recent, violent past of interactions. Among them we can mention morphological features like shells, ripples and complex dust lanes (Fig. 1). Schweizer (1980, 1981) and Iodice et al. (2017) analyzed with great detail the numerous substructures in the central spheroid and the stellar envelope. According to these authors, these tidal structures are relics of the rich history of interaction events that have taken place in this galaxy.

Globular clusters (GCs) can be formed as a consequence of gas-rich merger events, thus their stellar population may unveil the merger history of their host galaxies. In Sesto et al. (2016), we used Gemini/GMOS photometry to establish the presence of different GC

subpopulations likely associated with the merger events (see Fig. 7 in Sesto et al. 2016). Subsequently, we carried out a spectroscopic study of 35 GCs located in the inner zone of the GC system of NGC 1316 (Sesto et al., 2018). Using Lick/IDS indices and their comparison with simple stellar population (SSP) models, we confirmed the existence of multiple GC populations associated with this galaxy. The presence of a dominant subpopulation of very young GCs, with an average age of 2 Gyr and relatively high metallicities stands out. However, recent works have shown that old GCs in the Milky Way and nearby galaxies have multiple stellar populations (Li & de Grijs, 2019). Thus, one limitation of our previous work is that it provided only luminosity-weighted properties of SSPs, which can not differentiate whether a given GC is young (thus formed during the merger event), or if it is old but has been forming stars recently.

In this work, our main goal is to obtain the star formation history (SFH) of stellar objects in NGC 1316. We have focused on the behavior of the three objects in our sample with the highest signal-to-noise (S/N) spectra (S/N per Å > 30): GC-728, GC-398 and GC-636 (see Fig. 1). To develop this task we have used the

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina



Figure 1: Composite 3-color image of NGC 1316, composed through Gemini/GMOS images in g', r' and i' filters. Shells, ripples and the complex structure of dust present in the innermost part of the galaxy are easily observed. Green rectangles show the location of the three GCs selected in this work (see text).

full-spectrum fitting technique (e.g. Faifer et al., 2017; Escudero et al., 2018).

2. Star formation history

We determined the SFH of three objects in our sample using the full-spectrum fitting technique, with the code PPXF (Penalized Pixel-Fitting) (Cappellari & Emsellem, 2004; Cappellari, 2017). This method finds the best combination of synthetic SSP models in order to fit the entire observed spectrum. In this way, the stellar and gas kinematics is recovered, as well as the stellar population of stellar systems. The advantage of using this technique is that all the information available in the spectrum is used, and not just some specific lines, as in the case of Lick/IDS absorption line indices. Furthermore, the different implementations of this method has the advantage of being able to fit multiple star populations for an integrated light spectrum. We selected the SSP models from the MILES libraries (Vazdekis et al., 2010). These models cover an age range 0.03 - 14 Gyr, metallicities -2.27 < [Z/H] < 0.4 dex, and α -element abundances $\left[\alpha/\text{Fe}\right] = +0.0$ and $\left[\alpha/\text{Fe}\right] = +0.4$ dex. In order to obtain a smooth solution of the best fitting linear combination of SSP spectra, we use the regularization feature of PPXF. Fig. 2 shows an example of integrated spectrum with the resulting fit.

3. Results

Figure 3 shows the mass-weighted age-metallicity diagram of the three GCs in our sample, which allows visualization of their SFHs. Top panel shows the SFH for the GC-728, indicating that this object has been



Figure 2: Integrated spectrum of the GC-728 (black line) and the fit of the stellar component and emission lines obtained with PPXF (red and orange lines, respectively). It is important to mention that in this case the presence of emission lines in the spectrum is very difficult to visualize since their contribution is very small. The fit residuals are indicated with green dots below the spectrum, while the magenta lines are the gas-only best-fitting spectrum.

formed from a single burst about 2 Gyr ago and with high metallicity $[Z/H] \approx 0.4$ dex. However, GC-398 and GC-636 show a completely different behavior in relation to GC-728, that is, their SFHs seem to show they are composed of more than one stellar population. GC-398 appears to be composed of two stellar populations, one of them old (≈ 12 Gyr) and the other young (≈ 1 Gyr), but both with approximately the same mean metallicity (0.3 - 0.4 dex). Is it possible that they were formed from the same gas, in two different stages? This young component presents similarities with the population of GC-728, so we could not rule out that these have been formed in the same starburst process. The case of GC-636 is even more complex. We cannot rule out the presence of more than two stellar populations. However, this object is mainly dominated by two very different subpopulations, one with an age of ≈ 5 Gyr and solar metallicity, and the other presents an age of $\approx 10 \text{ Gyr}$ and high metallicity.

4. Summary and conclusions

Using high quality spectroscopic data provided by Gemini/GMOS, we obtained the SFH of three GCs associated to the merger remnant NGC1316. To carry out this task, we use the full-spectrum fitting technique, through the code pPXF. This technique has proven to be a robust tool for spectra with SN > 30 (e.g. Boardman et al., 2017). The main conclusions of this work are:

• The results shows that one of the objects, GC-728, correspond to a GC-like object, formed in a single burst around 2 Gyr ago. This result is in good agreement with the luminosity weighted SSP age and metallicity measured using Lick/IDS.



Figure 3: Star formation history of GC-728 (top panel), GC-398 (middle panel) and GC-636 (bottom panel). The different shaded regions indicate the mass-weight assigned by pPXF to each SSP model. Vertical and horizontal dotted lines indicate the age and metallicity values of the used models. White circles indicate the location of the luminosity weighted SSP age and metallicity measured using Lick/IDS indices from Sesto et al. (2018).

- The SFHs of GC-398 and GC-636 seem to show they are composed of more than one stellar population.
- GC-398 is composed of two stellar populations with a great temporal separation between them. One of these populations is in good agreement with the luminosity weighted SSP age and metallicity measured using Lick/IDS.
- In the case of GC-636 we cannot rule out the presence of more than two stellar populations. The result of the analysis of the Lick/IDS indices does not seem to correspond to either of the two main components. This case is even more complex and requires a more rigorous analysis, where other relevant physical properties should be analyzed.
- This result reaffirms the presence of multiple stellar populations in GCs and constitutes one of the first pieces of evidence in GCs located beyond the Local Group.

Acknowledgements: This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la Republica Argentina, and Universidad Nacional de La Plata (Argentina). 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), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

References

- Boardman N.F., et al., 2017, MNRAS, 471, 4005
- Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798
- Cappellari M., Emsellem E., 2004, PASP, 116, 138
- Drinkwater M.J., Gregg M.D., Colless M., 2001, ApJ, 548, L139
- Escudero C.G., et al., 2018, MNRAS, 474, 4302
- Faifer F.R., et al., 2017, A&A, 599, L8
- Iodice E., et al., 2017, ApJ, 839, 21
- Li C., de Grijs R., 2019, ApJ, 876, 94
- Schweizer F., 1980, ApJ, 237, 303
- Schweizer F., 1981, ApJ, 246, 722 Secto I. A. Feifer F. P. Forte I.C. 2016, MN
- Sesto L.A., Faifer F.R., Forte J.C., 2016, MNRAS, 461, 4260
- Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478 Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639

Sobre la distribución de masa de la galaxia Fourcade-Figueroa

J. Saponara¹, P. Benaglia¹, B.S. Koribalski^{2,3} & P. Kamphuis⁴

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² CSIRO Astronomy & Space Science, Australia Telescope National Facility, Australia

³ Western Sydney University, Australia

⁴ Faculty of Physics and Astronomy, Ruhr-University, Bochum, Alemania

Contacto / jsaponara@iar.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos resultados preliminares correspondientes al estudio de la galaxia cercana Fourcade-Figueroa (FF; D = 6.95 Mpc), localizada inmediatamente detrás del lóbulo sur de la radiogalaxia Centaurus A (NGC 5128; D = 3.8 Mpc). Al combinar observaciones interferométricas de 21 cm tomadas con el Giant Metrewave Radio Telescope y el Australia Telescope Compact Array, logramos cubos de imágenes de calidad sin precedentes, con una resolución espectral de 4 km s⁻¹, un ruido de 2 mJy beam⁻¹ y una resolución angular de 20" × 20". Del ajuste de un modelo de anillo inclinado a los cubos de datos obtuvimos la curva de rotación de FF y su distribución superficial de HI deproyectada. Utilizando datos del Hubble Space Telescope derivamos la distribución surperficial de brillo correspondiente de la galaxia. La curva de rotación y las distribuciones superficiales de brillo y de HI se usaron para construir los modelos de masa total para FF. En esta contribución presentamos los primeros resultados obtenidos para el caso particular de masa estelar mínima, y discutimos lo hallado al considerar los halos de materia oscura de Navarro, Frenk y White y pseudoisotérmico.

Abstract / Here we present preliminary results on the nearby Fourcade-Figueroa galaxy (FF; D = 6.95 Mpc), located just behind the southern lobe of the radio galaxy Centaurus A (NGC 5128; D = 3.8 Mpc). By combining 21 cm observations from the Giant Metrewave Radio Telescope and the Australia Telescope Compact Array, we achieved image cubes of unprecedented quality, with a spectral resolution of 4 km s⁻¹, an rms noise of 2 mJy beam⁻¹ and an angular resolution of $20'' \times 20''$. From the fitting of an inclined ring model to the data cubes, we obtained the FF rotation curve and its de-projected HI surface distribution. Using data from the Hubble Space Telescope we derived the corresponding surface brightness distribution of the galaxy. The rotation curve and brightness distributions were used to build the mass models for the galaxy. In this contribution we present the first results for the particular case of minimum stellar mass, and discuss what was found when considering the Navarro, Frenk and White and pseudo-isothermal dark matter halos.

Keywords / galaxies: general — radio lines: galaxies

1. Introducción

La mayoría de las galaxias espirales se agrupan, básicamente, en dos clases: las de tipo temprano, con un bulbo dominante, y las de tipo tardío, con un bulbo pequeño o casi sin bulbo. Adicionalmente, hay algunas galaxias, menos estudiadas, que no tienen bulbo y son ultraplanas o superdelgadas, con un cociente de semiejes mayor (a) a menor (b) alto (a/b > 10). La denominación de las mismas como superdelgadas fue acuñada por Goad & Roberts (1979). Algunos años después, Karachentsev et al. (1993) publicaron el Flat Galaxy Catalog, y posteriormente una versión actualizada del mismo (Karachentsev et al., 1999). El catálogo contiene galaxias de disco vistas de canto, delgadas, con una relación de semiejes a/b > 7. Estas galaxias son de bajo brillo superficial, ricas en gas, con un bulbo pequeño o sin un bulbo claramente observado, mínima presencia de polvo (Matthews & Wood, 2001), colores ópticos azules (Dalcanton & Bernstein, 2000), bajas metalicidades (Roennback & Bergvall, 1995), poca actividad de formación estelar y una relación de masa dinámica sobre masa de hidrógeno neutro $(M_{\rm dyn}/M_{\rm HI})$ alta (de Blok & Bosma, 2002). Además, sus curvas de rotación crecen lentamente, similar a lo observado para galaxias enanas. Son abundantes en el universo local y se cree que son sistemas dinámicos poco evolucioados. Por este motivo, este tipo de galaxias permite vislumbrar cómo es la evolución de las galaxias en sus inicios.

Al presente, los modelos cosmológicos no predicen la formación de galaxias con disco dominante, especialmente si no tienen bulbo (Abadi et al., 2003). Es bien sabido que la estructura y el grosor del disco se verán afectados por el medio en el que se encuentran, lo que sugiere que una galaxia de disco debe permanecer aislada para persistir superdelgada (Kautsch, 2009). Sin embargo, estas galaxias de disco puro existen, y se las encuentra tanto aisladas como en grupos (para una revisión, ver Kautsch, 2009). Entonces, el problema de cómo sobrevive una galaxia de disco puro, es quizá la pregunta más relevante que motiva el estudio de las mismas.

En esta contribución presentamos los primeros resultados sobre una de estas galaxias superdelgadas, en particular en relación a la determinación de la distribución de masa en una geometría tan particular.

2. La galaxia Fourcade-Figueroa

La galaxia Fourcade-Figueroa (FF) también es conocida como ESO 270-G017 y fue descubierta en 1970 mediante observaciones en el rango óptico, como un objecto alargado y difuso (Fourcade, 1970). Graham (1978) concluyó que FF es una galaxia de tipo tardío, vista de canto. En la publicación de Dottori & Fourcade (1973), los autores discutieron si la galaxia en cuestión estaría físicamente asociada a la radio galaxia Centaurus A (NGC 5128), ubicada al noroeste de FF. De hecho, hasta el año 2013, se creyó que FF estaba a una distancia similar a NGC 5128 $(3.8 \pm 0.34 \text{ Mpc}, \text{ ver Sérsic}, 1960),$ en base a lo cual Colomb et al. (1984) y Thomson (1992) atribuyeron la asimetría observada en el lado suroeste de la galaxia FF al resultado de una probable interacción entre la galaxia FF y NGC 5128. En un trabajo más reciente, Tully et al. (2013) determinaron una nueva distancia utilizando el método del extremo superior de la rama de las gigantes rojas (TRGB, por sus siglas en inglés). Los resultados llevaron a posicionar FF a una distancia mayor a 6.94 Mpc y sin vecinos conocidos. De acuerdo con esta nueva distancia, la galaxia FF se encuentra por detrás de Centaurus A, e inconexa.

Utilizando la distancia TRGB calculamos la magnitud azul integrada de FF, obteniendo -17.9 mag. FF resultó ligeramente más brillante que una galaxia enana, al límite de ser considerada una galaxia de bajo brillo superficial (LSB, por sus siglas en inglés). De imágenes ópticas se deduce que la relación entre los ejes mayor (a = 1020'') y menor (b = 120'') de la galaxia es a/b = 8.5 (Lauberts & Valentijn, 1989). Este valor, junto con otras propiedades globales de la galaxia, listadas en la Tabla 1, nos permiten considerarla como una galaxia superdelgada.

Tabla 1: Propiedades de la galaxia Fourcade-Figueroa.

Tipo morfológico	SB(s)m	(1)
Ascención recta (J2000) [h,m,s]	13:34:47.3	
Declinación (J2000) [° ′ ″]	-45:32:51	
Distancia [Mpc]	6.9	(2)
Magnitud en el azul, $m_{\rm B}$	11.7	(3)
Diámetro D_{B25} [kpc]	15.12	(3)
Diámetro $D_{\rm HI}$ [kpc]	40.4^{+}	
Absorción en el azul $A_{\rm B}$	0.48	(4)
Magnitud absoluta en el azul $M_{\rm B}$ [mag]	-18	. ,
Luminosidad en el azul $L_{\rm B} [10^9 {\rm L}_{\odot, \rm B}]$	2.4	
Ángulo de posición, PA [°]	118	(3)
Inclinación, $i [^{\circ}]$	83	(3)

Referencias: (1) de Vaucouleurs et al. (1991), (2) Tully

et al. (2013), (3) ESO LV (Lauberts & Valentijn, 1989), (4) Schlegel et al. (1998). †: corresponde al diámetro angular medido de 20', a la distancia adoptada.

3. Datos de HI

En esta investigación se utilizaron datos del Australia Telescope Online Archive^{*} y observaciones dedicadas tomadas con el Giant Metrewave Radio Telescope (proyecto 28_069) durante 2015 y 2016, configuradas de forma de lograr una resolución en velocidad de 4 km s⁻¹. A 1.4 GHz, los campos de visión de los instrumentos AT-CA y GMRT tienen un diámetro de 33' y 26.6', respectivamente. Esto nos permitió observar toda la galaxia en un solo apuntamiento. Los juegos de datos fueron reducidos separadamente mediante las rutinas estándar para cada caso, y luego combinados en cubos (RA, Dec, v) de imágenes de HI finales con una resolución angular de 20" y un ruido (rms) de 2 mJy beam⁻¹, cubriendo un intervalo total de ±500 km s⁻¹ (la velocidad baricéntrica de FF es ≈ 830 km s⁻¹). La extensión espacial de la galaxia es ≈ 60 veces la resolución angular alcanzada.

4. Modelado de la distribución de masa

A fin de modelar la distribución de masa total es necesario realizar una serie de determinaciones previas sobre la comoponente estelar y la componente gaseosa de la galaxia. Primeramente, es preciso conocer la distribución superficial de brillo de la componente estelar, ya que a partir de esta podemos modelar la distribución de la masa de la componente estelar. Para obtener esta distribución fue necesario realizar los siguientes pasos sobre el cubo de HI: aplicar la rutina GALFIT (Peng et al., 2002), y derivar la curva de rotación a partir de las rutinas FAT, TIRIFIC (Kamphuis et al., 2015; Józsa et al., 2012) y Source Finder Application (SoF1A, Serra et al., 2015), lo cual permitió estimar algunos parámetros iniciales además de la distribución superficial de HI.

Para comprobar la validez de los ajustes llevados a cabo con FAT y TIRIFIC se realizaron comparaciones entre los datos y los modelos, que incluyeron el cotejar los mapas de canales, los campos de velocidades y el diagrama posición-velocidad (pv).

Específicamente para derivar la curva de rotación, hicimos uso del programa ROTMAS perteneciente al paquete GIPSY (van der Hulst et al., 1992) que permite el modelado interactivo de curvas de rotación, con opciones para la adición de la contribución del halo de materia oscura. Debido a que la galaxia FF no tiene un bulbo, la velocidad de rotación neta V(R) en un radio R, se obtiene sumando en cuadratura la velocidad de rotación debida al potencial gravitatorio de las estrellas en el disco, el gas y los componentes de la materia oscura:

$$V(R)^{2} = f_{\star}v_{\star}(R)^{2} + f_{\rm gas}v_{\rm gas}(R)^{2} + v_{DM}(R)^{2}, \quad (1)$$

donde f_* y f_{gas} son factores de escala para la masa de la componente estelar y gaseosa, respectivamente.

El modelado de la distribución de masa se llevó a cabo asumiendo un disco mínimo; este modelo tiene en cuenta la contribución del gas (HI + He) y de la materia oscura a la curva de rotación. A su vez, consideramos los modelos de halo de materia oscura pseudoisotérmicos (ISO, por sus siglas en inglés, Begeman et al., 1991)

*https://atoa.atnf.csiro.au/



Figura 1: Curva de rotación de HI de la galaxia Fourcade-Figueroa utilizando un modelo de masa de halo tipo NFW para un disco mínimo de HI + He. Los puntos negros trazan la curva de rotación con sus repectivos errores, la línea amarilla indica velocidad de la curva de rotación contribuida por el disco estelar (V_d , nula, en el caso aquí estudiado), la línea verde muestra lo que aporta el disco de gas (V_g), la línea azul es la componente en velocidad debido al halo de materia oscura (V_u), y en color rosa se representa el modelo que mejor se ajusta para la curva de rotación (V_t)

y el de Navarro, Frenk & White (NFW) Navarro et al. (1996). Los ajustes obtenidos mostraron ligeras diferencias, aunque el error propio de las observaciones no permitió discriminar entre ellos. En la Fig. 1 presentamos las distintas componentes obtenidas para uno de ellos.

5. Primeras conclusiones y trabajo a futuro

Una de las preguntas que todavía sigue sin ser respondida es cuál es el halo de materia oscura que mejor representa la distribución total de masa en las galaxias superdelgadas. Para contribuir a su respueta, comenzamos este trabajo de investigación modelando la distribución total de masa, asumiendo un disco mínimo más la contribución del gas (HI+He) y considerando los modelos de halo de materia oscura ISO y NFW. Encontramos que el modelo con un halo ISO que mejor ajusta da como resultado una densidad central $\rho_0 = 74 \pm 20 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, y el radio del núcleo $R = 1.1 \pm 0.1 \text{ kpc} (\chi^2 = 0.54)$, mientras que con el modelo considerando el halo NFW obtuvimos un parámetro de concentración $c = 1.4 \pm 0.1$ y un radio característico $R_{200} = 44.8 \pm 0.8 \text{ kpc} (\chi^2 = 0.30)$. Nótese que cada modelo arroja distintos parámetros, no comparables de manera directa entre ellos. En ambos casos se verifica $\chi^2 < 1$, debido a la sobreestimación de los errores en la velocidad de rotación.

A fin de comprender mejor el papel desempeñado por el halo de materia oscura en la estructura superdelgada de FF, el próximo paso es extender nuestro estudio considerando los casos de modelado de disco máximo (potencial gravitacional dominado por la componente estelar), disco mínimo (solamente considerando la presencia de la materia oscura) y la estimación del cociente masa-luminosidad estelar f_* que más se adecúe a la galaxia bajo estudio.

Referencias

- Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 591, 499
- Begeman K.G., Broeils A.H., Sanders R.H., 1991, MNRAS, 249, 523
- Colomb F.R., Loiseau N., Testori J.C., 1984, Astrophys. Lett., 24, 139
- Dalcanton J.J., Bernstein R.A., 2000, AJ, 120, 203
- de Blok W.J.G., Bosma A., 2002, A&A, 385, 816
- de Vaucouleurs G., et al., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1, vol. 3, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York
- Dottori H.A., Fourcade C.R., 1973, A&A, 23, 405
- Fourcade C., 1970, BAAA, 16, 10
- Goad J.W., Roberts M.S., 1979, Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 11, 668
- Graham C., 1978, PASP, 90, 273
- Józsa G.I.G., et al., 2012, TiRiFiC: Tilted Ring Fitting Code
- Kamphuis P., et al., 2015, FAT: Fully Automated TiRiFiC
- Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovskij S.L., 1993, Astron. Nachr., 314, 97
- Karachentsev I.D., et al., 1999, Bulletin of SAO RAS, 47, 5
- Kautsch S.J., 2009, PASP, 121, 1297
- Lauberts A., Valentijn E.A., 1989, The surface photometry catalogue of the ESO-Uppsala galaxies
- Matthews L.D., Wood K., 2001, ApJ, 548, 150
- Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1996, ApJ, 462, 563
- Peng C.Y., et al., 2002, AJ, 124, 266
- Roennback J., Bergvall N., 1995, A&A, 302, 353
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M., 1998, ApJ, 500, 525
- Serra P., et al., 2015, MNRAS, 448, 1922
- Sérsic J.L., 1960, ZA, 51, 64
- Thomson R.C., 1992, MNRAS, 257, 689
- Tully R.B., et al., 2013, AJ, 146, 86
- van der Hulst J.M., et al., 1992, D.M. Worrall, C. Biemesderfer, J. Barnes (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems I, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 25, 131

Candidatos a blazares como asociaciones de fuentes γ en el relevamiento vvv

L.G. Donoso¹, M.V. Alonso^{1,2}, A. Pichel³, L.D. Baravalle¹ & D. Minniti^{4,5}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

⁴ Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Andrés Bello, Chile

⁵ INAF-Osservatorio di Astrofisica e Scienza dello Spazio, Italia

Contacto / lauradsj@gmail.com

Resumen / Existen pocas detecciones de blazares a bajas latitudes galácticas, principalmente debido a la presencia de nuestra galaxia donde la densidad estelar y la extinción por polvo interestelar son importantes. En este trabajo se presentan los lineamientos generales para identificar candidatos a blazares en estas regiones. Los criterios de selección de candidatos como asociaciones de fuentes de altas energías se definen en base a las propiedades fotométricas en el infrarrojo cercano y medio de cuatro blazares conocidos. Estos criterios son utilizados como referencia para encontrar asociaciones de fuentes de rayos γ no identificadas en estas regiones. Se muestran los primeros resultados de aplicar el método fotométrico desarrollado a una pequeña muestra.

Abstract / There are only a few blazars detected at low galactic latitudes mainly due to the high stellar density and interstellar extinction in these regions. In this work, we present the general outline of a method to select blazar candidates as associations of high-energy sources in these regions. The criteria are defined based on photometric properties of near- and mid-infrared of four known blazars. These are used as a reference to find and characterize unidentified gamma-ray sources. We show our first results applying our method to a small sample of these unidentified sources.

Keywords / surveys — catalogs — gamma rays: galaxies — infrared: galaxies

1. Introducción

El Cuarto Catálogo de fuentes Fermi-LAT (4FGL, Abdollahi et al. 2020) incluye 5064 fuentes γ , de las cuales 1336 permanecen sin identificación, llamadas UGS. Los blazares son un tipo de galaxias con núcleos activos (AGNs, por sus siglas en inglés) cuva emisión intensa y variable va desde longitudes de onda de radio hasta los rayos γ . Deben su comportamiento energético a la presencia de un *jet* relativista alineado con la dirección del observador (Blandford & Rees 1978). Los blazares representan más de la mitad de los objetos detectados por *Fermi*-LAT en el 4FGL. Ackermann et al. (2012) mostraron que hay un exceso de UGS a bajas latitudes galácticas ($|b| < 10^{\circ}$) y una deficiencia de AGNs asociados. Si se asume que la distribución de AGNs es isotrópica entonces debería existir un mayor número de AGNs asociados a fuentes energéticas en estas latitudes. Dado que las incertezas en las posiciones de las fuentes γ son grandes ($\approx 0.07^{\circ}$) resulta aún más difícil encontrar fuentes asociadas a esta emisión en estas bajas latitudes por la presencia de la Vía Láctea. Ésta aporta una elevada densidad estelar aumentando la confusión entre objetos y a su vez, la extinción galáctica atenúa el brillo de los mismos por el gas y polvo. Para poder asociar las UGSs con relevamientos en otras longitudes de onda es necesario buscar posibles correlaciones con propiedades fotométricas de fuentes encontradas en las regiones del error de las fuentes γ identificadas como blazares.

Nuestro objetivo es desarrollar una metodología para seleccionar candidatos a blazares como asociaciones de las UGS en estas regiones de bajas latitudes galácticas. Para ello utilizamos el relevamiento Vista Variables in the Vía Láctea (VVV, Minniti et al. 2010). Este es un estudio del *bulge* de la galaxia en el IR cercano (NIR, por sus siglas en inglés), específicamente en las bandas Z, Y, J, H and K_s, así como de la parte sur del disco de la galaxia. Además se han usado datos en el IR medio (MIR, por sus siglas en inglés) de la misión *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE, Wright et al. 2010) en las bandas de 3.4, 4.6, 12, y 22 μ m.

2. Datos, metodología y resultados con blazares conocidos

Cuatro blazares (5BZBJ1717-3342, 5BZUJ1731-3003, 5BZQJ1802-3940 y 5BZUJ1823-3454) catalogados en el relevamiento Roma-BZCAT (Massaro et al., 2009) asociados a fuentes *Fermi*-LAT se encuentran en las regiones del relevamiento VVV, a bajas latitudes galácticas. Estos blazares fueron caracterizados fotométricamente en el NIR y MIR utilizando los relevamientos VVV y WISE, respectivamente. Para estos blazares se obtuvo la fotometría de todos los objetos en un radio de 2 veces el semieje mayor de la incerteza en la posición de la fuente γ . Se utilizó el código SEXTRACTOR+PSF (Bertin

2011) en las cinco bandas del relevamiento VVV y se obtuvieron magnitudes, colores y parámetros morfológicos. En el MIR se utilizaron los datos del relevamiento WISE y se aplicó el método WISE Gamma-ray Strip (WGS) a todos los objetos para encontrar blazares (D'Abrusco et al., 2013). Este método explota el hecho que los blazares se encuentran en una región determinada, separados de los demás objetos (estrellas, fuentes extragalácticas, etc.), cuando se realizan diagramas color-color en las bandas 3.4, 4.6, 12, 22 μ m.

En los diagramas color-magnitud (CMD, $(J-K_s)$ vs K_s) y color-color (CCD, $(H-K_s)$ vs (J-H) y $(J-K_s)$ vs (Y-J)) en el NIR, los blazares ocupan regiones bien diferenciadas de las estrellas y fuentes extragalácticas y en menor medida en el diagrama (J-H) vs (Y-J). Se ha encontrado una fuente NIR del relevamiento VVV cuya posición coincide con la de los blazares Roma-BZCAT. En este sentido, los resultados están en acuerdo con los trabajos de Cioni et al. (2013) y de Massaro & D'Abrusco (2016). En los CCDs en el MIR, dos de los cuatro blazares se encontraron aplicando el método WGS.

Se analizó la variabilidad utilizando la base de datos del VVV, y las curvas de luz en la banda K_s de los blazares, las estrellas cercanas y de todos los objetos dentro de las regiones de búsqueda. El análisis de variabilidad se realizó a través de parámetros, como la pendiente del ajuste lineal de la variación (Cioni et al. 2013) y de la amplitud de la variabilidad fraccional (Sandrinelli et al. 2014). Usando el código FEETS (Cabral et al. 2018) se extrajeron características de las curvas de luz para los blazares y una muestra de comparación. Las amplitudes encontradas para los blazares difieren notablemente de estrellas y otros objetos extragalácticos. La metodología propuesta se desarrolla y describe en detalle en Pichel et al. (2020).

Entre los principales resultados de este trabajo podemos mencionar que el blazar 5BZQJ1802-3940, clasificado como un objeto FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasar), es el único con todas las propiedades de IR cercano en los CMD y CCD muy diferentes de las estrellas y objetos extragalácticos en la región estudiada. Es una fuente con morfología estelar con la amplitud más alta en la curva diferencial de luz en la banda K_s y muestra los resultados más importantes en todas las propiedades analizadas de variabilidad. Por último, tiene la incerteza en la posición *Fermi*-LAT más pequeña y es la fuente WISE más brillante de nuestra muestra. Los cuatro blazares tienen valores mayores en las amplitudes en comparación con los de las estrellas en las regiones analizadas, con variabilidad distintiva de los blazares.

Los objetos 5BZUJ1731-3003 y 5BZQJ1802-3940 tienen datos de IR cercano y medio en ambos relevamientos. Los otros dos solo tienen fotometría en el IR cercano. En los CMD y CCDs del IR cercano, los cuatro blazares se encuentran en diferentes lugares en comparación con las estrellas y las fuentes extragalácticas, con la excepción del CCD (J - H) vs (Y - J) cuyos colores no se separan tanto del resto de las fuentes. Definimos el blazar 5BZUJ1731-3003 como un objeto BL Lac (BL Lacertae) de acuerdo a la posición que ocupa en los CCDs de IR medio con datos WISE. Encontramos que los cortes de color (J - K_s) > 1.0 mag y (H - K_s) > 0.5 mag pueden usarse para identificar blazares en los datos del IR cercano. El único blazar con una clara diferencia en el color (J - H) es 5BZQJ1802-3940.

El candidato a blazar 5BZBJ1717-3342 es el objeto más débil sin detección en las bandas Z e Y del VVV. Usando los CCDs en las otras bandas, encontramos un candidato VVV bien separado del resto de los objetos, en coincidencia con la posición reportada por Roma-BZCAT. En los datos WISE no pudimos encontrar ningún candidato a blazar debido a la contaminación de una estrella cercana. Por lo tanto, no podríamos descartar el origen galáctico de este objeto y necesitamos observaciones espectroscópicas para determinar su naturaleza extragaláctica.

3. Metodología aplicada a las UGSs

Encontramos 221 UGS detectadas por Fermi-LAT en las regiones del relevamiento VVV a bajas latitudes galácticas y comenzamos a analizar una muestra piloto de 13 UGSs cuyas incertezas posicionales son menores a 2.5 arcmin y que se localizan en zonas de baja extinción galáctica ($A_{K_s} < 1.2 \text{ mag}$). Para agilizar el proceso de análisis de las fuentes UGS se decidió utilizar los datos fotométricos producidos por Cambridge Astronomical Survey Unit (CASU, Emerson et al. 2006; Lewis et al. 2006) que incluyen posiciones, magnitudes y un clasificador que divide las estrellas de las galaxias. Además el área de análisis se redujo al tamaño de la incerteza en la posición alrededor de la fuente UGS, que es bastante grande. El estudio de uno de los blazares conocidos analizados en Pichel et al. (2020) utilizando SEXTRAC-TOR+PSF y datos CASU dan resultados similares.

De las 13 fuentes estudiadas, solamente 4 UGS presentan candidatos a blazares. A modo de ejemplo, la Figura 1 muestra los NIR CMD $(J - K_s)$ vs K_s y CCDs: (H - K_s) vs (J - H), (J - H) vs (Y - J) y (J - K_s) vs (Y -J) en la región centrada en la fuente 4FGL J1759.1-3849 con los objetos VVV en la región estudiada. Hay objetos clasificados como estrellas y como galaxias a través de los diferentes criterios utilizados descripto en Pichel et al. (2020). En la figura, las estrellas son representadas en color magenta, las galaxias con triángulos azules y los candidatos a blazares, que en este caso satisfacen el criterio de galaxias, con círculos negros. Las zonas grises y rosadas representan los cortes de color utilizados. El rectángulo definido en líneas de trazos define la zona propuesta por Massaro et al. (2011) y D'Abrusco et al. (2013) y el rectángulo en líneas continuas, la definida por Cioni et al. (2013). En la figura se observan los candidatos a blazares (círculos negros) que cumplen con todos los criterios analizados.

La Figura 2 muestra los MIR CCDs de la misma fuente 4FGL J1759.1-3849: (3.4 - 4.6) vs (4.6 - 12) y (3.4-4.6) vs (12-22) con los objetos WISE detectados en la región de búsqueda. Las regiones conteniendo las dos clases de blazares de BZB (BL Lac) y BZQ (FSRQ) se delinean en líneas de puntos y trazos, respectivamente. Se observa que ningún objeto WISE es candidato a blazar siguiendo los criterios de color definidos para los blazares conocidos (Pichel et al. 2020).



Figura 1: 4FGL J1759.1-3849. CMD: $(J - K_s)$ vs K_s y CCDs: $(H - K_s)$ vs (J - H), (J - H) vs (Y - J) y $(J - K_s)$ vs (Y - J) utilizando datos del IR cercano del relevamiento VVV en la región centrada en la fuente de rayos γ . Los objetos estelares se representan con pequeños puntos de color magenta, las galaxias con triángulos azules y los candidatos a blazares tipo galaxia en círculos negros. En líneas de trazos se delimita la región definida por Massaro et al. (2011) y en líneas continuas la de Cioni et al. (2013). Las regiones grises y rosadas corresponden a los cortes de color utilizados. Figura extraída de Donoso (2020).

4. Conclusiones y perspectivas futuras.

Se seleccionaron candidatos a blazares entre las fuentes de rayos γ sin previa identificación de *Fermi*-LAT a bajas latitudes galácticas y se utilizó la metodología desarrollada a partir de los cuatro blazares conocidos (Pichel et al. 2020) en estas regiones. Para ello se utilizaron datos en el IR cercano y medio y se distinguieron regiones en los diagramas color-magnitud y color-color donde si sitúan los candidatos a blazares. Se muestran los primeros resultados de aplicar esta metodología en las 13 fuentes con menores errores en la posición situadas en regiones de más baja extinción interestelar. De estas fuentes, sólo 4 tienen candidatos a blazar que deben ser estudiados con más detalle incluyendo datos en otras longitudes de onda como radio.

Se pretende aplicar esta metodología al resto de las UGS que se localizan en la región del VVV a través de los cortes apropiados en color como un buen separador de estrellas y galaxias normales de las fuentes AGNs como blazares. La combinación de los colores tanto en el IR cercano como medio utilizando datos VVV y WISE, y la variabilidad en la banda K_s resultan ser una herramienta confiable para seleccionar este tipo de objetos.

Los blazares son objetos dominantes del universo de rayos γ no térmico, y los estudios multifrecuencia como el presentado en este trabajo ayudan a comprender estas poderosas fuentes y responder preguntas abiertas en relación a los núcleos activos de galaxias.



Figura 2: 4FGL J1759.1-3849. CCDs (3.4 - 4.6) vs (4.6 - 12) y (3.4 - 4.6) vs (12 - 22) usando datos WISE del IR medio. Las regiones conteniendo las dos clases de blazares BZB (BL Lac) y BZQ (FSRQ) se delinean en líneas de puntos y trazos, respectivamente. Figura extraída de Donoso (2020).

la Universidad Nacional de Córdoba. Agradecemos el acceso a los datos del ESO Public Survey (Programa 179.B-20002) obtenidos con el telescopio VISTA y los datos producidos por CASU.

Referencias

- Abdollahi S., et al., 2020, ApJS, 247, 33
- Ackermann M., et al., 2012, Astrophys. J., 753, 83
- Bertin E., 2011, I.N. Evans, A. Accomazzi, D.J. Mink, A.H. Rots (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems XX, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 442, 435
- Blandford R.D., Rees M.J., 1978, A.M. Wolfe (Ed.), *BL Lac Objects*, 328–341
- Cabral J.B., et al., 2018, Astron. Comput., 25, 213
- Cioni M.R.L., et al., 2013, aap, 549, A29
- D'Abrusco R., et al., 2013, Astrophys. J. Suppl., 206, 12
- Donoso L., 2020, Tesis Doctoral. Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, Universidad Nacional de Córdoba.
- Emerson J., McPherson A., Sutherland W., 2006, The Messenger, 126, 41
- Lewis J.R., et al., 2006, C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, S. Enrique (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems XV, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 351, 255
- Massaro E., et al., 2009, Astron. Astrph., 495, 691
- Massaro F., D'Abrusco R., 2016, ApJ, 827, 67
- Massaro F., et al., 2011, Astrophys. J. Let., 740, L48
- Minniti D., et al., 2010, NewA, 15, 433
- Pichel A., et al., 2020, MNRAS, 491, 3448
- Sandrinelli A., Covino S., Treves A., 2014, A&A, 562, A79
- Wright E.L., et al., 2010, Astron. J., 140, 1868-1881

Agradecimientos: Agradecemos al comité científico la oportunidad de presentar este trabajo en esta 62a. Reunión Anual de la AAA y al revisor del artículo por sus constructivos comentarios. Este estudio fue realizado con subsidios del Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas y Secretaría de Ciencia y Técnica de

Reionización por jets de núcleos galácticos activos

L.P. Garate Núñez¹, G.J. Escobar², L.J. Pellizza¹ & V.Bosch-Ramon³

- ¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina
- ² Instituto Argentino de Radioastronomía. CONICET-CICPBA. Argentina

³ Departament de Física Quàntica i Astrofísica, ICCUB, Universitat de Barcelona (IEEC-UB), España

Contacto / lgarate@iafe.uba.ar

Resumen / La naturaleza de las fuentes que reionizaron el universo es aún tema de debate. Las galaxias enanas son las candidatas preferidas debido a su intensa emisión ultravioleta. En trabajos recientes, los núcleos galácticos activos con *jets* son propuestos como fuentes adicionales de la reionización tardía (a redshift $z \approx 6$). Estas fuentes inyectarían fotones ionizantes al medio intergaláctico, originados en la dispersión Compton inversa de electrones relativistas por el fondo cósmico de microondas. Consideraciones energéticas sugieren que este aporte es significativo, aunque un análisis más preciso de la capacidad ionizante de dichos fotones requiere del conocimiento de su espectro. En este trabajo presentamos resultados preliminares del mismo obtenidos a partir de simulaciones Monte Carlo del proceso. Encontramos que casi el total de la potencia de los electrones relativistas es depositada en fotones ionizantes.

Abstract / The nature of the sources responsible for the reionization of the universe is still uncertain. Dwarf galaxies, through their intense ultraviolet flux are considered as the main candidates. Recent works propose the active galactic nuclei with jets as additional sources of the late reionization (at redshift $z \approx 6$). These sources would inject ionizing photons into the intergalactic medium through inverse Compton scattering of relativistic electrons off photons from the cosmic microwave background. Energetic considerations suggest that this input is significant. However, a precise knowledge of the spectral signatures is required to compute the ionizing power accurately. In this work we present preliminary results of Monte Carlo simulations that were used to compute the steady-state scattered photon spectrum. We find that essentially all the power from the electron population is deposited in ionizing photons.

Keywords / dark ages, reionization, first stars — galaxies: jets — intergalactic medium

1. Introducción

Durante las primeras etapas posteriores al *Big Bang*, el universo estaba compuesto por un plasma de partículas ionizado, denso y opaco. Este fluido atravesó un proceso de expansión y enfriamiento, dando lugar a transiciones de fase en las que los distintos componentes del plasma se recombinaron o desacoplaron. En la "época de recombinación", los electrones libres se unieron a los protones para formar los primeros átomos de hidrógeno (H I) a $z \approx 1100$, formando así un plasma neutro (ver, p.ej., Peacock, 1999; Mukhanov, 2005). Esto redujo la sección eficaz de dispersión de fotones, permitiendo que éstos viajaran largas distancias y constituyendo el fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés).

Luego de la época de recombinación, sin nuevas fuentes de luz el universo continuó en la "época oscura" hasta $z \approx 20$. Se cree que la causa del fin de esta época fue el colapso de las nubes de H I en objetos densos capaces de iniciar la fusión nuclear, dando origen a las primeras fuentes estelares de luz (Kohler, 2018), y al siguiente período, llamado "amanecer cósmico". Las observaciones muestran que 1 Gyr después del *Big Bang* ($z \approx 6$), el plasma que compone el Universo se encontraba nuevamente ionizado (Pritchard & Loeb, 2010). El período en que se produjo esta transición de fase se conoce como la "época de reionización" (EoR, por sus siglas en inglés). Se supone que la reionización fue resultado del *feedback* energético de las fuentes estelares o galácticas creadas durante el "amanecer cósmico"sobre el medio intergaláctico (IGM, por sus siglas en inglés), pero no se conoce con certeza cuál fue la contribución de cada una de ellas (ver, p.ej., Barkana & Loeb, 2001).

La energía necesaria para ionizar un átomo de HI es de 13.6 eV. Las estrellas de gran masa poseen su máximo de emisión en esta región del espectro y habrían sido abundantes durante el "amanecer cósmico", por lo que son consideradas principales fuentes de la reionización del IGM. Sin embargo, estudios detallados sugieren que el *feedback* de estas estrellas no sería suficiente para ionizar todo el IGM, especialmente a grandes distancias (p.ej., Stiavelli et al., 2004). Por este motivo se buscan posibles fuentes de radiación ionizante de mayor alcance, como los rayos X o los rayos cósmicos (p.ej., Lehnert & Bremer, 2003; Mirabel et al., 2011). Entre estas fuentes se encuentran los núcleos galácticos activos (AGN, por sus siglas en inglés; Fan et al., 2001; Madau & Haardt, 2015), que podrían tener un rol significativo en la reionización tardía ($z \approx 6-7$). En particular, Bosch-Ramon (2018) propuso que los electrones relativistas presentes en los lóbulos de los jets de AGN producirían fotones ionizantes por dispersión Compton inversa (IC, por sus siglas en inglés) del CMB.

La contribución de los AGN a la reionización a través
del mecanismo propuesto por Bosch-Ramon (2018) depende de la eficiencia del proceso para transformar la energía de los electrones en fotones ionizantes. Ésta resulta de la competencia entre los distintos procesos por los cuales los electrones se aceleran o se enfrían (IC, pérdidas difusivas o advectivas, etc.), que determinan el espectro de fotones dispersados.

Nuestro objetivo es, en primer lugar, dar una descripción precisa del espectro de fotones dispersados por IC, para determinar la contribución de los AGN al flujo ionizante en el IGM, y en segundo lugar, analizar la propagación de dichos fotones para calcular el calentamiento y la ionización producida. Dada la complejidad del problema, utilizamos simulaciones numéricas para tratar los distintos procesos y calcular el espectro de fotones dispersados. En este trabajo presentamos el método y resultados preliminares de dichas simulaciones.

En la Sec. 2 describimos el escenario astrofísico considerado y el método utilizado. En la Sec. 3 presentamos los resultados obtenidos, y en la Sec. 4 discutimos los mismos y el trabajo futuro.

2. Marco teórico y simulaciones numéricas

En la Fig. 1 se muestra un esquema (no a escala) del escenario astrofísico sobre el que trabajamos. Los electrones relativistas son acelerados por el *jet* del AGN y se inyectan en el lóbulo a través de la región terminal del primero. Estos electrones dispersan fotones del CMB mediante interacciones IC, cediéndoles así parte de su energía. Los fotones dispersados escapan de la región y se propagan en el IGM, calentándolo e ionizándolo. Además, los electrones pueden perder energía por otros procesos al recorrer el lóbulo, y eventualmente escapan.



Figura 1: Escenario astrofísico de las interacciones entre los electrones del lóbulo del *jet* con los fotones del CMB.

Para calcular el espectro de fotones dispersados implementamos simulaciones numéricas de tipo Monte Carlo de la propagación y enfriamiento de electrones y fotones. Utilizamos el código numérico UTOPIA (Understanding Transport Of Particles In Astrophysics; Pellizza et al., 2010), que integra las ecuaciones de movimiento de un conjunto de partículas de prueba, incluyendo el efecto de los distintos procesos de pérdida de energía y escape. Nuestro primer objetivo es crear un modelo fiducial que solamente incluya el enfriamiento de una población de electrones por IC, para verificar la validez del método y determinar el flujo ionizante en el mejor escenario posible. Realizamos simulaciones con 8000 electrones de prueba, adoptando para describir su espectro una ley de potencias con índice espectral α , en el rango de energía cinética $[E_{\min}, E_{\max}]$. Adoptamos un tiempo de simulación pequeño comparado con la escala de tiempo de inyección y de pérdidas de energía, de modo calcular la emisión instantánea del conjunto de electrones simulados. Asumiendo un estado estacionario, lo que se justifica por la rapidez de las pérdidas IC, renormalizamos los espectros de fotones dispersados resultantes de modo que la potencia entregada a los fotones sea igual a la inyectada por los electrones,

$$L_{\rm jet}Q\Delta t = \int \epsilon n(\epsilon)d\epsilon,\tag{1}$$

donde $L_{\rm jet}$ es la luminosidad del *jet*, Q es la fracción de potencia inyectada en la población de electrones relativistas, Δt es el tiempo de simulación, ϵ es la energía de los fotones y $n(\epsilon)$ es su distribución espectral. Para el escenario fiducial adoptamos $E_{\rm min} = 1 \,{\rm MeV}$, $E_{\rm max} = 1 \,{\rm TeV}$ y $\alpha = 2$. Además analizamos el efecto que se produce en el espectro de fotones al variar $E_{\rm min}$, $E_{\rm max}$ y α . Construimos otros 22 modelos, variando cada parámetro independientemente dentro de un rango razonable para los mismos: $E_{\rm min}$ en 100 keV – 10 MeV, $E_{\rm max}$ en 10 GeV – 10 TeV y α en 2 – 3.

3. Resultados

En la Fig. 2 mostramos la distribución espectral de energía de los fotones dispersados en el modelo fiducial, comparada con la producida por una distribución de electrones con un índice espectral y energía mínima mayores. Ambas responden a lo largo de al menos 8 décadas a una ley de potencias con el índice predicho por un cálculo analítico, lo cual valida nuestras simulaciones. Por otra parte, las simulaciones describen la desviación de la ley de potencias en ambos extremos del espectro, a altas energías por el cambio del régimen de dispersión Thomson al de Klein-Nishina, y a bajas energías por el corte en la distribución de energía de los electrones. El decrecimiento a bajas energías da al espectro una forma de campana, con un máximo pronunciado que se desplaza hacia energías mayores al crecer E_{\min} . En la mayoría de los modelos la energía de los electrones se transfiere casi completamente a fotones ionizantes. Para que esto no ocurra, el máximo espectral debe caer por debajo de la energía de ionización del HI, y el índice espectral ser suficientemente alto para que dominen los electrones de baja energía, que producen fotones no ionizantes.

En la Fig. 3 vemos la potencia total de fotones ionizantes ($P_{\rm ion}$) normalizada con la potencia en electrones relativistas inyectados por el *jet* ($L_{\rm jet}Q$) para distintos valores de los tres parámetros libres $E_{\rm min}$, $E_{\rm max}$ y α . En los dos primeros paneles vemos que practicamente toda la potencia de la población de electrones se traduce en fotones ionizantes, de modo que el efecto de variar las energías mínima y máxima es insignificante. En el tercer panel se observa que a medida que aumenta el índice espectral, la potencia ionizante disminuye. Esto se debe a que hay menos electrones de altas energías, que son los que dispersan fotones ionizantes.



Figura 2: Espectros de fotones para dos distribuciones de electrones diferentes con sus correspondientes leyes de potencia calculadas en forma analítica. La recta vertical en rojo representa la energía de ionización del HI (13.6 eV).

4. Discusión

En este trabajo mostramos mediante simulaciones que la dispersión IC de fotones del CMB con electrones energéticos acelerados en los *jets* de AGN es un mecanismo eficiente para la produccion de fotones ionizantes. Prácticamente el 100 % de la energía inyectada es transformada en fotones con $\epsilon > 13.6$ eV. Este resultado es prácticamente independiente de los parámetros que describen la población no térmica de electrones. Considerando una potencia típica del *jet* de 10⁴⁴ erg s⁻¹ de la cual el 1% es depositada en electrones relativistas, la potencia de los fotones ionizantes es del orden de la provista por una galaxia de $10^{10}L_{\odot}$ con una fracción de escape típica del 10%.

Trabajos recientes muestran que la población de AGN podría contribuir en las últimas etapas de la reionización (Bosch-Ramon, 2018; Torres-Albà et al., 2020). En particular, Torres-Albà et al. (2020) asumen que un 30% de la potencia del *jet* es invectada en fotones ionizantes (este caso correspondería a Q = 0.3 en nuestro modelo). Nuestros resultados indican que dicha hipótesis requiere una eficiencia alta para la aceleración de electrones relativistas. Con la hipótesis de dichos autores, los lóbulos de los *jets* de AGN podrían generar hasta $\approx 20 \%$ de los fotones necesarios para mantener el IGM ionizado a z = 6 ($\dot{n}_{\rm obs} \approx 7 \times 10^{50} \,\mathrm{Mpc}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$; Madau 2017). Adoptando la misma función de luminosidad de AGN de Torres-Albà et al. (2020), y suponiendo Q = 0.01 para todas las fuentes, nuestros resultados predicen que el aporte de estas fuentes a la reionización tardía sería de alrededor del 0.6%. Sin embargo, las diferencias dependen enteramente del valor elegido para Q, que en nuestro caso es conservador. Aún así, dependiendo de la composición del jet y del régimen de aceleración, es posible que la contribución total de estas fuentes sea $\gtrsim 1 - 10 \%$.

A diferencia de las galaxias, el *jet* del AGN provee fotones de muy alta energía (rayos X y γ), que pueden inyectar energía en el IGM lejano (p.ej., Mirabel et al.,



Figura 3: Potencia ionizante normalizada por la de los electrones relativistas en función de los parámetros libres E_{\min} (panel superior), E_{\max} (panel medio) y α (panel inferior).

2011). En el futuro estudiaremos en detalle la ionización y calentamiento del IGM en función de la distancia al AGN con simulaciones de propagación de partículas, en forma similar a Douna et al. (2018). Por otra parte, los *jets* producen distintas poblaciones de hadrones relativistas. Si estas partículas son capaces de escapar del sistema, aportarían al calentamiento y la ionización del IGM (Leite et al., 2017), por lo que es necesario explorar también su contribución.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado en el marco del proyecto PIP 2014-0265 de CONICET. V.B-R. agradece el apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) de España mediante el subsidio PID2019-105510GB-C31 y a través del premio "Centro de Excelencia María de Maeztu 2020–2023" al ICCUB (CEX2019-000918-M). V.B-R. es Investigador Correspondiente de CONICET, Argentina, en el IAR.

Referencias

- Barkana R., Loeb A., 2001, PhR, 349, 125
- Bosch-Ramon V., 2018, A&A, 617, L3
- Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488
- Fan X., et al., 2001, AJ, 122, 2833
- Kohler S., 2018, The Shape of Cosmic Dawn, AAS Nova Highlights
- Lehnert M.D., Bremer M., 2003, ApJ, 593, 630
- Leite N., et al., 2017, MNRAS, 469, 416
- Madau P., 2017, ApJ, 851, 50
- Madau P., Haardt F., 2015, ApJL, 813, L8
- Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149
- Mukhanov V., 2005, Physical Foundations of Cosmology
- Peacock J.A., 1999, Cosmological Physics
- Pellizza L.J., Orellana M., Romero G.E., 2010, Int. J. Mod. Phys. D, 19, 671
- Pritchard J., Loeb A., 2010, Nature, 468, 772
- Stiavelli M., Fall S.M., Panagia N., 2004, ApJL, 610, L1
- Torres-Albà N., Bosch-Ramon V., Iwasawa K., 2020, A&A, 635, A57

Dark matter deficient galaxies in hydrodynamical simulations

E.A. Tau¹ & C.G. Scóccola^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contact / elisatau@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las galaxias deficientes en materia oscura perdieron sus halos de materia oscura debido a interacciones durante su evolución; en particular, durante su historia de fusión. La existencia de este tipo de galaxias es un tema controversial en la literatura, tanto desde el punto de vista observacional como teórico. En este trabajo, estudiamos la población de galaxias deficientes en materia oscura en las simulaciones hidrodinámicas ILLUSTRISTNG, las cuales siguen la evolución de las partículas de materia oscura y de materia bariónica. Analizamos la distribución de estas galaxias dentro de sus respectivos halos anfitriones, así como también cómo cambia esta distribución con el corrimiento al rojo. El objetivo de este trabajo es obtener información acerca de cómo se forman estas galaxias y cómo evolucionan sus poblaciones.

Abstract / Dark matter deficient galaxies have lost their dark matter halos due to interactions during their evolution; in particular, during their fusion history. The existence of these galaxies is a debated subject, both from the observational and theoretical points of view. In this work, we study the population of dark matter deficient galaxies in the hydrodynamical simulation ILLUSTRISTNG, which follows the evolution of dark matter and baryonic matter. We analyse the distribution of these galaxies within the host halo, and how this distribution changes with redshift. The aim of this study is to gather information about how these galaxies are formed, and how their population evolves.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: evolution — galaxies: formation — dark matter

1. Introduction

In the ACDM model, dark matter is the dominant mass component of the universe, and structure formation takes place through gravitational collapse of dark matter halos. Galaxies form within them, with a mechanism that involves many different baryonic processes. In this standard model, it is expected that halos are dominated by dark matter, specially low mass halos. Indeed, low-mass galaxies are expected to be dark-matterdominated even within their central regions.

Interestingly, recent observations suggest that some of these low-mass galaxies may have very low dark matter fractions. For example, Guo et al. (2020) report 19 dwarf galaxies that could consist mainly of baryons up to radii well beyond their optical-light half-radii ($r_e \approx 1$ kpc). Previously, two dwarf galaxies with low dark matter content were reported, NGC1052-DF2 (van Dokkum et al., 2018) and NGC1052-DF4 (van Dokkum et al., 2019), in group environments. However, Montes et al. (2020) presented observational evidences that favour the scenario in which dark matter has been stripped out of the dwarf galaxy NGC1052-DF4 due to tidal interactions with its neighbouring galaxy NGC1035.

While the observational evidence for the existence of these dark matter deficient galaxies (DMDGs) is not completely established, some works have been carried out from the point of view of simulations, to try to clarify if their existence is pausible within the stan-

dard model, and which could be their possible formation channels. Jing et al. (2019) explore the population and origins of DMDGs in two hydrodynamical simulations, the EAGLE (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) and ILLUSTRIS (Genel et al., 2014; Vogelsberger et al., 2014) projects. They focus on satellite galaxies with masses in the range $10^9 - 10^{10} M_{\odot}$ in groups with $M_{200} > 10^{13} M_{\odot}$. Shin et al. (2020) use high resolution simulations to explore the possibility that DMDGs could be produced when two gas-rich, dwarf galaxies collide with a high relative velocity. In this scenario, as a result of the collision, the dark matter would separate from the warm disk gas which subsequently would be compressed by shock and tidal interaction to form stars. However, these authors did not find evidence that these types of collisions actually produced DMDGs in the TNG100-1 run of the ILLUSTRISTNG project (Nelson et al., 2019).

In this work, we present some preliminary results of our study using ILLUSTRISTNG simulations, to analyze the population of DMDGs at different epochs. Our aim is to study this population at different redshifts, as a function of the mass of the host galaxy, in order to find hints of which could be the mechanism by which those satellite galaxies lose most of their dark matter halo.

2. Methodology

The ILLUSTRISTNG project is a suite of state-of-the-art cosmological galaxy formation simulations. It consists

Redshift	$M_{\rm host} [{ m M}_{\odot}]$	# Satellites	# DMDGs
z = 0	3.89×10^{14}	17184	39
z = 0.4	1.85×10^{14}	7718	32
z = 1	1.09×10^{14}	4948	26
z = 2	3.05×10^{13}	1501	8

Table 1: Population of DMDGs in the most massive halos at different redshifts. The columns inform the redshift z, the mass of the most massive halo, the number of satellites halos, and how many of them are DMDGs.

of hydrodynamical simulations in which the evolution of different components (dark matter, gas, stellar mass, black holes) is studied. The set of simulations are of high resolution in mass, for all of the particle types. Three physical simulation box sizes are available: cubic volumes of roughly 50, 100, and 300 Mpc side length. In this project, we use the TNG100 data at redshifts z = 0, 0.4, 1, 2, to study dark matter deficient galaxies. The selected simulation box has $(106.5 \text{ Mpc})^3$ comoving volume that contains 1820^3 dark matter particles and 1820^3 gas cells. The mass of the baryon and dark matter particles are $1.4 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$ and $7.5 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$, respectively.

To analyse the dark matter fraction within the central regions of subhalos, we select the dark matter mass $M_{\rm dm}$, and the total mass $M_{\rm tot}$ contained within twice the half-light radius $(2R_h)$ for each subhalo. We focus on the population of satellite galaxies of the most massive halo of the simulation. We also compute their halocentric distances (i.e. the distance to their host halo). We repeat this analysis in each of the snapshots corresponding to the studied redshifts. We measure the dark matter fraction as $f_{\rm dm} = M_{\rm dm}/M_{\rm tot}$, and define DMDGs as galaxies characterized by $f_{\rm dm} < 0.5$.

3. Results

At each redshift, we select the satellite galaxies of the most massive host halo, and compute their dark matter fraction. In Table 1, we provide details about the DMDG population amongst the satellites of the most massive halos at different redshifts (which are not necessarily the same halo at each analysed redshift). While dark matter dominates the total mass budget of the majority of the satellite galaxies within $2R_h$, we have found that a few percent of galaxies have a dark matter fraction below 50%. This percentage of dark matter deficient galaxies over the total amount of satellite galaxies is higher at higher redshifts: we found that at z = 2there is a percentage of 0.53%, while at z = 0 it decreases to 0.23%.

We plot the dark matter fraction $f_{\rm dm}$ as a function of the halo-centric distance, r/R_{200} , for each subhalo at the different redshifts in which the DMDGs were studied. The results for redshift z = 0, 0.4, 1, and 2, are shown in Figures 1, 2, 3, and 4, respectively. We color-coded the total mass of the subhalo, in order to easily identify any relationship between the dark matter fraction and the mass of the satellite. Furthermore, we can investigate from these plots the position of the DMDGs in their host halo. We see that at higher redshifts, there are



Figure 1: Dark matter fraction $f_{\rm dm}$ as a function of halocentric distance at z = 0, for the subhalos of the most massive host.



Figure 2: Dark matter fraction $f_{\rm dm}$ as a function of halocentric distance at z = 0.4, for the subhalos of the most massive host.

more massive DMDGs with respect to what is observed at lower redshifts. This might indicate that the satellite loses part of their dark matter halo well in advance, and continues to lose mass as it evolves. This investigation is a work in progress.

We tracked down the DMDGs found at z = 0 to see if they matched the ones found at z = 0.4, 1 and 2. We found that some of them can be found at z = 0.4and some others, besides being present at z = 0.4, can also be found at z = 1, but none of them are present at z = 2.

Fig. 5 shows the distribution of DMDGs as a function of their total mass, for redshifts z = 0, 1, and 2, considering the complete subhalo sample, and not only the most massive halo. We notice that the mass of the DMDGs increases with increasing redshift.

The bimodality observed in each panel of Fig. 5 can be explained by our criterion to select DMDGs within $2R_h$. Indeed, for the most massive subhalos, a compact galaxy is formed in the central region, hence the $2R_h$ decreases and the dark matter contained within this region is lower. We detect this as a DMDG in the central region, although the subhalo is not dark matter defi-



Figure 3: Dark matter fraction $f_{\rm dm}$ as a function of halocentric distance at z = 1, for the subhalos of the most massive host.



Figure 4: Dark matter fraction $f_{\rm dm}$ as a function of halocentric distance at z = 2, for the subhalos of the most massive host.

cient when all the mass is taken into account. On the other hand, low mass subhalos remain to be dark matter deficient when considering the total mass. This will be explored in more detail in a future paper.

4. Conclusions and future goals

We found that DMDGs are allowed in current galaxy formation models, as can be seen in state-of-the-art hydrodynamical cosmological simulations. In the future, we plan to track down the dark matter deficient galaxies found at z = 0 in order to study their evolution and mass-loss history. We will also study the environment in which the DMDGs appear, to see if there is a



Figure 5: Distribution of the total number of DMDGs as a function of their mass, at z = 0 (top panel), z = 1 (middle panel) and z = 2 (bottom panel).

dependence of the abundance of deficient dark matter subhalos on the properties of the environment. We will repeat the analysis shown in this work for different mass ranges of the host halo, at various redshifts, to study if there is a dependence of the population of dark matter deficient galaxies with the mass of the host.

Acknowledgements: CGS is supported by the National Agency for the Promotion of Science and Technology (ANPCYT) of Argentina grant PICT-2016-0081; and grants G140 and G157 from UNLP.

References

Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937 Genel S., et al., 2014, MNRAS, 445, 175 Guo Q., et al., 2020, Nat. Astron., 4, 246 Jing Y., et al., 2019, MNRAS, 488, 3298–3307 Montes M., et al., 2020, ApJ, 904, 114 Nelson D., et al., 2019, Comput. Astrophys. Cosmol, 6, 2 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521 Shin E.j., et al., 2020, ApJ, 899, 25 van Dokkum P., et al., 2018, Nature, 555, 629 van Dokkum P., et al., 2019, ApJL, 874, L5 Vogelsberger M., et al., 2014, MNRAS, 444, 1518

El monstruo en su laberinto: Polvo caliente en gran escala en el AGN de NGC 4945

G. Gaspar^{1,2}, R.J. Díaz^{1,2,3} & D. Mast^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Gemini Observatory, NSF's NOIRLab, EE.UU.

Contacto / gaiagaspar@gmail.com

Resumen / El polvo presente en los núcleos galácticos es, según el modelo unificado para los núcleos activos de galaxias, el responsable de las diferentes características espectrales que los mismos presentan. Conocer y caracterizar la geometría y el estado físico de dicho polvo es de fundamental importancia para profundizar este paradigma ampliamente aceptado. Estamos utilizando espectros en banda K_{long} tomados con Flamingos 2 en Gemini Sur para determinar la temperatura y extensión del polvo nuclear caliente (1000-1900 K) en núcleos activos cercanos (D<100 Mpc). En este trabajo presentamos mediciones de temperatura del polvo nuclear para NGC 4945. Las temperaturas encontradas dentro de los 100 pc de radio oscilan entre 1300 y 2000 K. Este resultado apunta a una geometria del polvo nuclear donde los fotones UV emitidos por el disco de acreción pueden calentar el polvo a grandes distancias del núcleo.

Abstract / The dust present in galactic nuclei is, according to the unified model for active galactic nuclei (AGN), the responsible for the different characteristics displayed by these objects. It is of fundamental importance to study and characterize the geometry and physical state of the dust in nuclear regions in order to deepen this largely accepted paradigm. We are using K_{long} spectra taken with Flamingos-2 at Gemini South in order to determine the temperature and extension of the nuclear hot dust (1000-1900 K) in nearby AGNs (D<100 Mpc). In this work we present temperature measurements of the nuclear dust for NGC 4945. The derived temperatures inside a 100 pc radius oscilate between 1300 and 2000 K. This result points to a nuclear dust geometry where the UV photons emitted by the accretion disk are able to heat the dust at great distances from the nucleus.

Keywords / galaxies: individual (NGC 4945) — galaxies: active — galaxies: nuclei — galaxies: ISM

1. Introducción

NGC 4945 es una galaxia del Hemisferio Sur altamente estudiada debido a su cercanía (4.7 Mpc) y a que alberga un núcleo activo sumamente oscurecido (Av = 6-20 mag). Este núcleo de tipo Seyfert 2 coexiste con un intenso *starburst* nuclear que alcanza una extensión de entre 40 y 100 pc de radio (dependiendo del autor, ver por ejemplo Marconi et al., 2000; Pérez-Beaupuits et al., 2011).

El polvo es una componente fundamental de los núcleos activos de galaxias (AGNs) en el Modelo Unificado ya que, según este paradigma, bloquea la radiación proveniente del disco de acreción y las nubes de gas ionizadas cuando se los observa desde bajas inclinaciones respecto del ecuador del sistema (Antonucci, 1993). Debido a esto, es de fundamental importancia el estudio de AGNs cercanos donde instrumentos de alta resolución espacial pueden proporcionar un estudio detallado de la distribución del polvo en los núcleos galácticos (por ejemplo, Kishimoto et al., 2009; García-Burillo et al., 2016; Gravity Collaboration et al., 2020).

La temperatura a la que se encuentran los granos de polvo depende directamente de la distribución de energía de fotones emitidos por la fuente que ha calentado el polvo. En particular, el polvo calentado por

estrellas OB puede alcanzar temperaturas no mayores a 600 K (Marshall et al., 2018) mientras que los fotones emitidos por un disco de acreción de un AGN pueden calentar el polvo hasta \sim 1900 K (Hönig & Kishimoto, 2017). El espectro de emisión de polvo calentado a tan altas temperaturas alcanza la banda K (centro = $2.2\mu m$), contribuyendo significativamente al continuo en esa banda (Dwek et al., 2007). Por lo tanto, en núcleos de tipo Seyfert 2 donde la componente de continuo emitida por el disco de acreción es despreciable en la banda K, es posible ajustar la componente emitida por el polvo con una familia de funciones de cuerpo negro si se logra substraer la componente estelar del continuo (Gaspar et al., 2019). En este trabajo se presenta la distribución radial de temperaturas dentro de los $\sim 100 \text{ pc}$ de radio centrales de NGC 4945 obtenida a partir de espectros de banda $K_{long}()$ tomados con Flamingos-2 (F2, ver Díaz et al., 2013).

2. Observaciones

NGC 4945 fue observada por el espectrógrafo F2 de Gemini Sur durante el semestre 2019A (programa GS-2019A-Q-121). Fue observada en modo imagen en el filtro K_s (centro = 2.2μ m, ancho = 318 nm) y en modo de espectroscopía de ranura larga en el filtro K_{long} (centro



Figura 1: Imágenes del núcleo de NGC 4945 obtenidas con F2. Panel izquierdo: composición RGB de imágenes JHK_s . La línea de trazos roja indica el PA y el ancho de la ranura utilizada en el modo espectroscópico y el cuadrado blanco delimita la región donde se ubica el panel derecho de la figura. Es notable como las prominentes bandas de polvo arriban a la región nuclear formando finalmente una estructura bien delimitada en los 200 pc de radio centrales (Para esta galaxia 1" ~ 23 pc). Panel derecho: Acercamiento de la región nuclear en la imagen en banda K_s seeing ~ 0.5").

= 2.2 mum, ancho = 600 nm). En el panel izquierdo de la Fig. 1 se muestra la orientación de la ranura utilizada, la cual fue colocada a lo largo del semi eje mayor de NGC 4945 con un PA = 43°. La resolución espacial alcanzada fue de 0.5"lo que permitió realizar extracciones espectrales cada 8.2 pc dada la distancia de la galaxia. Las observaciones fueron reducidas y analizadas siguiendo las técnicas desarrolladas para el estudio infrarrojo de otros núcleos activos cercanos (Günthardt et al., 2015; Gaspar et al., 2019)

Detección de polvo caliente en el núcleo de NGC 4945

En el panel izquierdo de la Fig. 1 se presenta una imagen JHKs de la región nuclear de NGC 4945 en código de color RGB. Se puede ver una extensión de polvo que podría ser consistente con una geometría tipo disco o espiral de polvo que se extiende hasta unos 200 pc de radio del núcleo sobre el plano del ecuador del sistema. Esta estructura está co-localizada con el *starburst* ampliamente reportado en la literatura.

En el panel derecho de la Fig. 2 se muestra una imagen tomada en la banda Ks cuya posición es la indicada con un recuadro de línea rayada blanca en el panel izquierdo. El contraste elegido revela el material que está siendo iluminado por el AGN en la dirección perpendicular al plano del sistema formando un cono de ionización, esto indica que la estructura de polvo presente en la figura del panel izquierdo es coplanaria con el toroide del AGN ya que éste es el encargado de delimitar el cono de ionización (Spinoglio & Fernández-Ontiveros, 2019). El cono de ionización visto en la imagen ha sido mapeado en H_{α} por Marconi et al. (2000) y Mingozzi et al. (2019) entre otros.



Figura 2: Tres espectros de NGC 4945. En negro un espectro de 25 pc de ancho y extraído a 200 pc del núcleo, donde la emisión puede ser considerada como puramente estelar. En gris, un espectro de 8.2 pc de ancho extraído a un radio de 100 pc y en rojo el espectro nuclear, de 8.2 pc de ancho.

Tres de los espectros obtenidos para NGC 4945 se muestran en la Fig. 2. En los tres radios elegidos se observa un complejo sistema de líneas de Hidrógeno molecular, siendo la más intensa la línea $H_2 \lambda 2.12 \ \mu m$. Se observa la linea de recombinación del hidrógeno ioniza-



Figura 3: Distribución radial de temperaturas del polvo. El rango de radio mostrado corresponde a los excesos que pudieron ser ajustados dado que presentaban forma de cuerpo negro. Fuera de ese rango los excesos se encuentran dominados por el ruido sugiriendo que la cantidad de polvo caliente ya no es suficiente para poder ser detectado con esta técnica.

do $Br\gamma$ en $\lambda 2.165 \ \mu m$. Las pendientes de los continuos son claramente diferentes. En el espectro extraído en el núcleo de NGC 4945 la pendiente es creciente hacia longitudes de onda mayores, al igual que en el espectro extraído en 100 pc. Por el contrario, en el espectro extraído en 200 pc la pendiente se vuelve negativa, de acuerdo a lo esperado para un espectro galáctico dominado por población estelar. Esta diferencia de pendientes en espectros de distintos radios ha sido encontrada en otros núcleos activos y ha sido interpretada como causada por la presencia de polvo caliente en el espectro nuclear (Kobayashi et al., 1993; Ferruit et al., 2004; Martins et al., 2010). Debido a la relativamente baja resolución de los datos utilizados en dichos trabajos, los autores han atribuido este polvo caliente al toroide predicho por el llamado Modelo Unificado. En este trabajo, la alta resolución espacial de nuestros datos ha permitido encontrar esta pendiente característica de polvo caliente en todos los espectros hasta ~ 100 pc.

A partir del ajuste de funciones de cuerpo negro al exceso dejado por la sustracción de la componente estelar (representada por el espectro extraído en 200 pc) hemos medido la temperatura del polvo para todos los radios donde dicho exceso presenta señal de cuerpo negro. La distribución radial de temperaturas encontrada se presenta en la Fig. 3. Las temperaturas encontradas oscilan entre 1300 y 2100 K, aunque las más elevadas presentan grandes incertezas y por lo tanto probablemente se encuentren sobre-estimadas. Los errores reflejan directamente el ruidos del espectro en cada radio va que fueron calculados estimando la familia de cuerpos negros que podrían ajustar el exceso en cada caso contemplando los casos extremos. Las temperaturas encontradas son las esperadas para polvo calentado por el disco de acreción de un AGN. Es decir este polvo caliente coexiste con el starburst encontrado dentro de los ~ 100 pc de radio pero no está siendo calentado por las estrellas sino por fotones UV duros provenientes del núcleo activo. Por lo que nos preguntamos si esta distribución de temperaturas indica que la estructura de polvo que rodea al AGN es lo suficientemente porosa o poco densa para que los fotones provenientes del disco de acreción puedan calentar el polvo a grandes extensiones.

Además, si la oscilación en los valores de la distribución de temperaturas podría brindar información sobre densidad y distribución del polvo en éste núcleo altamente inclinado.

4. Conclusiones

NGC 4945 alberga un núcleo activo de tipo Seyfert 2 fuertemente oscurecido con una estructura de polvo nuclear de ~ 100 pc de radio que presenta temperaturas de entre 1300 y 2100 K. La fuente de calentamiento del polvo debe ser el disco de acreción del AGN. Las altas temperaturas del polvo encontradas a radios de hasta 100 pc presentan un desafío a los modelos donde el polvo caliente emisor en el NIR se encuentra en un anillo a escalas sub-pc (Hönig & Kishimoto, 2017).

A partir de observaciones de alta resolución espacial realizadas con F2 y GNIRS de los telescopios Gemini seguiremos estudiando la distribución y temperatura del polvo a escalas sub-Kpc en AGNs cercanos. Este trabajo se concentra solamente en la caracterización del polvo nuclear de NGC 4945. Gaspar et al. (en preparación) continuarán con un estudio más detallado de este núcleo.

Referencias

- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Díaz R.J., et al., 2013, BAAA, 56, 457
- Dwek E., Galliano F., Jones A.P., 2007, ApJ, 662, 927
- Ferruit P., et al., 2004, MNRAS, 352, 1180
- García-Burillo S., et al., 2016, ApJL, 823, L12
- Gaspar G., et al., 2019, AJ, 157, 44
- Gravity Collaboration, et al., 2020, A&A, 634, A1
- Günthardt G.I., et al., 2015, AJ, 150, 139
- Hönig S.F., Kishimoto M., 2017, ApJL, 838, L20
- Kishimoto M., et al., 2009, A&A, 507, L57
- Kobayashi Y., et al., 1993, ApJ, 404, 94
- Marconi A., et al., 2000, A&A, 357, 24
- Marshall J.A., et al., 2018, ApJ, 858, 59
- Martins L.P., et al., 2010, MNRAS, 406, 2168
- Mingozzi M., et al., 2019, A&A, 622, A146
- Pérez-Beaupuits J.P., et al., 2011, A&A, 533, A56
- Spinoglio L., Fernández-Ontiveros J.A., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.12176

Ensamble de galaxias de tipo temprano en el Universo local: el caso NGC 1700

F.R. Faifer^{1,2}, C.G. Escudero^{1,2}, L.A. Sesto^{1,2}, V. Reynaldi¹, J. Saponara³ & A.V. Smith Castelli²

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

Contacto / favio@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presentan aquí resultados preliminares de un análisis fotométrico de los cúmulos globulares de la galaxia NGC 1700. Se reporta la detección, por primera vez, de clara bimodalidad en el sistema. La población total de cúmulos resulta significativamente baja para una galaxia de la luminosidad de NGC 1700, y se indica además, la posible existencia de una galaxia de baja masa en proceso de destrucción en el halo de este objeto.

Abstract / We present here preliminary results of a photometric analysis of the globular clusters of the galaxy NGC 1700. The detection, for the first time, of clear bimodality in the system is reported. The total population of clusters resulted to be significantly low for a galaxy of the luminosity of NGC 1700, and the possible existence of a low-mass galaxy in the process of destruction in the halo of this object is also indicated.

 $Keywords \;/\;$ galaxies: elliptical and lenticular, c
D — galaxies: individual (NGC 1700) — galaxies: star clusters: general

1. Introducción

Las galaxias masivas de tipo temprano presentan propiedades que indican que se han ensamblado hace ya varios miles de millones de años (Thomas et al., 2010). Sus poblaciones estelares son viejas, con valores suprasolares de abundancias de elementos α con respecto al hierro $([\alpha/Fe] > 0)$, tienen apariencia suave, etc. Sin embargo, existen en el Universo local ejemplos de sistemas que se encuentra aún atravesando diferentes estados de su proceso de ensamble. Los mismos se denominan usualmente "elípticas jóvenes" o "protoelípticas", y se cree que son el resultado de fusiones y/o acreciones recientes. Representan entonces una oportunidad única de estudiar procesos que se piensa fueron mucho más frecuentes en el Universo temprano. En este trabajo se muestran resultados preliminares de un estudio fotométrico de una de tales galaxias, NGC 1700.

2. NGC 1700

Esta galaxia presenta una apariencia de tipo temprano y está clasificada como E4, aunque muestra distintas particularidades que la convierten en un objeto de interés para el estudio de la formación de galaxias. Su distancia estimada es de ≈ 44.3 Mpc (Blakeslee et al., 2001), su luminosidad es $M_V = -23.1$ mag, y presenta una dispersión de velocidades $\sigma = 230$ km s⁻¹ (Bender et al., 1992), lo cual la constituye en una elíptica gigante. Se encuentra además en un ambiente de baja densidad, dominando un grupo pobre, acompañada por otras tres galaxias de menor luminosidad (Crook et al., 2007). Su núcleo está cinemáticamente desacoplado, ya que rota en sentido contrario al resto de la galaxia (Statler & Cecil, 1996). La población estelar en dicho núcleo presenta una edad de $\approx 6 \times 10^9$ años, menor a la estimada para la componente estelar dominante de la galaxia, la cual es mayor que 10^{10} años (Kleineberg et al., 2011). El perfil de brillo de NGC 1700 se ajusta bien con una ley de Sérsic con n = 5.5 (Trujillo et al., 2004). Se han reportado además distintas estructuras *tidales* y "escombros" (Seitzer & Schweizer 1990; Brown et al. 2000), cuya edad se estima en el rango de $1.5 - 6 \times 10^9$ años.

Las propiedades cinemáticas y estructurales de NGC 1700 indican que ella puede ser el resultado de la fusión con al menos otros dos sistemas (Kleineberg et al., 2011). El primero de ellos un compañero de baja masa en órbita retrógrada (lo cual dio origen al núcleo desacoplado), y luego una segunda fusión con un compañero gaseoso (lo cual originó las estructuras tidales observadas actualmente). Su sistema de cúmulos globulares (CGs) ha sido estudiado por varios autores (Whitmore et al. 1997; Brown et al. 2000; Trancho et al. 2014), quienes reportaron una distribución de colores integrados sin bimodalidad evidente (la cual es típica en elípticas masivas), aunque encontraron indicios de la presencia de CGs jóvenes, con edades $\approx 2 \times 10^9$ años. Brown et al. (2000) estimaron en 1300 \pm 270 la población total de CGs. Estos aspectos plantean un caso interesante de estudio dado el poco acuerdo entre los autores en la edad de este remanente, y porque NGC 1700 se encuentra en un ambiente de baja densidad, no usual para E masivas.

3. Datos observacionales

Los datos utilizados en este trabajo fueron obtenidos a través del telescopio Gemini Norte (GN-2018B-Q-113,

PI: Carlos Escudero), empleando la cámara GMOS y los filtros g', i' y Z. Se observaron un campo centrado en NGC 1700, uno de de comparación, y un campo de estrellas estándares (RU 149). La reducción de datos se hizo utilizando el paquete GEMINI en IRAF.

Las imágenes resultaron muy afectadas por la presencia de burbujas de aire en el aceite que llena el espacio entre lentes del colimador de GMOS. Por ello, se aprovechó que las imágenes de NGC 1700 y las del campo de comparación fueron tomadas durante la misma noche, separadas por poco tiempo, y se construyeron entonces correcciones *flat* utilizando la tarea IMSURFIT de IRAF.

Se realizó luego fotometría de ajuste de psf (DAOP-HOT) a todos los objetos detectados por SEXTRACTOR. Dada las buenas condiciones de *seeing* y la profundidad de las imágenes en la banda Z, se utilizaron las mismas como referencia para la detección y clasificación.

La calibración al sistema estándar se realizó comparando directamente estrellas presentes tanto en el campo de NGC 1700 como en el de estándares, con las magnitudes dadas por Sloan para dichos objetos. Notar que esto significa que se calibró de la banda Z a la z. Por último, se aplicaron las correcciones por extinción galáctica utilizando los valores de Schlafly & Finkbeiner (2011). Para la selección de candidatos a CGs se utilizaron cortes en color similares a los definidos por Escudero et al. (2018). Esto es, 0.4 < g - i < 1.5, 0.4 < g - z < 1.8 y -0.1 < i - z < 0.6.

4. Resultados

4.1. Colores integrados de los cúmulos globulares

La Fig.1 muestra el diagrama color-magnitud de los objetos no resueltos detectados, mientras que en rojo se indican los candidatos a CGs. La fotometría presenta una completitud > 80 % para z < 25 mag, y para el rango 20 < z < 25, detectamos un total de 380 candidatos. El rectángulo celeste indica candidatos con $-12 < M_V < -10$ mag, los cuales podrían ser los objetos jóvenes previamente reportados en la literatura.

La Fig.2 muestra el histograma $(q-i)_0$ de colores integrados de la muestra cuyas magnitudes se encuentran en el rango 20 < z < 25.5. El conteo de objetos se encuentra corregido por contaminación. Se puede apreciar que el diagrama no muestra clara bimodalidad. Por su parte, la Fig. 3 muestra el histograma $(q-z)_0$, incluyendo únicamente los objetos con $-10 < M_V < -8$. Allí es posible ahora notar la bimodalidad del sistema, con la típica población "azul" en 0.96, y el pico "rojo" en 1.32. Se detecta, además, un reducido número de objetos con colores alrededor de $(g - z)_0 = 0.6$, los cuales podrían ser cúmulos estelares, no globulares. Hemos obtenido además, una estimación del número total de CGs en este sistema adoptando la distancia antes mencionada. Resultó un número bajo de CGs, $N_{\text{total}} = 400 \pm 100$, muy por debajo de los reportado por Brown et al. (2000), quienes cabe destacar, no contaban con un campo de comparación.



Figura 1: Diagrama color-magnitud de los objetos no resueltos detectados en el campo de NGC 1700. En puntos rojos se muestran los candidatos a CGs. La estrella verde indica el núcleo de la posible galaxia en destrucción (ver texto). El recuadro celeste indica candidatos a CGs con $-12 < M_V < -10$ mag.



Figura 2: Histograma (g - i) de los candidatos a CGs con z < 25.5 mag (línea violeta). La línea verde indica el conteo suavizado de objetos.

4.2. Estructuras tidales

Se obtuvo un modelo suave de la galaxia empleando la tarea ELLIPSE de IRAF, el cual se ha sustraído de la



Figura 3: Histograma (g - z) de los candidatos a CGs con -10 < M_V < -8 mag (línea violeta). La línea verde indica el conteo suavizado de objetos. Ahora la presencia de las poblaciones clásicas de CGs "azules" y "rojos" es evidente.



Figura 4: Resultado de la resta de un modelo suave de NGC 1700 a la imagen *i* original. Se han identificado y señalado varias estructuras de bajo brillo, de posible origen *tidal*. En particular, en la parte inferior, se indica en el recuadro ($42'' \times 42''$) un objeto que podría constituir el núcleo de una galaxia de baja masa en destrucción.

imagen i original. La Fig. 4 muestra el residuo de dicha operación. En ella se han identificado varias estructuras *tidales* en el halo de NGC 1700, no simétricas, y de bajo brillo. Hemos verificado que las mismas muestran color similar a dicho halo. Asimismo se identificó en una de dichas estructuras un objeto resuelto, por lo cual sus magnitudes en las diferentes bandas fueron obtenidas mediante fotometría de apertura (Fig. 2).

5. Discusión y conclusiones

Destacamos a continuación los resultados preliminares de nuestro estudio.

- La distribución de colores integrados resulta bimodal cuando se limpia por contaminación, y se excluye el extremo brillante ($M_V > -10$ mag.), con picos en las posiciones esperadas.
- Se detectaron indicios de la existencia de una subpoblación de cúmulos jóvenes con (g-z) < 0.7 mag (¿similares a NGC 1316? – Sesto et al. 2016)
- El sistema de CGs resulta notablemente pobre, su $N_{\rm total}$ está entre los más bajos para galaxias E de alta luminosidad, las cuales, si bien con una gran dispersión, presentan poblaciones de varios miles de cúmulos (Harris et al., 2013).
- Se identificaron un reducido número de objetos con $M_V < -10$ mag, los cuales pueden ser parte de una subpoblación joven.
- Encontramos evidencias de que las estructuras *tidales* previamente reportadas podrían ser restos de la destrucción de objetos de baja masa. En particular, detectamos un objeto resuelto con color análogo al de los CGs, ubicado en una estructura no simétrica con color similar al halo de NGC 1700. Proponemos que esta podría constituir una galaxia dEN en destrucción, siendo el objeto resuelto su posible núcleo.

Además de estos resultados fotométricos, nuestra búsqueda en las bases de datos de ALMA y VLA (1.4 y 5 Ghz) indica que esta galaxia no contiene gas molecular en su zona interna, ni tampoco tendría actividad nuclear o formación estelar actual. Ello es indicio de que las fusiones recientes que ha sufrido NGC 1700 no han involucrado grandes cantidades de gas.

De lo antes expuesto, concluimos que esta galaxia no parece haber formado significativamente estrellas ni CGs recientemente, y la particularidad más notable de su sistema de CGs es su pobreza.

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

- Bender R., Burstein D., Faber S., 1992, ApJ, 399, 462
- Blakeslee J., Vazdekis A., Ajhar E.A., 2001, MNRAS, 320, 193
- Brown R., et al., 2000, MNRAS, 317, 406
- Crook A., et al., 2007, ApJ, 655, 790
- Escudero C., et al., 2018, MNRAS, 474, 4302
- Harris W., Harris G., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
- Kleineberg K., Sánchez-Blázquez P., Vazdekis A., 2011, ApJL, 732, 33
- Schlafly E., Finkbeiner D., 2011, ApJ, 737, 103
- Seitzer P., Schweizer F., 1990, International Conference on Dynamics and Interactions of Galaxies, 1, 279
- Sesto L., Faifer F., Forte J., 2016, MNRAS, 461, 4260
- Statler T.and Smecker-Hane T., Cecil G., 1996, AJ, 111, 1512
- Thomas D., et al., 2010, MNRAS, 404, 1775
- Trancho G., et al., 2014, ApJ, 790, 122
- Trujillo I., et al., 2004, AJ, 127, 1917
- Whitmore B., et al., 1997, AJ, 114, 1797

Non-thermal radiation associated with massive stars

S. del Palacio¹, V. Bosch-Ramon² & G.E. Romero¹

Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Departament d'Astronomia i Meteorologia, Institut de Ciènces del Cosmos, Universitat de Barcelona, España

Contact / sdelpalacio@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas de gran masa despiden vientos supersónicos con una enorme potencia cinética capaces de acelerar partículas relativistas. Dichas partículas pueden emitir radiación no térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético. Aquí presentamos un resumen de nuestras investigaciones de la emisión no térmica producida en sistemas con estrellas de gran masa (burbujas estelares, *bow shocks*, binarias con colisión de vientos y microcuásares). Nuestro objetivo central es determinar la eficiencia de aceleración de rayos cósmicos en estos sistemas, bajo qué condiciones son capaces de ser emisores no térmicos y las características de sus campos magnéticos. Enfatizamos la relevancia del desarrollo de modelos radiativos y su retroalimentación positiva con campañas observacionales multi-frecuencia desde ondas de radio hasta altas energías (rayos X y rayos γ).

Abstract / Massive stars launch powerful, supersonic winds which carry a huge kinetic power. These can generate strong shocks capable of accelerating relativistic particles. Such particles can emit broadband non-thermal radiation. Here we present an overview of the investigations we carried out focused on the non-thermal emission produced in systems involving massive stars (stellar bubbles, stellar bow shocks, colliding-wind binaries, and microquasars). Our main goal is to determine the cosmic-ray acceleration efficiency in these systems, the conditions upon which they can become non-thermal emitters, and the characteristics of their magnetic fields. We highlight the importance of developing broadband radiation models and their virtuous feedback with multi-frequency observational campaigns comprising from radio wavelengths up to high energies (X-rays and γ rays).

Keywords / stars: massive — acceleration of particles — radiation mechanisms: non-thermal — gamma rays: stars — X-rays: stars

1. Introduction

Massive stars can potentially play a decisive role in the acceleration of Galactic cosmic rays (Seo et al., 2018; Aharonian et al., 2019). This is supported by the fact that many of these systems have been found to produce non-thermal radiation: stellar bubbles (Prajapati et al., 2019), stellar bow shocks (Benaglia et al., 2010), colliding-wind binaries (CWBs; De Becker & Raucq, 2013, and references therein), microquasars (Romero et al., 2017, and references therein) and γ -ray binaries (GBs; Dubus, 2013, and references therein).

Despite the great progress in the study of these systems, there are still open questions in the field: under what conditions can these systems produce (detectable) high-energy emission? Are some of these systems unidentified *Fermi* sources? How strong are the magnetic fields in these sources, and how do they relate with the magnetic fields in the surface of massive stars and/or magnetic field amplification mechanisms? How efficient are they at accelerating relativistic particles and what is their contribution to the Galactic cosmic-ray spectrum? In what follows we present a summary of works devoted to address these questions.

1.1. Stellar winds

Massive stars are very luminous and have intense radiation fields that can propel the outer layers of the star and accelerate them, giving rise to supersonic stellar winds. These winds are characterised mainly by two parameters, the wind terminal velocity, v_{∞} , and the mass-loss rate, \dot{M} . Typical values are $v_{\infty} \gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$ and $\dot{M} \sim 10^{-6} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, which yields a wind kinetic power $P_{\rm kin} > 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. Massive stars thus inject a huge amount of kinetic energy in the insterstellar medium (ISM) throughout their lives.

The ionised gas in the stellar winds produces thermal emission in the radio band with a spectrum $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$, with $\alpha \approx 0.6$ (e.g. Wright & Barlow, 1975). This emission is therefore stronger (and thus easier to detect) at higher frequencies. The thermal spectrum of the stellar winds can extend up to soft X-rays due to shock-heated regions in the winds (e.g. Owocki et al., 1988). However, emission at higher energies is not expected to be produced in the non-interacting winds of massive stars.

1.2. Relativistic particles: acceleration and emission

A supersonic perturbation –as the one produced on the medium by the stellar wind– propagates as a shockwave that compresses and heats the medium. Shocks can be classified as adiabatic or radiative, depending on the process that dominates the dynamics of the fluid. If the radiative timescale is longer than the dynamical timescale, then the fluid does not cool efficiently and the shock is adiabatic. Relativistic particles can be accelerated in adiabatic shocks by diffusive shock acceleration (Drury, 1983, and references therein). This process is regarded as the most likely to produce cosmic rays in astrophysical sources, as it can be very efficient for fast shocks (e.g. Protheroe, 1999). Nonetheless, turbulent magnetic reconnection could be feasible in the presence of strong enough magnetic fields (Lazarian et al., 2020, and references therein).

Relativistic particles produce non-thermal radiation through different processes. In the context of systems involving massive stars, the more relevant ones are:

- Synchrotron emission: relativistic electrons interacting with the local magnetic field. This radiation is typically observed in the radio band and is linearly polarised in a direction perpendicular to the magnetic field.
- Inverse Compton (IC) emission: relativistic electrons up-scatter low-energy photons (e.g. from a star), producing hard X-rays and γ rays.
- Proton-proton collisions: a relativistic proton interacts with a cold ambient proton or nuclei, producing neutral pions that decay in γ rays.

This emission is most likely to be observed in the radio band or at high energies (hard X-rays and γ rays). However, the observed spectral energy distribution (SED) of a source depends not only on the emission processes, but also on the radiation absorption processes. In the context of massive stars, synchrotron radiation at low radio frequencies can be significantly absorbed by the ionised stellar winds (free-free absorption). Also, high energy γ rays can be absorbed by stellar photons (photon annihilation by pair creation) in the intense stellar radiation field.

In order to calculate the intrinsic luminosity of a source, one has to first calculate the relativistic particle distribution. This is done by solving the transport equation that takes into account the injection, escape and cooling of relativistic particles.

2. Extended emission model

Let us consider the case of a stationary emitter. Many astrophysical problems can be approached at first order by using a one-zone model in which the emitter is considered homogeneous and point-like. In this case we can approximate the solution of the transport equation as^{*}

$$N(E) = \frac{t_{\text{loss}}}{E} \int_{E}^{E_{\text{max}}} Q(E') \,\mathrm{d}E', \qquad (1)$$

with $t_{\text{loss}}^{-1} = t_{\text{cool}}^{-1} + t_{\text{esc}}^{-1}$. Here t_{esc} is the escape time and t_{cool} is the total cooling time given by the different cooling processes (radiative and non-radiative).

However, a more precise calculation of the SED of a source requires to take into account the extended and inhomogeneous structure of the emitter. In addition, simulating an extended emitter allows to produce synthetic emission maps and compare their morphology with spatially-resolved observations. For doing this, we consider the emitter as a collection of one-dimensional (1-D) emitters. This treatment is not computationally expensive and is versatile enough to be applied to different scenarios, as will be described in the following sections.

In this extended emission model we consider a linear emitter made up of multiple cells. Relativistic particles are continuously been accelerated at a given cell, from where they move to the following cells due to convection in the flow. The particles lose energy via cooling processes as they propagate, changing the shape of their energy distribution at each cell. The sum of all the cells with particles coming from the acceleration cell are referred as a "linear emitter". There are as many linear emitters as acceleration cells, and each linear emitter is independent from the rest. Neglecting the width of the emitter, many linear emitters coincide in multiple cells. We call a "bunch of linear emitters" to the sum of all of these. A sketch of this scenario is presented in Fig. 1. A collection of 1-D bunches of linear emitters (e.g. sampling different orientations around an axis of symmetry) can simulate a two-dimensional (2-D) structure in the three-dimensional (3-D) space.



Figure 1: Illustration of the structures that make up the extended emitter. Left panel: different linear emitters, named as j = 1, 2, 3 according to the acceleration cell in which they start. Right panel: the linear emitters are "collapsed" into a 1-D curve, dubbed bunch of linear emitters. The cells i = 1, 2, 3 contain the sum of the particles from the different linear emitters at each location.

A detailed description of how to calculate the relativistic particle distribution in the extended emitter is provided in del Palacio et al. (2018). Here we briefly summarise the steps involved. First, particles are injected at the acceleration cell with a distribution $Q(E) = Q_0 E^{-p} \exp(E/E_{\text{max}})$; the normalisation constant Q_0 is given by the injected power at that cell (which depends on the scenario considered and the grid resolution) and E_{max} is the maximum energy of the particles, obtained by equating the acceleration and loss times at that cell. The steady-state particle distribution in this cell is $N_0(E) \approx Q(E) \times t_{\text{cell}}$, with t_{cell} (< t_{loss}) being the cell-crossing time. Particles that have an energy E arrive to the next cell with an energy $E' \leq E$

^{*}This is valid for $Q(E) \propto E^{-p}$, with $p \approx 2$.

given by the condition

$$t_{\text{cell}} = \int_{E}^{E'} \frac{t_{\text{cool}}(\tilde{E}, i)}{\tilde{E}} \,\mathrm{d}\tilde{E},\tag{2}$$

where i denotes the position along the linear emitter. From the conservation of the number of particles, the particle energy distribution evolves as

$$N(E', i+1) = N(E, i) \frac{t_{\text{cool}}(E, i+1)}{t_{\text{cool}}(E, i)}.$$
(3)

We obtain a bunch of linear emitters by repeating this procedure for different acceleration cells (i.e., different starting values of i). To model a 2-D surface, we build multiple bunches of linear emitters; this last step can be significantly simplified depending on the system geometry, in particular if it has axial symmetry.

At last, once we have the particle energy distribution at each cell of the emitter, we can calculate its radiative output and correct it for the corresponding absorption processes. We can project this emission in the plane of the sky to build synthetic emission maps, or add up the emission from all cells to obtain the total SED of the source.

Massive stars and their interactions at large scales

3.1. Stellar bubbles

The powerful stellar winds sweep up the surrounding material in the ISM, carving a stellar bubble (e.g. Weaver et al., 1977). A slow forward shock (FS) propagates in the ISM and a fast reverse shock (RS), in the stellar wind. Of particular interest are the bubbles produced by the exotic stars of spectral type WO. These stars have the fastest stellar winds (Polcaro et al., 1992) which, potentially, makes them excellent particle accelerators (see Sec. 1.2).

In Prajapati et al. (2019) we investigated the radio emission from the stellar bubble G2.4+1.4 around WR 102. This is a single WO2 star with $v_{\infty} =$ 5000 km s⁻¹ and $\dot{M} = 5.4 \times 10^{-6} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Sander et al., 2019). We observed it with the upgraded Giant Meterwave Radio Telescope (uGMRT) in Band 4 (550–850 MHz) and Band 5 (1050–1450 MHz). The uGMRT maps show a complex, multi-ringed and filamentary morphology, with spatial variations in intensity and spectral index. The average spectral index found was -0.83 ± 0.10 . This negative spectral index is compelling evidence of synchrotron emission, which is the main tracer of particle acceleration.

We developed a one-zone model to estimate the magnetic field of G2.4+1.4 assuming that its radio emission is synchrotron radiation produced by relativistic electrons. However, the same synchrotron luminosity produced by an electron population in a given magnetic field can be achieved by more energetic electrons in a weaker magnetic field. To break this degeneracy, we set a condition on how the energy is distributed between the magnetic field and the relativistic particles. From a minimum energy condition in the emitter, we estimated that the fraction of wind kinetic power injected in relativistic particles is $\chi_{\rm NT} = P_{\rm NT}/P_{\rm w} \approx 5\%$ and that the average magnetic field strength in the bubble is $B \approx 250 \ \mu\text{G}$. Relaxing the equipartition condition, we get $B = 120-770 \ \mu\text{G}$ and $\chi_{\text{NT}} \simeq 0.6 - 17\%$ (where a higher *B* corresponds to a lower χ_{NT}).

Hence, the results we presented in Prajapati et al. (2019) gave new insights on the non-thermal physical processes in the environments of isolated massive stars. In particular, we showed that these objects are capable of accelerating relativistic particles and are therefore sources of Galactic cosmic rays.

3.2. Stellar bow shocks

When a star moves with a supersonic velocity through the ISM $(V_{\star} > 30 \text{ km s}^{-1})$ it is referred as a runaway star. These can represent $\gtrsim 10\%$ of the total population of Galactic O stars (Maíz Apellániz et al., 2018). In this case, the stellar bubble gets bent into a roughly parabolic shape, forming a bow shock (Weaver et al., 1977). Stellar bow shocks have been studied mostly at infrared and optical wavelengths (e.g. Peri et al., 2015; Kobulnicky et al., 2016). Among these objects, there is one for which non-thermal radio emission was found, $BD+43^{\circ}3654$ (Benaglia et al., 2010). Studies at high energies have been unsuccessful at detecting the expected X-ray (Toalá et al., 2016; De Becker et al., 2017b; Toalá et al., 2017) or γ -ray (Schulz et al., 2014; H. E. S. S. Collaboration et al., 2018) emission from stellar bow shocks, with the possible exception of two bow shocks associated with Fermi sources by Sánchez-Ayaso et al. (2018). This motivates further theoretical work on the modelling of their non-thermal emission, building upon the pioneer model by del Valle & Romero (2012). To this end, in del Palacio et al. (2018) we developed an extended emission model for stellar bow shocks.

In the reference frame of the star, the bow shock results from the interaction between the ISM material acting as a planar wind and the spherical stellar wind. We modelled the bow shock as a thin axisymmetric shell in which the plasma flows in a laminar regime. A schematic picture of the model is shown in Fig. 2. Non-thermal particles are accelerated once a wind fluid line enters the RS, and these particles flow together with the shocked fluid. The bow shock radiation is computed from a sum of linear emitters that are symmetrically distributed around the direction of motion of the star in a 3-D space (see Sec. 2). The position of a fluid element of the bow shock in the XY plane is determined only by an angle θ (Fig. 2); an additional azimuthal angle is included only to calculate processes that depend also on the line of sight, such as anisotropic IC.

This model has essentially two free parameters: the magnetic field intensity in the BS and the fraction of the wind kinetic power transferred to relativistic particles in the RS. We assumed that the magnetic pressure is a fraction of the thermal pressure in the bow shock, such that $B(\theta) = \sqrt{\zeta_B 8 \pi P(\theta)}$, with ζ_B a free parameter that characterises the magnetic field strength. We note that the magnetic field in the shocked stellar wind can be related to the magnetic field in the stellar surface via

$$B_{\star} \le \frac{B(0)}{4} \frac{R_0}{R_{\star}} \frac{v_{\infty}}{v_{\text{rot}}},\tag{4}$$



Figure 2: Cartoon of the extended emission model for stellar bow shocks (adapted from del Palacio et al., 2018). In the reference frame of the star the ISM moves with a velocity V_{\star} . The forward shock (FS) and reverse shock (RS) are shown in solid lines. The red solid line with arrows in the shocked wind represents one of the linear emitters of the model. The position angle θ along the bow shock and the inclination angle with respect to the observer *i* are also shown.

where $v_{\rm rot}$ is the stellar rotation velocity and R_0 the distance to the apex of the bow shock (Fig. 2).

Using this emission model, in del Palacio et al. (2018) we showed that stellar bow shocks can be efficient accelerators of cosmic rays, though they are not radiatively efficient as convection losses are dominant. We also provided analytical prescriptions of the scaling of the bow shock luminosity in different energy bands with respect to various system parameters $(V_{\star}, \dot{M}, v_{\infty})$, the ISM density $n_{\rm ISM}$). Such relations can be useful to assess future observational campaigns towards other sources.

Finally, we applied this emission model to BD+43°3654, subject to the observational constraints in the radio band (Benaglia et al., 2010) and in the soft X-ray band (Toalá et al., 2016). Our results allowed us to rule out a strong magnetic field ($\zeta_B \approx 1, B \sim 100 \ \mu\text{G}$) and fast (Bohm) diffusion. We also showed that the expected γ -ray luminosity is close to the detection limit of the *Fermi* satellite for a low magnetic field ($\zeta_B \approx 0.01$, $B \sim 10 \ \mu\text{G}$). In addition, by comparing our synthetic emission maps with the observed maps by Benaglia et al. (2010), we constrained the inclination angle $i \gtrsim 60^{\circ}$, giving a tentative value of $i \sim 75^{\circ}$.

4. Massive binary systems

When two massive stars form a binary system, their powerful winds clash and form a wind-collision region (WCR). These systems are known as CWBs. In the WCR, the two-wind kinetic energy is converted into internal energy of the particles in the gas (De Becker, 2007, and references therein). On the one hand, this causes the plasma to heat up to extreme temperatures (T > 10 MK). On the other hand, a population of relativistic particles is accelerated at the strong shocks. The thermal gas can produce significant amounts of soft X-rays, whereas the non-thermal particles have distinct signatures in the bands of radio-centimetre, hard X-rays and γ rays (see Sec. 1.2). In a few cases, radio observations have resolved the WCR (e.g. Benaglia et al., 2015).

Dozens of CWBs show evidence of relativistic particle acceleration (De Becker & Raucq, 2013). The relativistic electrons accelerated at the WCR interact with the ambient magnetic field and produce synchrotron radiation. The characteristic negative spectral index of the radio SED is a key signature for identifying non-thermal processes in CWBs (e.g. De Becker et al., 2017a). Nonetheless, detection of non-thermal highenergy emission from CWBs has been scarce. The unique system η -Carinae drives an exceptionally strong colliding wind shock, and it has been detected in hard Xrays (Hamaguchi et al., 2018) and γ rays (Tavani et al., 2009a; Reitberger et al., 2015; H. E. S. S. Collaboration et al., 2020). We complete this short list with the detection of γ rays from γ^2 Vel (Pshirkov, 2016; Martí-Devesa et al., 2020) and the detection of hard X-rays (likely non-thermal) coincident with HD 93129A (del Palacio et al., 2020).

4.1. Emission model for CWBs

Many theoretical models have been developed to explain or predict the non-thermal emission from CWBs (e.g. Benaglia & Romero, 2003; Pittard & Dougherty, 2006; Reitberger et al., 2014; del Palacio et al., 2016; Pittard et al., 2020). Here we focus on the broadband emission model presented in del Palacio et al. (2016). The advantage of this model is that it incorporates the most relevant emission and absorption processes in CWBs. In the radio band, these are synchrotron emission and freefree absorption in the dense stellar wind. In the hard X-ray band, it is IC scattering of stellar photons (for synchrotron emission to reach hard X-rays, very energetic electrons and strong magnetic fields are required). In the γ -ray band, emission from both IC scattering and p-p collisions can be relevant, which has to be corrected for γ - γ absorption, especially in compact systems.

The WCR model is analogous to the one used for stellar bow shocks (Sec. 3.2). The WCR is treated as an axisymmetric 2-D shell in which the shocked winds flow in a laminar regime. The thermodynamic quantities at each shock (one for each stellar wind) are calculated using analytical prescriptions. Relativistic particles are assumed to accelerate at the adiabatic shocks in the WCR. These particles emit radiation as they move with the flow. The model has two free parameters that can be constrained but not disentangled from radio data alone: the magnetic field strength in the WCR (*B*) and the fraction of the available wind kinetic power that is transferred to relativistic particles ($f_{\rm NT}$).

4.2. Observations of HD 93129A

The system HD 93129A is one of the most massive binaries in the Galaxy. It is made up by two O2I stars with very fast $(v_{\infty} \sim 3000 \text{ km s}^{-1})$ and powerful winds $(P_{\rm w} \sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1})$. This system has an eccentric orbit with a long orbital period $(P_{\rm orb} \sim 100 \text{ yr}; \text{ Maíz}$ Apellániz et al. 2017). During the periastron passage



Figure 3: Chandra (red) and NuSTAR (black) spectra of HD 93129A close to periastron. The fitted model is a thermal component plus a non-thermal component (power-law with index $\Gamma \approx 1.9$). Taken from Fig. 4 in del Palacio et al. (2020).

in late 2018, the distance between the stars reached its minimum (~ 10 AU) and the high-energy emission was predicted to be maximum (del Palacio et al., 2016). We therefore conducted a multi-frequency observational campaign during this epoch to search for its high-energy emission, in particular with the X-ray satellites *Chandra* and *NuSTAR*, and the γ -ray satellite *AGILE*.

In del Palacio et al. (2020) we presented the results from the high-energy observational campaign. The main results were that: i) we detected an increase in the Xray flux > 2 keV of HD 93129A with respect to archival observations in 2004, and ii) we detected a hard X-ray flux > 10 keV consistent with a power-law spectrum (Fig. 3). If confirmed, this would be the second CWB detected in hard X-rays.

The WCR of HD 93129A was previously resolved in radio frequencies by Benaglia et al. (2015). Using the model presented in del Palacio et al. (2016), we could fit the radio and X-ray data altogether. We estimated that the fraction of the available wind kinetic power transferred to non-thermal electrons is $f_{\rm NT,e} \sim 0.6\%$ and that the magnetic field in the WCR is $B \sim 0.5$ G (del Palacio et al., 2020).

4.3. Polarisation in CWBs

The synchrotron emission of a source is intrinsically polarised. By studying this polarisation we can gain insight in the topology of the magnetic field. However, the observed polarisation depends on various factors, such as (Hales et al., 2017, and references therein): i) the intrinsic polarisation of the emission, which depends on the relativistic electron distribution; ii) the degree of turbulence in the magnetic field, as a disordered magnetic field greatly reduces the polarisation degree; iii) differential Faraday rotation in the plasma, which rotates the magnetic field vectors by different angles; and iv) the resolution of the instrument, as for unresolved sources the polarisation angles of different regions of the emitter get averaged and the net polarisation is diminished. We can sum this all up in the following equation (Hales et al., 2017):

$$\Pi_{\rm obs}(p,\nu) = \Pi_{\rm i}(p) \, \frac{B_0^2}{B_0^2 + B_{\rm r}^2} \, \xi(\nu), \tag{5}$$

where Π_{obs} is the observed polarisation at the frequency ν , p is the spectral index of the electron energy distribution $(N_{\text{e}} \propto E^{-p})$, $\Pi_{\text{i}}(p) = (3p+3)/(3p+7)$ is the intrinsic polarisation, B_{r} and B_0 are the random and ordered components of the magnetic field, respectively, and the function $\xi(\nu)$ takes into account additional depolarisation effects. These effects are either frequency-independent or stronger at shorter frequencies.

In a pioneer work, we conducted an observational campaign towards bright CWBs using the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA; PI: del Palacio). In Hales et al. (2017) we presented the first results of this campaign with observations at L and C bands of WR 146. No polarisation was detected for this source, with an upper limit of 0.6%. Such a low value of Π_{obs} could imply that the magnetic field in the WCR is highly turbulent. In this case the diffusion shock acceleration mechanism is less likely and other mechanisms such as turbulent magnetic reconnection could be at work (Sec. 1.2). We adapted the emission model presented in del Palacio et al. (2016) to account for particle acceleration due to magnetic reconnection. We obtained that the required magnetic field in the WCR should be $B \sim 150$ mG. Nonetheless, the low polarisation could also be attributed to depolarisation effects due to Faraday rotation in the WCR or the stellar winds, or due to the WCR being unresolved (Hales et al., 2017).

5. Massive stars in systems with compact objects

Here we address the systems in which a high-mass star is in a binary system with a compact object, either a neutron star or a stellar-mass black hole. Among these systems we find the microquasars. In a microquasar, the compact object accretes material coming from the star (either by the stellar wind or through the Roche lobe overflow), some of which is expelled in the form of two bipolar, mildly relativistic outflows known as jets (Mirabel & Rodríguez, 1994). We can think of microquasars as a small-scale version of the well-known quasars, hence their name. Given that the dynamical timescales of the systems are proportional to its mass M, processes occur $\sim 10^8$ times faster in microquasars than in quasars. This opens a window to study the connections between accretion and jet launching and collimation on human timescales (e.g. Romero et al., 2017, and references therein). Another difference between microquasars and quasars is that in microquasars the disk can reach regions much closer to the central mass. Therefore, the innermost regions of the accretion disk reach very high temperatures and are very bright in X-rays. Thus, microquasars are sources of great interest for the extreme physical conditions they present.

Here we focus on the study of high-mass microquasars (HMMQs), in which the companion star is of spectral type OB or WR. Three HMMQs have been detected as γ -ray sources: Cygnus X-3 (Tavani et al., 2009b), Cygnus X-1 (Zanin et al., 2016), and SS 433 (e.g. Bordas et al., 2015). It is not fully understood which is the mechanism responsible of the particle acceleration in the jets. However, it is clear that the powerful stellar wind should interact with the jets, leading to a rich phenomenology. In the following we summarise the results from two works devoted to the investigation of physical processes triggered by jet-wind interactions.

5.1. Jet-clump interactions

To a first order, the winds from hot, luminous stars are assumed to be symmetrical, stationary and homogeneous (Castor et al., 1975). However, dynamical instabilities in the wind can form inhomogeneities or clumps (Runacres & Owocki, 2002). Under certain conditions, in a HMMQ these clumps can penetrate into the relativistic jet and trigger the formation of strong shocks (Araudo et al., 2009; Perucho & Bosch-Ramon, 2012). Relativistic particles can be accelerated in these shocks, leading to the production of non-thermal radiation.

In de la Cita et al. (2017) a relativistic hydrodynamic simulation was used to characterise a jet-clump interaction. A non-thermal emission code was then used to calculate the radiative output of the interaction and its evolution in time, including relativistic beaming effects (a.k.a. Doppler boosting). In this way, the luminosity of a single jet-clump interaction was estimated. The next step was to take into account the rate at which these interactions occur. To this end, we assumed hierarchical composition of the wind clumps of the form (e.g. Bosch-Ramon, 2013)

$$n(R_{\rm c}) = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}V\,\mathrm{d}R_{\rm c}} = n_0 R_{\rm c}^{-\alpha},\tag{6}$$

where the index α determines the proportion between clumps of different sizes (a larger α means a larger number of small clumps). The normalisation constant n_0 was determined by assuming that the stellar wind mass is concentrated in the clumps.

By studying the rate of jet-clump interactions and their associated luminosities we concluded that (de la Cita et al., 2017): i) jet-clump interactions can contribute significantly to the γ -ray emission observed in HMMQs and even be responsible of sporadic flaring emission, and ii) different models of the structure of stellar winds could be tested by a detailed study of the γ -ray lightcurve of HMMQs.

As a final remark, a similar phenomenology to that of jet-clump interactions in HMMQs can be found in active galactic nuclei. In this case, the jets are bombarded by fast and dense clouds from the broad line region (Araudo et al., 2010; del Palacio et al., 2019).

5.2. Wind-jet interaction

Another way in which the stellar wind can affect the jet dynamics is by exerting a lateral pressure that bends the jet away from the star. In addition, the jet dynamics is also affected by the orbital motion of the system. A sketch of this scenario is shown in Fig. 4.



Figure 4: Sketch of a HMMQ in which the jet bends under the influence of the stellar wind (angle θ) and also due to the orbital motion of the compact object (CO; angle ψ). Relativistic particles are accelerated at the recollimation shock from where they flow along the jet as they emit non-thermal radiation. Adapted from Molina et al. (2019).

In Molina et al. (2019) we computed the dynamics of a curved jet in a HMMQ taking into account the aforementioned effects. We calculated the position along the jet axis at which a recollimation shock is triggered due to the jet and wind momentum fluxes balancing each other in the y-axis direction (perpendicular to the jet propagation). Relativistic electrons accelerated at the recollimation shock flow along the jet as they cool via radiative and non-radiative processes. The particle distribution and its non-thermal emission were calculated using the formalism described in Sec. 2. In this case, the jet was modelled as a single bunch of linear emitters. In addition, Doppler boosting effects were included in the model as the jet is mildly relativistic.

Most of the emission of the jet is produced at spatial scales of the order of the binary system ($z \leq a$ in Fig. 4). Thus, the non-thermal emission from the jet is expected to be modulated by the orbital period. In Molina et al. (2019) we used our non-thermal emission model to study this variability at different energy bands, from soft X-rays to very high energy γ rays. The predicted lightcurves resulted asymmetrical due to the helical structure of the jet combined with the Doppler boosting effects. We showed that accurate phase-resolved lightcurves from GeV to TeV energies would allow to tightly constrain the model parameters (such as the system inclination *i*, jet Lorentz factor, and magnetic field intensity in the jet).

5.3. γ -ray binaries

As their name indicates, GBs are systems very luminous in γ rays. These are mostly associated with young pulsars with a strong relativistic wind, although it is not clear if at least some of them could be HMMQs (Dubus, 2013, and references therein). Several authors addressed the physics of GBs using a one-zone approximation (e.g. Paredes & Bordas, 2019, and references therein). The most likely explanation for the very high γ -ray luminosity in GBs is IC scattering of stellar photons by relativistic electrons. However, both this emission process and the γ - γ absorption depend on the relative position between the emitter, the massive star and the observer (e.g. del Palacio et al., 2015): when the star is in front of the emitter (with respect to the observer), the IC emission is stronger, but so is the γ - γ absorption.

In del Palacio et al. (2015) we investigated to what extent the high-energy emission from GBs can be explained by a single electron population in a one-zone model. We selected the well-known system LS 5039 as a test bed for our study. In our model we considered a stationary and homogeneous one-zone emitter. The particle energy distribution was calculated using Eq. 1, with a normalisation constant such that the predicted flux in the GeV energy band matched the observed one with Fermi. We then explored exhaustively how the emitterstar-observer geometry shapes the observed SED. We concluded that it is not possible to reconcile the observed SED and variability in LS 5039 with a singleelectron population. In addition, the emitter is most likely extended and inhomogeneous, with a low magnetic field and a relativistic speed (i.e., Doppler boosting effects are important). Some of these effects were successfully included by Molina & Bosch-Ramon (2020) using a similar model to the one presented in Sec. 5.2 in the context of a pulsar-star binary.

6. Conclusion

Massive stars play an important role in the acceleration of cosmic rays and high-energy emission. We developed one-zone and multi-zone models which can be applied to different astrophysical scenarios involving massive stars. We highlight the importance of a multi-frequency approach when studying these objects; additional information to take into account are morphological, timing and polarimetric properties of the emission. Finally, the virtuous feedback between theoretical models and dedicated observational campaigns seems paramount to expand our knowledge on non-thermal sources.

Acknowledgements: S.d.P. thanks the Varsavsky Foundation and the Asociación Argentina de Astronomía for the Carlos M. Varsavsky award to the best PhD thesis in astronomy in the period 2018–2019 (Argentina). S.d.P. acknowledges support by CONICET (PIP-0102) and ANPCyT (PICT-2017-2865). S.d.P. and G.E.R. were also supported by CONICET (PIP 2014-00338). V.B-R. and G.E.R. acknowledge financial support by the Spanish Ministerio de Economía, Industria y Competitividad (MINE-ICO/FEDER, UE) under grant AYA2016-76012-C3-1-P, from the State Agency for Research of the Spanish Ministry of Science and Innovation under grant PID2019-105510GB-C31 and through the "Unit of Excellence María de Maeztu 2020-2023" award to the Institute of Cosmos Sciences (CEX2019-000918-M), and by the Catalan DEC grant 2017 SGR 643. V.B-R. is Correspondent Researcher of CONICET at the IAR.

References

Aharonian F., Yang R., de Oña Wilhelmi E., 2019, Nat. As-

tron., 3, 561

- Araudo A.T., Bosch-Ramon V., Romero G.E., 2009, A&A, 503, 673
- Araudo A.T., Bosch-Ramon V., Romero G.E., 2010, A&A, 522, A97
- Benaglia P., Romero G.E., 2003, A&A, 399, 1121
- Benaglia P., et al., 2010, A&A, 517, L10
- Benaglia P., et al., 2015, A&A, 579, A99
- Bordas P., et al., 2015, ApJL, 807, L8
- Bosch-Ramon V., 2013, A&A, 560, A32
- Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
- De Becker M., 2007, A&A Rv, 14, 171
- De Becker M., Raucq F., 2013, A&A, 558, A28
- De Becker M., et al., 2017a, A&A, 600, A47
- De Becker M., et al., 2017b, MNRAS, 471, 4452
- de la Cita V.M., et al., 2017, A&A, 604, A39
- del Palacio S., Bosch-Ramon V., Romero G.E., 2015, A&A, 575, A112
- del Palacio S., Bosch-Ramon V., Romero G.E., 2019, A&A, 623, A101
- del Palacio S., et al., 2016, A&A, 591, A139
- del Palacio S., et al., 2018, A&A, 617, A13
- del Palacio S., et al., 2020, MNRAS, 494, 6043
- del Valle M.V., Romero G.E., 2012, A&A, 543, A56
- Drury L.O., 1983, RPPh, 46, 973
- Dubus G., 2013, A&A Rv, 21, 64
- H. E. S. S. Collaboration, et al., 2018, A&A, 612, A12
- H. E. S. S. Collaboration, et al., 2020, A&A, 635, A167
- Hales C.A., et al., 2017, A&A, 598, A42
- Hamaguchi K., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 731
- Kobulnicky H.A., et al., 2016, ApJS, 227, 18
- Lazarian A., et al., 2020, Phys. Plasmas, 27, 012305
- Maíz Apellániz J., et al., 2017, MNRAS, 464, 3561
- Maíz Apellániz J., et al., 2018, A&A, 616, A149
- Martí-Devesa G., et al., 2020, A&A, 635, A141
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, Nature, 371, 46
- Molina E., Bosch-Ramon V., 2020, A&A, 641, A84
- Molina E., del Palacio S., Bosch-Ramon V., 2019, A&A, 629, A129
- Owocki S.P., Castor J.I., Rybicki G.B., 1988, ApJ, 335, 914
- Paredes J.M., Bordas P., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1901.03624
- Peri C.S., Benaglia P., Isequilla N.L., 2015, A&A, 578, A45
- Perucho M., Bosch-Ramon V., 2012, A&A, 539, A57
- Pittard J.M., Dougherty S.M., 2006, MNRAS, 372, 801
- Pittard J.M., Vila G.S., Romero G.E., 2020, MNRAS, 495, 2205
- Polcaro V.F., et al., 1992, A&A, 265, 563
- Prajapati P., et al., 2019, ApJL, 884, L49
- Protheroe R.J., 1999, M.A. Duvernois (Ed.), Topics in Cosmic-Ray Astrophysics, vol. 230, 247
- Pshirkov M.S., 2016, MNRAS, 457, L99
- Reitberger K., et al., 2014, ApJ, 789, 87
- Reitberger K., et al., 2015, A&A, 577, A100
- Romero G.E., et al., 2017, SSRv, 207, 5
- Runacres M.C., Owocki S.P., 2002, A&A, 381, 1015
- Sánchez-Ayaso E., et al., 2018, ApJ, 861, 32
- Sander A.A.C., et al., 2019, A&A, 621, A92
- Schulz A., et al., 2014, A&A, 565, A95
- Seo J., Kang H., Ryu D., 2018, J. Korean Astron. Soc., 51, 37
- Tavani M., et al., 2009a, ApJ, 698, L142
- Tavani M., et al., 2009b, Nature, 462, 620
- Toalá J.A., Oskinova L.M., Ignace R., 2017, ApJL, 838, L19
- Toalá J.A., et al., 2016, ApJ, 821, 79
- Weaver R., et al., 1977, ApJ, 218, 377
- Wright A.E., Barlow M.J., 1975, MNRAS, 170, 41
- Zanin R., et al., 2016, A&A, 596, A55

Neutron Stars Today

J.E. Horvath¹

¹ Insituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, 05508-090 São Paulo SP, Brasil

Contacto / foton@iag.usp.br

Resumen / Las estrellas de neutrones de hoy no son lo que solían ser. Varios mitos sobre sus orígenes y propiedades han sido refutados por la disponibilidad de nuevas observaciones. Presentamos el estado del conocimiento actual sobre sus eventos de nacimiento y propiedades, centrándonos en la distribución de masas, que ahora sabemos que es al menos bimodal. Argumentamos que las binarias relativistas tipo "araña" pueden producir las estrellas de neutrones más pesadas, y posiblemente los agujeros negros más livianos de la Naturaleza. El (delicado) asunto de la masa máxima se discutirá con referencia a i) determinaciones directas; ii) herramientas estadísticas y iii) análisis de eventos de ondas gravitacionales. En general, mostraremos que está surgiendo una nueva perspectiva de estos objetos.

Abstract / Neutron stars today are not what they used to be. Several myths about their origins and properties have been refuted by the availability of new observations. We present the status of the present knowledge about their birth events and properties, focusing on their mass distributions, which is now known to be at least bimodal. We argue that "spider" relativistic binaries may produce the heaviest neutron stars and possibly the lightest black holes in Nature. The (delicate) issue of the maximum mass will be discussed with reference to i) direct determinations; ii) statistical tools and iii) analysis of gravitational waves events. Overall, we shall show that a new perspective of these objects is emerging.

Keywords / stars: neutron

1. Introducción

Hace no mucho tiempo atrás, la comunidad de la Astrofísica de Altas Energías estaba convencida por argumentos teóricos y datos empíricos de que las estrellas de neutrones (en adelante NS, por sus siglas en inglés) tenían una masa característica y prácticamente única de ~ 1.4 M_{\odot}. A pesar de que las densidades esperadas en sus interiores estaban por encima de la saturación nuclear ($\rho_{\rm c} \sim 10^{15} {\rm g \, cm^{-3}}$) sugiriendo fuertemente que los neutrones debían estar interactuando y, por lo tanto, el papel de las interacciones hadrónicas repulsivas tenía que ser importante, la coincidencia numérica con la célebre masa de Chandrasekhar llevó a postular que este valor observado era algún tipo de "huella" impresa en el nacimiento, y así la cuestión de cuán altas pueden ser las masas de NSs reales quedó en un segundo plano. Sin embargo, hubo un acuerdo general sobre la masa teórica "máxima" obtenida para los modelos con simetría esférica según el valor derivado por Rhoades y Ruffini utilizando una ecuación de estado con rigidez máxima $P = \rho$ (el llamado límite causal; Rhoades & Ruffini, 1974), que se mantiene como una especie de referencia "absoluta" alrededor de $3.2 \, \mathrm{M}_{\odot}$. Sin embargo, nadie creía que las massas reales estuviesen cerca del valor extremo de Rhoades-Ruffini, ni siquiera que superasen el valor denominado "canónico" de 1.4 M_{\odot} de las observaciones.

Veinte años después, nos enfrentamos a una situación mucho más incierta pero también mucho más interesante. Todavía estamos aprendiendo sobre los extremos de la distribución de masas, su forma y su asociación con los sistemas y eventos astrofísicos. La Fig. 1 muestra el conjunto de masas medidas a finales de 2020 (compilación de L.S. Rocha). Está claro que una distribución de masa única alrededor de 1.4 M_☉ ya no es una buena descripción, como ya se discutió en Valentim et al. (2011). Los ejemplos de NSs más "livianas" ($1.174 \pm 0.004 M_{\odot}$; Martinez et al., 2015) y más "pesadas" ($2.14^{+0.01}_{-0.09} M_{\odot}$; Cromartie et al., 2019) están lejos de la antigua escala única, y la distribución tiene límites más amplios y una estructura definida de múltiples picos, como veremos a continuación. Además, las observaciones de sistemas de dos NSs que fusionan a través de la Astronomía de ondas gravitacionales (GW por sus siglas en inglés) también están contribuyendo al conocimiento de las binarias, ya que en algunos casos se calculan las masas individuales.

Hay varias preguntas naturales para hacer: ¿qué tipo de sistemas son los progenitores de las supernovas (SN) que dan origen a las NSs? ¿Podemos asociar los eventos de nacimiento y las historias de SN con las masas observadas con confianza? ¿Cuál es la masa máxima presente en la naturaleza? ¿De qué tipo de materia están compuestas las NSs? La diferencia de estos acertijos de larga data con lo que vemos en el siglo XX es que algunas respuestas comienzan a surgir, lo que hace que el campo de estudio sea muy dinámico y se desarrolle rápidamente. Algunas respuestas parciales a estas preguntas se discutirán a continuación.

2. Medidas de las masas de las NSs

La metodología para determinar las masas de NSs en sistemas binarios, que constituyen la gran mayoría dis-

ponible, generalmente se basa en las mediciones precisas de parámetros orbitales complementados con algún tipo de información adicional proveniente de datos espectrales y/o fotométricos. La presencia de eclipses en algunos sistemas se aprovecha para aumentar la precisión de las mediciones, cuando están presentes. Dado que en general los modelos para la curva de luz o cualquier otro observable contienen incertidumbres, éstos se traducen en una barra de incertidumbre correspondiente para la masa de la NS. Nótese que esto es diferente de un error observacional. Se puede encontrar una discusión completa de estos procedimientos en Ozel & Freire (2016) y referencias en ese trabajo. Existen otras formas de determinar masas, por ejempo, con el análisis de explosiones de rayos X asociadas a la acumulación de materia y posterior ingnición de materia acretada por una NS, pero no resultan universalmente aceptadas.

Un tipo de determinación particular que resultó ser muy importante para un avance sustancial de la precisión y exactitud de las mediciones es el llamado Shapiro delay. Este es el efecto del retraso de los pulsos generados en la NS cuando "caen" en el pozo gravitacional de una compañera, con variación periódica que acompaña la órbita y dependencia calculable según la Relatividad General. Idealmente, la órbita debe ser tal que el haz de pulsos pase casi colinear con la compañera (órbita edge on) y ésta debe producir un campo gravitacional sustancial para que el Shapiro delay sea mensurable, por eso se han investigado los sistemas NS–WD (WD: enana blanca, por sus siglas en inglés) con compañeras WD tan masivas como sea posible encontrar. Actualmente se encuentran disponibles dos muy buenas mediciones: PSR J1614–2230, con masa 1.928 \pm 0.017 $\rm M_{\odot}$ (Fonseca et al., 2016) y MSP J0740+6620, con 2.14 $^{+0.10}_{-0.09} \rm M_{\odot}$ (Cromartie et al., 2019), mientras se están estudiando algunos sistemas similares. La cuestión de la "exactitud" comparada a la "precisión" es de gran importancia para todos los métodos, aunque el Shapiro delay es el menos afectado: las determinaciones que emplean algún tipo de ajuste del modelo pueden contener errores sistemáticos y sus incertidumbres son grandes en muchos casos, dependiendo del método utilizado. De esta forma, la determinación de masa puede ser muy precisa sin ser exacta, cuando está afectada por errores sistemáticos en la propia medida o en el procedimiento usado para la extracción de la masa. Por ejemplo, el pulsar de Demorest et al. (2010) fue reevaluado por Fonseca et al. (2016) y su masa bajó en $\sim 0.05 \ M_{\odot}$ precisamente por la corrección de una incerteza sistemática. Sin embargo, es justo decir que una muestra de ~ 80 objetos clasificados en cuatro clases principales de sistemas ha mejorado sustancialmente la situación con respecto al puñado de puntos (principalmente provenientes de estrellas de neutrones dobles, DNS) disponibles hace 20 años. La Fig. 1 muestra este conjunto, analizado en la sección siguiente para extraer propiedades relevantes.

Entre los diversos tipos de binarias, nos gustaría señalar una clase de sistemas relativistas interactuantes que creemos particularmente importante para la búsqueda del extremo de alta masa de la distribución y, de hecho, para la cuestión de la masa máxima formada en la naturaleza. El grupo de las llamadas "viudas



Figura 1: Distribución de masas observada, separada en cuatro grandes grupos. La línea vertical corresponde al valor de 1.4 M_☉. Es evidente que existen valores mucho mayores y mucho menores con incertezas relativamente pequeñas, y que una distribución con un único máximo es inadecuada, aún considerando solamente las DNS en las cuales se han medido recientemente $M \geq 1.6 \, M_{\odot}$ con errores minúsculos.

negras"/redbacks (ahora conocido conjuntamente como "arañas") ha ido creciendo en los últimos años y parece ser el resultado del efecto combinado de la retroiluminación sobre el donante durante la fase de acreción (redback) y la ablación por el viento del pulsar reciclado más tarde (viuda negra). Los cálculos que incluyen estos dos efectos físicos han demostrado la existencia de travectorias que conectan ambas ramas (Fig. 2), por lo que es posible que algunos *redbacks* se conviertan en viudas negras más adelante en sus vidas. La característica que es importante aquí es la larga vida de la fase de acreción, del orden de varios Giga-años. En base a esta inferencia, y siempre que la fracción de la masa donada que termina en la NS no sea demasiado pequeña, se espera que se agregue $\sim 1 \ M_{\odot}$ a la NS, que por su parte "no" tiene por qué haber nacido con $1.4 M_{\odot}$. Incluso es posible que, en algunos casos, la NS supere el límite de la masa de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (M_{TOV} ; máximo valor posible de una NS antes de sufrir la inestabilidad relativista), sin importar cuán alto sea este último, y forme un agujero negro (BH, por sus siglas en inglés) de baja masa (Horvath et al., 2020). Las dificultades pa-



Figura 2: Una trayectoria típica de un sistema "araña", con indicación de los tiempos evolutivos para alcanzar cada punto en el plano período orbital-masa de la compañera (Benvenuto et al., 2012). El sistema fue computado a partir del nacimiento de la NS con una compañera normal de 1.5 M_{\odot} y un período orbital ~ 1 d. Después de unos ~ 5 Giga-años, el período orbital pasa por un mínimo, después de trasferir ~ 1 M_{\odot} de la compañera (aunque sólo una fracción de esta masa es efectivamente incorporada a la NS). En este punto la donora está semi-degenerada, y así se "expande" cuando pierde más masa. El sistema se va abriendo en dirección al ángulo superior izquierdo ocupado por las "viudas negras".

ra la identificación de casos tan extremos son muchas, pero dentro de este escenario podemos esperar que los *redbacks* y sus descendientes viudas negras sean muy masivos, expectativa confirmada por varias determinaciones directas (tal como ejemplificado en la Tabla 1) y que puede ser considerada una predicción de las trayectorias evolutivas calculadas por Benvenuto et al. (2012).

Finalmente, es importante recordar que las observaciones de eventos de fusión a través de GWs están agregando un nuevo matiz a la cuestión de las masas de las NSs y su presencia en binarias. La celebrada fusión NS-NS GW170817 (Abbott et al., 2019) ha permitido una variedad de estudios que incluyen la nucleosíntesis en la eyección, la producción de un estallido de rayos gama (Ajello et al., 2018) y otros, revelando pistas importantes sobre las mismas NSs y sistemas binarios. Si bien la mayoría de los trabajos han asumido, por ejemplo, que un sistema DNS simétrico fue el progenitor de GW170817, otro evento (GW190425; Abbott et al., 2020a) reveló una masa total de 3.4 M_{\odot} , desafiando la idea de que ambas masas deben ser idénticas y cercanas al valor $1.4 M_{\odot}$. Además, otro evento (GW190408) ha mostrado un componente muy peculiar de masa $2.5-2.65 \,\mathrm{M}_{\odot}$ fusionándose con un BH de gran masa de 26 M_{\odot} (Abbott et al., 2020b). No se sabe si el primero es una NS o un BH de baja masa (nunca observado hasta ahora), y existe un alto grado de interés en este objeto en cualquiera de los casos, como veremos en la siguiente sección.

Tabla 1

Nombre	Masa (M_{\odot})	Tipo
3FGL J2039.6-5618	$2.04^{+0.37}_{-0.25}$	(Candidato <i>Redback</i>)
PSR J1311–3430	1.8 - 2.7	Viuda Negra
PSR J2215+5135	2.27 ± 0.16	Redback
PSR B1957 + 20	2.4 ± 0.12	Viuda Negra

Análisis de la distribución: en busca de la masa máxima

Nuestro grupo ha abordado la estructura de la distribución de masa en trabajos anteriores (Horvath & Valentim, 2016; Rocha et al., 2019), y aquí resumimos los principales resultados, antes de centrar la atención en el importante problema de la masa máxima. La parametrización más empleada para el número de NSs, \mathcal{N} , tiene la forma de múltiples gaussianas, cada una de la forma

$$\mathcal{N}(m) \propto \exp\left[-\frac{(m-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right].$$
 (1)

Dentro de un formalismo frecuentista, después de ajustar los parámetros se puede aplicar un test de hipótesis (Kolmogorov-Smirnov, Anderson-Darling o cualquier otro) para evaluar la calidad de esta distribución para describir los datos. Nuestros resultados han demostrado que una escala de masa simple con $\mu_0 = 1.4 \text{ M}_{\odot}$ siempre es desfavorecida cuando se compara a una escala de dos o tres masas (Rocha et al., 2019). Esto indica que incluso una gaussiana "amplia" centrada en el valor "antiguo" 1.4 M_☉ no es un buen ajuste de la distribución en la Fig. 1, siempre dentro de un tratamiento frecuentista.



Figura 3: Masa máxima de una NS como el valor a 3 σ del máximo gaussiano en ~ 1.78 M_{\odot}, la segunda escala de masa presente en la distribución. Esta segunda gaussiana es muy ancha y aún las masas ≥ 2.5 M_{\odot} tienen una probabilidad finita.

Para examinar más detalladamente esta afirmación, hemos construido una probabilidad condicional basada en el enfoque Bayesiano (Kass & Raftery, 1995), obteniendo resultados similares (Rocha et al., 2019)). En este análisis los parámetros óptimos son el resultado del proceso. La mezcla de múltiples picos (multimodal) siempre tiene preferencia sobre la de un solo pico (unimodal). Estos resultados confirman el análisis anterior de Horvath & Valentim (2016) y revelan la insuficiencia de una única escala 1.4 M_{\odot}. Los valores típicos indicados por el cálculo son $\mu_1 = 1.38 \, M_{\odot} \, y \, \mu_2 = 1.78 \, M_{\odot}$, levemente diferentes de las inferencias frecuentistas.

Una pregunta diferente y más sutil es: ¿cuál es la masa máxima permitida por la distribución observada? Una posibilidad simple es considerar la masa máxima como el valor a 3σ del pico gaussiano de masa más alto. Con los resultados Bayesianos obtenidos, $\mu_2 = 1.78 \text{ M}_{\odot}$ y $\sigma_2 = 0.28$, la respuesta se muestra en la Fig. 3. La masa máxima alcanza un pico en $\sim 2.5~M_{\odot}$ y tiene un cierto ancho porque en este formalismo es un umbral probabilístico, no absoluto. Sin embargo, uno puede mejorar esta estimativa dentro del enfoque Bayesiano e introducir $M_{\rm max}$ como un parámetro adicional, a ser determinado junto con μ_i, σ_i , etc. El resultado se muestra en la Figura 4. A pesar de que el valor obtenido no es muy pronunciado, vemos que alcanza su punto máximo aproximadamente en la misma posición. Esto significa que de la muestra de la Fig. 1 solamente debemos esperar una masa máxima muy alta y, por lo tanto, los puntos bien medidos alrededor de 2 ${\rm M}_{\odot}$ todavía están lejos del máximo real M_{max} . De esta forma, tomado al pie de la letra, este análisis sugiere que el objeto de $\sim 2.5 \ M_{\odot}$ en el evento GW190408 bien puede ser una NS. No hay nada de absurdo en tal afirmación desde el punto de vista de la muestra de masas existente, aunque tampoco está probado que sea realmente así. Finalmente notamos que un estudio reciente de las binarias que fusionan detectadas en GWs (Abbott et al., 2020) encontró un gap entre el objeto de $\sim 2.5 M_{\odot}$ en GW190408 y el siguiente BH más ligero, con ~ 6 M_{\odot} , sugiriendo nuevamente el carácter de NS de éste que queda del lado de las NSs.



Figura 4: Masa máxima de una NS calculada mediante la introducción de un "parámetro independiente" $M_{\rm max}$ que trunca por la derecha el segundo pico gaussiano. La distribución de probabilidad es ancha, pero el valor central aparece como resultado directo de los datos, con elevada probabilidad y en el mismo lugar, reforzando la idea de que una $M_{\rm max} \sim 2.5~{\rm M}_{\odot}$ es perfectamente viable.

4. Formación de NSs: el panorama teórico

La relación de la masa de una estrella en la Secuencia Principal y su destino final es un asunto de larga data, y el límite entre el llamado "tipo solar" y el "masivo" es de particular interés aquí debido a los eventos que producen NSs. A lo largo de los años, se ha identificado una primera escala masiva $M_{\rm up}$ como la máxima masa en la Secuencia Principal que produce una WD como remanente (Fig. 5). Las estrellas por encima de ~ 7.5 M_☉ son las que se cree que son suficientemente masivas como para encender el carbono en sus centros. Se cree que la masa mínima para la producción de una NS después de un evento explosivo es ligeramente más alta, ~ 8 M_☉, pero con una incertidumbre mayor indicada con un signo de interrogación (ver Doherty et al., 2017, para una amplia discusión sobre este tema).



Figura 5: Límites de masa de acuerdo con la Teoría de la Evolución Estelar para metalicidad solar Z = 0.01. Las estrellas hasta la primera escala de masa $M_{\rm up}$ en la Secuencia Principal formarán WDs. La masa mínima para formar NSs por captura electrónica se denomina $M_{\rm n}$. Las estrellas más masivas que un límite $M \geq 9 \, {\rm M}_{\odot}$ son consideradas "verdaderamente masivas", en el sentido de que consiguen la ignición de todos los combustibles nucleares y forman un núcleo de hierro. Los nombres entre paréntesis son alternativos para estas cantidades según se encuentran en la literatura especializada.

Esta segunda escala de masa importante $M_{\rm n}$ es el umbral por encima del cual los núcleos pueden sufrir capturas electrónicas y los progenitores explotan como supernovas de captura electrónica, formando NSs. Los colapsos de las SN de captura electrónica comienzan con la reducción de la fracción de electrones por barión $Y_{\rm e}$ porque las reacciones de captura en Mg y Ne son acompañadas por la pérdida de soporte de presión y el colapso del núcleo se alcanza para un valor prácticamente fijo de la masa, 1.375 M_{\odot} (su "valor de Chandrasekhar"). La explosión es impulsada por la energía liberada por la quema de oxígeno en equilibrio estadístico nuclear y, por lo tanto, el evento está más cerca de un evento termonuclear de tipo Ia (una afirmación de la identificación de una SN de captura electrónica SN2018zd, que muestra todas las características esperadas, fue publica-



Figura 6: Valor de la masa de las estrellas que forman WDs como función de la metalicidad, de acuerdo con los cálculos de Siess (2007) (diamantes, curva superior), Doherty et al. (2017) (estrellas, curva del medio) y Umeda et al. (1999) (triángulos, curva inferior).

da recientemente por Hiramatsu et al., 2020). Se deduce que una NS de masa casi fija con $M \sim 1.25 \,\mathrm{M}_{\odot}$ debería formarse después de la emisión de la energía de ligadura del núcleo. Los progenitores de baja masa son los más abundantes entre los progenitores explosivos, como se ve fácilmente en la forma de la función de masas estelares iniciales (IMF por sus siglas en inglés). Por lo tanto, un grupo de NSs "livianas" debería destacarse en la distribución de masa (Schwab et al., 2010). Sin embargo, confirmar su presencia no es fácil ni siquiera con las herramientas Bayesianas, un alto grado de confianza requeriría una muestra más completa (Rocha et al., 2019). Finalmente, se cree que por encima de una masa crítica $M_{\rm mas}$ se encienden todos los ciclos nucleares y se produce la formación de un núcleo de hierro.

Para dar una idea del tipo de incertidumbre en cada cálculo, y de la dependencia de estas masas-umbral con la metalicidad, mostramos en las Figs. 6 y 7 algunos ejemplos seleccionados, que evidencian un buen acuerdo para valores solares, pero también diferencias importantes para los progenitores de baja metalicidad.

Se cree que las explosiones y la formación de NSs dependen no sólo de la evolución hasta la pre-SN, sino también del entorno (aislado o binario) del progenitor. Abordemos primero los resultados de los progenitores aislados. Algunos grupos que realizan simulaciones de SNs de progenitores aislados han obtenido NSs masivas (aunque no demasiado) con masas gravitacionales de hasta ~ 1.9 M_{\odot} más o menos, pero nunca por encima de 2 M_{\odot} (Sukhbold et al., 2016; Ugliano et al., 2012).

Además, la sistemática de los resultados han indicado la formación alternada de NSs y BHs, por lo tanto no habría límite entre los progenitores que producen NSs y los que producen BHs, algo esperado desde un punto de vista general. Varios efectos contribuyen para esta intermitencia, entre los cuales se cuenta el tratamiento de la convección. Esto contrasta con los resultados (formación monótona) obtenidos por otros grupos, en los que no sólo resultan NSs bastante masivas en algunos casos, sino que aparecen hasta alguna masa límite, antes de que la producción de BHs se convierta en la regla (Burrows & Vartanyan, 2020). Estos problemas no parecen estar resueltos y son bastante importantes para el cuadro general. Como ejemplo, Deng et al. (2020) argumentan que una de las mayores masas de NSs determinadas con confianza, la de PSR J1640+2224, no se ajusta bien a las expectativas orbitales y, por lo tanto, su masa reflejaría el valor de la formación. Por lo tanto, se debe examinar más de cerca la formación de NSs en sistemas binarios.

Estudiar las explosiones en sistemas binarios resulta una tarea más difícil que la formación aislada. La prescripción general utilizada hasta ahora era la de remover "a mano" el envoltorio en el cálculo, simulando el efecto de la compañera (Ertl et al., 2020), aunque últimamente empiezan a aparecer en la literatura algunas prescripciones más sofisticadas (Patton & Sukhold, 2020). El resultado general muestra algunas masas de NSs por encima de los equivalentes en el cálculo evolutivo aislado (Woosley et al., 2020; Ertl et al., 2020), aunque es prematuro afirmar que se obtiene algo así como una distribución de masa bimodal o trimodal como discutimos en la sección anterior. Paradójicamente, cálculos precedentes mucho más esquemáticos (Timmes et al., 1996) sugerían precisamente una distribución bimodal de masas de NSs con los valores encontrados por Valentim et al. (2011).

Finalmente, la posibilidad de formar NSs por el Colapso Inducido por Acreción (AIC, por sus siglas en inglés) de una WD (en el que las capturas superan la ignición de ¹²C, evitando una SN termonuclear) ha sido considerada durante años. Se han estudiado (Wang & Liu, 2020) los llamados canales single-degenerate y double-degenerate, en analogía con los eventos de supernovas de Tipo Ia, pero la incertidumbre en la cantidad y frecuencia de los isótopos exóticos producidos y eyectados complica la estimación de la tasa de eventos. De hecho, el trabajo pionero de Fryer et al. (1999) señaló en primer lugar que una alta tasa de AIC contaminaría demasiado la galaxia, pero no se puede descartar la posibilidad de que finalmente la eyección real sea insignificante. Esto último haría que este canal ganara importancia para el conjunto de las NSs. Cabe destacar que se podría producir casi cualquier masa de NS, especialmente en el canal double-degenerate, y podría haber así una forma de producir NSs muy masivas desde el nacimiento, pero sin que exista una SN.

5. Conclusiones

Hemos discutido en este trabajo varias cuestiones sobre los orígenes y masas de las estrellas de neutrones de acuerdo con los últimos trabajos teóricos y observacionales. Como resumen podemos señalar que:

• No existe una masa de estrellas de neutrones "canónica". Existe un pico de NSs en la muestra alrededor de este valor, pero también valores diferentes, posiblemente hasta ~ 1 M_{\odot} más masivos, o ~ 0.4 M_{\odot} más leves que el valor "antiguo".



Figura 7: Valor de $M_{\rm mas}$ para diferentes metalicidades, de acuerdo con los resultados de Siess (2007) (cuadrados, curva superior), Doherty et al. (2017) (puntos, curva del medio) y Eldridge & Tout (2004) (triángulos, curva inferior).

- El estado del gap de masa entre SN y BH aún no está claro. No se han visto BHs "livianos" (es decir, 3 M_☉), aunque esto todavía podría deberse a efectos de selección. Es importante seguir buscándolos. El componente de ~ 2.5 M_☉ en el evento GW190408 bien puede ser una NS o uno de los BH más livianos.
- Los modelos teóricos de NSs deben usar ecuaciones de estado duras para producir masas altas, posiblemente cercanas al límite de Rhoades-Ruffini, aunque el valor exacto de $M_{\rm TOV}$ es aún incierto.
- Los GW de la fusión de NS-NS y posiblemente de las fusiones de NS-BH podrían ser cruciales para la determinación de M_{TOV} conjuntamente con los estudios de sistemas locales.
- Las simulaciones de SNs han alcanzado un alto nivel de sofisticación, pero todavía existen diferencias importantes entre los resultados de los diferentes grupos. No está claro si las NSs masivas, con $M \ge 2 M_{\odot}$, se pueden formar directamente, si las NSs se forman hasta un cierto valor, seguido de formación de BHs, o si esta secuencia ordenada se "mezcla", y cómo es que el resultado final depende de factores relevantes (binaridad, tratamiento de la física anterior a la explosión de SN, etc.).
- Hay evidencia de la existencia de NSs con masas significativamente por debajo de 1.25 M_☉, y éstas deben formarse a partir del colapso de núcleos de hierro livianos, no por la captura de electrones en núcleos de O-Mg-Ne degenerados que producen masas un

poco mayores. Es importante para la Evolución Estelar que se determine este extremo inferior de la distribución, ya que está directamente relacionado con el valor de $M_{\rm mas}$ y con el estado físico del núcleo.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado por el CNPq (Governo Federal, Brasil) y la Agencia Fapesp (Estado de São Paulo, Brasil). El autor agradece la invitación para participar en la Reunión Anual de la AAA a la Presidenta del Comité Organizador Científico, Estela Reynoso.

Referencias

- Abbott B., et al., 2019, Phys. Rev. X, 9, 011001
- Abbott B., et al., 2020a, ApJL, 892, L3
- Abbott R., et al., 2020, arXiv preprint arXiv:2010.04533
- Abbott R., et al., 2020b, ApJL, 896, L44
- Ajello M., et al., 2018, ApJL, 861, 85
- Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J., 2012, ApJL, 753, L33
- Burrows A., Vartanyan D., 2020, arXiv:2009.14157
- Cromartie H.T., et al., 2019, Nat. Astron., 1–5
- Demorest P., et al., 2010, Nature, 467, 1081
- Deng Z.L., et al., 2020, ApJ, 892, id.4
- Doherty C.L., et al., 2017, PASA, 34, e056
- Eldridge J.J., Tout C.A., 2004, MNRAS, 353, 87
- Ertl T., et al., 2020, ApJ, 890, 51
- Fonseca E., et al., 2016, ApJ, 832, 167
- Fryer C., et al., 1999, ApJ, 516, 892
- Hiramatsu D., et al., 2020, arXiv preprint arXiv:2011.02176
- Horvath J., et al., 2020, Sci. China Phys. Mech., 63, id.129531
- Horvath J.E., Valentim R., 2016, Handbook of Supernovae, Eds. A.W. Alsabtu and P. Murdin, arXiv:1607.06981, 1317–1329
- Kass R.E., Raftery A.E., 1995, J. Am. Stat. Assoc., 90, 773
- Martinez J., et al., 2015, ApJ, 812, 143
- Özel F., Freire P., 2016, ARA&A, 54, 401
- Patton R.A., Sukhold T., 2020, arXiv preprint ar-Xiv:2005.03055
- Rhoades C.E., Ruffini R., 1974, PhRvL, 32, 324
- Rocha L.S., et al., 2019, Astron. Nachr., 340, 957
- Schwab J., Podsiadlowski P., Rappaport S., 2010, ApJ, 719, 722
- Siess L., 2007, A&A, 473, 893
- Sukhold T., et al., 2016, ApJ, 821, 38
- Timmes F., Woosley S., Weaver T., 1996, ApJ, 457, 834
- Ugliano M., et al., 2012, ApJ, 757, 69
- Umeda H., et al., 1999, ApJ, 513, 861
- Valentim R., Rangel E., Horvath J., 2011, MNRAS, 414, 1427
- Wang B., Liu D., 2020, arXiv preprint arXiv:2005.01880
- Woosley S., Sukhold T., Janka H.T., 2020, ApJ, 896, 56

Impact of neutrino oscillations on the r-process in different astrophysical scenarios

M.M. Saez¹, K.J. Fushimi¹, M.E. Mosquera^{1,2} & O. Civitarese^{2,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina.

² Departamento de Fisica, UNLP, Argentina.

³ Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina.

Contact / msaez@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo, estudiamos la producción de elementos pesados a través del mecanismo de captura rápida de neutrones (proceso-r), asociado a diferentes escenarios astrofísicos. Como el proceso-r consiste en la captura de neutrones seguida de decaimientos β , si los neutrinos estériles existen, es necesaria una reformulación de las tasas de desintegración débil debido a la presencia de neutrinos masivos y estériles. Estas tasas se utilizan en las cadenas de reacciones para el cálculo de abundancias de elementos pesados (por ejemplo en supernovas por colapso de núcleo y fusiones de estrellas de neutrones) que luego son expulsados al medio interestelar. Mostramos cómo se ven afectadas las abundancias si las oscilaciones de neutrinos activo-estériles son consideradas en el formalismo. Encontramos que nuestros resultados teóricos reproducen mejor las observaciones cuando consideramos un ángulo de mezcla de neutrinos activo-estéril de $\sin^2(2\theta_{14}) = 0.23$ y como fuente dominante a la fusión de estrellas de neutrones (responsable del 70 % de la abundancia total de núcleos pesados).

Abstract / In this work, we studied the production of heavy-mass elements, through the rapid neutron-capture mechanism (r-process), associated with different astrophysical scenarios. Since the r-process consists on captures of neutrons followed by β -decays, if sterile neutrinos exist, a reformulation of the weak-decay rates due to the presence of massive neutrinos and sterile neutrinos, is needed. These rates are used to compute the abundances of the heavy elements produced in core-collapse supernova and neutron-star mergers and then ejected to the interstellar medium. We show how the abundances are affected if the active-sterile neutrino oscillations are considered in the formalism. We found that the best agreement between theoretical and experimental data is given when active-sterile neutrino mixing angle is $\sin^2(2\theta_{14}) = 0.23$ and when the neutron-star merger environment is dominant (about 70% of the production of the total heavy nuclei abundance).

Keywords / astroparticle physics — neutrinos — nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

1. Introduction

The rapid process of neutron capture is responsible for the production of a large percentage of heavy nuclei beyond iron. This mechanism consists of successive neutron captures followed by β -decays, allowing the creation of elements with a large number of neutrons in their nuclei.

For this process to take place, it is necessary to have an environment with high entropy and large neutron fluxes. The favourite astronomical scenarios are those related to core-collapse supernovae (SN) (in particular its neutrino driven matter outflow) and the neutronstar mergers (NSm). The latter became relevant in recent years after the measurement of gravitational waves reported by the LIGO collaboration and its corresponding electromagnetic counterpart, where the presence of heavy nuclei was detected (Watson et al., 2019; Kasen et al., 2017).

The β -decay reactions involve neutrinos, therefore, if sterile neutrinos exist, the physics formalism must be studied in order to take into account massive and sterile neutrinos. Neutrino oscillations have been studied during the last decades. In this phenomenon a flavor neutrino, described from a superposition of neutrino mass eigenstates, might change its flavor, therefore its family, between its emission and detection. The possibility of the existence of a light sterile neutrino state is motivated by experimental anomalies detected in short-baseline neutrino oscillation experiments (Aguilar-Arevalo et al., 2018; Dentler et al., 2018), in reactor experiments (Mention et al., 2011) and Gallium detectors (Acero et al., 2008; Giunti et al., 2011). This extra neutrino does not participate in the weak interactions, however it can participate in the mixing processes with the active neutrinos (Kopp et al., 2013).

In this work, we included massive neutrinos, neutrino oscillations and sterile neutrinos (Conrad & others, 2013; Himmel, 2015) in the formalism needed to compute the decay rates. Afterwards, our theoretical results were introduced into the numerical code that computes the heavy nuclei abundances and used the observable data to set constraints on the free parameters of our model.

2. Formalism

To include the effects of neutrino oscillations into the nuclear chains, we computed the β -decay rate with massive

neutrinos and taken into account the mixing process in the 2 + 1 scheme. The computed β -decay rates is then written as (Saez et al., 2020)

$$\Gamma^{O} = \sum_{j} D_{j} \int_{a}^{b} dx \sqrt{1 - \frac{2\mu_{j}}{x} + \frac{\xi_{j}^{2}}{x^{2}}} \sqrt{(M-x)^{2} - 4m_{p}^{2}m_{n}^{2}} \\
\times \left\{ (1 + g_{a}^{2}) \left[\frac{1}{6} (M-x)x \left(1 - \frac{2\mu_{j}}{x} + \frac{\xi_{j}^{2}}{x^{2}} \right) \right. \\
\left. + \frac{2}{3} \left(\frac{M}{2} (M-x) - \frac{(M-x)^{2}}{4} - m_{p}^{2}m_{n}^{2} \right) \\
\left. \left(1 + \frac{\mu_{j}}{x} - \frac{2\xi_{j}^{2}}{x^{2}} \right) \right] \\
\left. - (1 - g_{a}^{2})m_{n}m_{p}(x - \mu_{j}) \right\}, \qquad (1)$$

where $a = (m_e + m_{\nu_j})^2$, $b = (m_n - m_p)^2$, $D_j = \left(|U_{ej}|^2 G_f^2 |V_{ud}|^2 \right) / (2\pi m_n)^3$, $M = m_n^2 + m_p^2$, $\mu_j = m_e^2 + m_{\nu_j}^2$, $\xi_j = m_e^2 - m_{\nu_j}^2$, $x = M - 2q_p^0 m_n$, and $g_a = 1.2695 \pm 0.0058$ is the axial-vector coupling constant (Yao et al., 2006) The electron, neutron and proton mass are m_e , m_n and m_p respectively. The mass of the neutrino in the *j*-mass-eigenstate is m_{ν_j} , G_F is the Fermi coupling constant, $V_{ud} = \cos \theta_C$, being θ_C the Cabibbo angle, and U_{ij} is the Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata mixing matrix. We used the parameters for the active-active neutrino oscillation $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ and $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (Meregaglia et al., 2016; Cahn et al., 2013).

To compute the nuclear abundances, we modified the differential decay rates not only for the neutron but also for all nuclei involved in the r-process nuclear chains. To perform the correction, we considered a dimensionless corrective factor $f = \Gamma^{\rm O}/\Gamma^{\rm NO}$ that measures the ratio between the calculated decay rates with ($\Gamma^{\rm O}$) and without ($\Gamma^{\rm NO}$) including neutrino mixing. These decay rates were then included into the nuclear network needed for the computation of the heavy nuclei abundances.

Regarding the two parameters related to the activesterile neutrino oscillations (θ_{14} and Δm_{14}^2) we considered them as free parameters. We found that the variation of the mass squared difference does not generate any appreciable change in abundances (Saez et al., 2020), therefore we present the results for a fixed value, $\Delta m_{14}^2 = 1 \text{ eV}^2$.

To perform the computation of the heavy nuclei abundances, we used the code R-JAVA 2.0 (Charignon et al., 2011). We considered a nuclear network that includes neutron-capture processes, neutron and nuclei decays and fission processes and two astrophysical environments: i) SN and ii) NSm.

i) For the SN environment, we considered a density profile $\rho = \rho_0 / (1 + t/(2\tau))^2$ with $\rho_0 = 10^{11} \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ and an expansion time-scale of $\tau = 0.1 \,\mathrm{s}$. The wind speed of expansion was set to $V_{\mathrm{exp}} = 7500 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$; the initial temperature and radius were fixed at $T_0 = 3 \times 10^9 \,\mathrm{K}$ and $R_0 = 390 \,\mathrm{km}$ (Kostka et al., 2014; Meyer et al., 1997; Tamborra et al., 2012; Wu et al., 2014).

ii) For the NSm environment, we considered the density profile for the chunk of ejected neutron star matter $\rho = \rho_0 \left(R_0/R(t) \right)^3$ with an initial density of $\rho_0 =$ $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, $R_0 = 2 \text{ km}$ and a polytropic equation of state with index n = 1.5. The initial internal pressure, temperature and expansion velocity were set to $P_0 = 0.005 \text{ MeV fm}^{-3}$, $T_0 = 3 \times 10^9 \text{ K}$, and $V_{exp} = 1.9 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$, respectively (Oechslin, R. et al., 2007; Kostka et al., 2014).

Furthermore, since both sources are complementary (Cowan et al., 2019; Curtis et al., 2018), we contemplated the possibility that the combined abundances $(Y_{SN} \text{ and } Y_{NSm})$ might reproduce the observations, therefore we wrote the abundance of a certain nucleus as

$$Y_{\omega}^{tot} = \omega Y_{SN} + (1 - \omega) Y_{NSm} , \qquad (2)$$

where $0 \le \omega \le 1$ is a weight factor that determines the preponderance of each source.

Table 1: Observational abundances from different sources: a: average of solar and meteoritic values; m: meteoritic based on CI-chondrites; t: theoretical considerations necessary (Lodders et al., 2009; Roederer et al., 2012).

	-		â	
A	Z	E	Source	$Y \pm \sigma$
127	53	Ι	m	1.10 ± 0.22
130	52	Te	m	4.69 ± 0.33
132	54	Xe	t	5.46 ± 1.10
153	63	$\mathbf{E}\mathbf{u}$	a	0.0984 ± 0.0106
159	65	$^{\mathrm{Tb}}$	m	0.0634 ± 0.0044
165	67	Ho	m	0.0910 ± 0.0064
169	69	Tm	m	0.0406 ± 0.0028
175	71	Lu	m	0.0380 ± 0.0019
187	75	Re	m	0.0554 ± 0.0055
192	76	Os	m	0.680 ± 0.054
193	77	\mathbf{Ir}	a	0.672 ± 0.092
195	78	\mathbf{Pt}	m	1.27 ± 0.10
197	79	Au	m	0.195 ± 0.019

3. Results

In order to test our theoretical results, we compared them with the available observational data. We restricted the observational data sample given in Lodders et al. (2009) by considering only the nuclei produced primarily through the r-process. Therefore, we selected the nuclei whose abundance is 80% (or higher) produced by the r-process (and not from other chains of reactions such as the s-process or the ν -process) (Bisterzo et al., 2011; Sneden et al., 2003; Guiglion et al., 2018) (see Table 1) and then, performed a statistical test to find the best fit values for the active-sterile neutrino mixing angle θ_{14} and ω .

The best fit values for the free parameters of our model after performing a χ^2 -test, are

$$\omega = 0.33 ,$$

$$\sin^2(2\theta_{14}) = 0.23 .$$
(3)

Our result indicates that the NSm environment dominates the production of heavy nuclei and the presence



Figure 1: *Top panel:* nuclear abundances computed using the best fit neutrino mixing angle and weight factor as a function of the atomic mass number A. Black line: total contribution; blue dashed-line: only SN environment; pink dashed-line: only NSm environment; black dots: observational data (Lodders et al., 2009), red stars: selected data for the statistical test. *Bottom panel:* ratio between the abundances with and without active-sterile neutrino oscillations computed at the best fit parameters.

of sterile neutrino in the formalism is a preferential case and improves the fit.

The top panel of Figure 1 shows the abundances produced in each astrophysical scenario computed with the best fit values for the free parameters of our model (Eq. 3). With a blue line we represent the abundances computed only in a SN environment and with the pink line the abundances produced in a NSm environment. The black line shows the total heavy nuclei abundances, that is the sum of both contributions (SN and NSm) with their weight (see Eq. 2 and Eq. 3). The black dots represent the data sample of Lodders et al. (2009), while the red stars are the data used for the statistical test.

In the bottom panel of Figure 1 we show the ratio between the abundances computed with and without including active-sterile oscillations in the formalism at the best fit parameters. The inclusion of active-sterile neutrino oscillations changes the abundances in a significant way near the third peak of the curve ($A \approx 190$).

4. Conclusions

We showed that active-sterile neutrino oscillations modified the abundances of heavy elements produced in the r-process. From our results, we conclude that the neutron-star merger scenario is the most affected by the inclusion of massive and sterile neutrinos.

We found $\sin^2(2\theta_{14}) = 0.23$ and $\omega = 0.33$ after performing a χ^2 -test. This results indicates that the production of heavy nuclei is larger in NSm environments than in SN scenarios, and the presence of sterile neutrinos improves the agreement with the observational data.

The analysis can be improved in the future with more observational abundances data from r-mechanisms exclusively and, it can be also enhanced by taking into account more interactions in the nuclear network or considering several initial abundance distributions in order to cover the great diversity of SN and NSm.

Acknowledgements: This work was supported by a grant (PIP-616) of the National Research Council of Argentina (CONICET), and by a research-grant (PICT No. 140492) of the National Agency for the Promotion of Science and Technology (ANPCYT) of Argentina. O.C. and M.E.M. are members of the Scientific Research Career of the CONICET, M.M.S. and K.J.F. are a Post Doctoral and Ph.D fellow of the CONICET, respectively.

References

- Acero M.A., et al., 2008, PhRvD, 78, 073009
- Aguilar-Arevalo A.A., et al., 2018, PhRvL, 121, 221801
- Bisterzo S., et al., 2011, MNRAS, 418, 284
- Cahn R.N., et al., 2013, Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics
- Charignon C., et al., 2011, A&A, 531, A79
- Conrad J.M., et al., 2013, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci, 63, 45
- Cowan J.J., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1901.01410
- Curtis S., et al., 2018, ApJ, 870, 2
- Dentler M., et al., 2018, J. High Energy Phys., 2018, 10
- Giunti C., et al., 2011, PhRvD, 84, 073008
- Guiglion G., et al., 2018, A&A, 619, A143
- Himmel A., 2015, Physics Procedia, 61, 612
- Kasen D., et al., 2017, Nature, 551, 80
- Kopp J., et al., 2013, J. High Energy Phys., 2013, 50
- Kostka M., et al., 2014, arXiv e-prints, arXiv:1402.3824
- Lodders K., et al., 2009, Landolt Böurnstein, 4B, 712
- Mention G., et al., 2011, PhRvD, 83, 073006
- Meregaglia A., et al., 2016, Nuovo Cimento C, 38, 123
- Meyer B.S., et al., 1997, ApJS, 112, 199
- Oechslin, R., et al., 2007, A&A, 467, 395
- Roederer I.U., et al., 2012, ApJ, 750, 76
- Saez M.M., et al., 2020, IJMPE, 29, 2050022
- Sneden C., et al., 2003, ApJ, 591, 936
- Tamborra I., et al., 2012, JCAP, 1, 013
- Watson D., et al., 2019, Nature, 574, 497
- Wu M.R., et al., 2014, PhRvD, 89, 061303
- Yao W.M., et al., 2006, J. Phys. G, 33, 1

Interactions of equatorial winds in super-Eddington stellar sources

L. Abaroa¹, P. Sotomayor Checa^{1,2} & G.E. Romero^{1,2}

¹ Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / leandroabaroa@gmail.com

Resumen / Los objetos compactos con tasas de acreción súper-Eddington lanzan vientos y *jets* poderosos. En el sistema binario el *jet* interactúa con el viento del disco. Un *jet* extremadamente poderoso deflecta el viento hacia fuera del sistema produciendo un flujo ecuatorial supersónico. Esta podría ser la situación del microcuásar galáctico SS433, en el cual se ha encontrado evidencia de un viento ecuatorial por medio de observaciones interferométricas de alta resolución. En este trabajo presentamos resultados preliminares de estimaciones cuantitativas de la radiación esperada, producto de la interacción entre el viento ecuatorial generado por el *jet* y una estrella donante de gran luminosidad sin vientos (p.ej. una estrella de Población III). Los resultados son de interés para la comprensión de fuentes ultraluminosas de rayos X y otros acretores súper-Eddington en el universo temprano.

Abstract / Compact objects accreting at super-Eddington rates launch powerful winds and jets. The jet interacts with the wind of the disk. A powerful jet pushes the wind sidewards producing a supersonic equatorial outflow. Such a situation might be the case in the well-known super-accreting Galactic microquasar SS433, where the existence of an equatorial wind has been revealed by high-resolution radio observations. In this work, we present preliminary results of quantitative estimates of the expected radiation from the interaction between a jet-induced equatorial wind and a very luminous donor star with weak or null winds (e.g. a PopIII star). The results are of interest for understanding ultraluminous X-ray sources and other super-Eddington accretors in the early universe.

Keywords / accretion, accretion disks - radiation mechanisms: non-thermal - stars: black holes - stars: winds, outflows - X-rays: binaries

1. Introduction

The most important parameter in accretion disk theory is the critical accretion rate defined as

$$\dot{M}_{\rm crit} \equiv \eta \, \dot{M}_{\rm Edd} = \frac{L_{\rm Edd}}{c^2} \approx 1.4 \times 10^{17} \frac{M}{M_{\odot}} \, {\rm g \, s^{-1}}, \ (1)$$

where L_{Edd} is the Eddington luminosity. This is the rate necessary to stop the accretion by radiation pressure.

Depending on how the accretion rate relates to the critical rate, we can define three basic kinds of regimes. If the accretion rate is very low ($\dot{M} \ll \dot{M}_{\rm crit}$), the disk is geometrically-thick and supposed to be in the optically-thin advection dominated state (Narayan & Yi, 1994). In the case of a sub-critical regime ($\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\rm crit}$), the disk is geometrically-thin and optically-thick; this is the well-known standard disk described by Shakura & Sunyaev (1973). For a super-critical accretion rate ($\dot{M} \gg \dot{M}_{\rm crit}$) the disk becomes geometrically and optically-thick (Abramowicz et al., 1980; Fukue, 2004).

We are interested in this latter case, where the disk undergoes a transition from sub-critical to super-critical regime at a certain radius. We can find this transitional or critical radius by comparing the vertical components of the radiative and gravity forces over an element of mass of the disk, obtaining $r_{\rm cr} \approx 4 \dot{m} r_{\rm g}$, where \dot{m} is the accretion rate in units of $\dot{M}_{\rm crit}$, and $r_{\rm g}$ is the gravitational radius. The disk is separated in two regions: an inner disk $(r < r_{\rm crit})$ in an ADAF (advection-dominated accretion flow) state, and an outer standard disk $(r > r_{\rm crit})$ dominated by radiation pressure. In the inner disk, the radiative force overcomes gravity and a wind should be produced.

In this work, we adopt the hypothesis of Fukue (2004), that the mass accretion rate in the inner disk is regulated just at the critical rate with the help of the wind mass-loss. Hence, the accretion rate has a dependence with the radius in the inner disk, $\dot{M}(r)$, and the disk undergoes mass-loss via radiatively-driven winds:

$$\dot{M}_{\rm wind} = \dot{M}_{\rm input} - \dot{M}(r).$$
⁽²⁾

This optically-thick wind should interact with the jet of the system. An extremely powerful jet might push sidewards the wind producing an equatorial flow (Sotomayor Checa et al., submitted). This jet-induced supersonic equatorial wind interacts with the donor star.

In this work, we investigate the effects of the interaction of an equatorial wind with the very luminous star of a microquasar of Population III.

2. Accretion disk

We adopt an accretion rate at the outer region of the disk of $\dot{M}_{\rm input} = 10^4 \ \dot{M}_{\rm crit}$. We use the semianalytical model of Fukue (2004) and assume the hypothesis therein, i.e., the accretion rate is regulated just at the critical rate with the help of the wind mass-loss. There is no net momentum gain/loss associated with the wind.

We apply an hydrodynamical treatment with radiation pressure and use the continuity equation with mass loss. Since the inner disk becomes advection-dominated, in the energy equation the advection heating is given by $Q_{\rm adv} = Q_{\rm vis}^+ - Q_{\rm rad}^- = f Q_{\rm vis}^+$, where f is the advection parameter. The advection process causes the generated energy via viscous dissipation to be restored as entropy of the accreting gas rather than being radiated (Wang & Zhou, 1999). This leads to a jump in some physical quantities at the critical radius depending on the values adopted of the advection and viscous parameters. In our model for the disk, we fix the advection to f = 0.5, and adopt a low viscosity, $\alpha = 0.01$.

The plasma is treated as a mono-atomic relativistic ideal gas, with adiabatic coefficient in $\gamma = 4/3$. For these values, we find the following characteristics:

- There is a half-an-order-magnitude jump at the critical radius for the medium scale-height. The geometry of the disk, uniform for $r > r_{\rm crit}$, adopts a radialdependence for $r < r_{\rm crit}$, reducing its thickness in orders of magnitude near to the event horizon of the black hole.
- The radial drift velocity suffers a jump of nearly one order of magnitude at the critical radius and its radial description changes the slope between the two parts of the disk. In the inner edge of the disk the flow reaches an infall velocity of, approximately, $v_{\rm r} \approx 10^8 {\rm ~cm~s^{-1}}$.
- There is a small change in the slope of the effective temperature distribution of the disk at the critical radius, reaching approximately a value of 10^7 K in the inner edge of the disk.
- Since the disk is optically-thick, we assume that it radiates as a blackbody. The maximum luminosity reached is at the order of the Eddington luminosity $\approx 5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. This is shown in Fig. 4.

3. Equatorial wind

An extremely powerful jet pushes sidewards the radiatively driven wind from the accretion disk. We use the relativistic hydrodynamics simulations (RHD) developed by Sotomayor Checa et al. (2021) to characterize this process. In the case of a relative kinetic power between the jet and wind of $L_{\rm j} = 100 L_{\rm w}$, the RHD show the formation of a supersonic equatorial wind. This flow could produce shock waves when it interacts with the star.

We apply this model to a Population III star, which is very luminous but has weak or null winds (see e.g. Sotomayor Checa & Romero (2019)). The strong radiation pressure from the star might halt the equatorial wind at a certain stagnation point. This point can be found by equalling the ram pressure from the wind with the radiation pressure from the star, $\rho_w(r_{BH}) v_w^2 = P_{rad}$. This produces an adiabatic down-stream reverse shock, where particles can be accelerated by a first order Fermi process. We define a narrow acceleration region around the stagnation point, with a thickness of



Figure 1: Scheme of the interaction between the equatorial wind and the donor star. The wind stagnates at a $r_{\rm BH}$ distance from the black hole.

 $\Delta x_{\rm acc} = 1.2 \times 10^8$ cm, in which the one-zone model is valid. This scenario is represented in Fig. 1.

The cooling rate of the relativistic particles in the one-zone is the sum of the radiative cooling rate and adiabatic losses rate $t_{\rm cool}^{-1} = t_{\rm rad}^{-1} + t_{\rm ad}^{-1}$, while the acceleration rate in the reverse shock is parametrized by the acceleration efficiency. Since the latter is defined as the square of the ratio between shock and light velocities, and shock velocity is $v_{\rm s} \approx 4v_{\rm w}/3$ (Lee et al., 1996), we obtain an acceleration mechanism with $\eta_{\rm acc} = 10^{-4}$. If the time-scales of cooling are shorter than those of escape, particles radiate before they escape from the acceleration region. We can find the maximum energy reached by the particles before they escape, by equalling the acceleration and cooling time-scale.

4. Results

4.1. Time scales

We consider only the electrons, since protons escape without cooling from the acceleration region. We estimate the magnetic field at the stagnation point, $B_{sp} =$ 60 G, as a fraction of the dipole B_* on the star surface, following Eichler & Usov (1993). We assume a convective escape, i.e., the particles are removed from the acceleration region by the bulk motion of the fluid.

In Fig. 2 the cooling and acceleration time-scales for electrons are represented in logarithmic scale. Particles with energies from 1 MeV to 1 GeV escape before cooling. The inverse Compton (IC) scattering –due to the interaction of the electrons with the stellar radiation field– is the dominant radiative process for energies between 1 and 10 GeV, just in the transition between the Thomson and Klein-Nishina regimes. The cutoff energy is about 10 GeV.

4.2. Particle distribution

We solve the transport equation in the steady state, with an injection power-law distribution of index 2.2



Figure 2: Leptonic cooling time-scales in the acceleration region considering adiabatic and radiative losses. The dominant cooling process is the IC scattering at energies of 1 GeV.



Figure 3: Leptonic particle distribution. At low energies the particle escape dominates, so the spectral index of the distribution does not differ from that of the injection function. At ≈ 100 MeV there is a softening of the spectrum due to Thomson-losses.

and an exponential cutoff. In Fig. 3 the power-law particle spectrum in logarithmic scale shows the dominant escape in the energy range 1 - 100 MeV (with spectral index 2.2), while Thomson losses dominate the range 100 MeV - 10 GeV (steepening the spectral index to 3.2).

4.3. Non-thermal spectral energy distribution

We consider IC scattering and synchrotron radiation for the non-thermal emission. The spectral energy distribution (SED) in Fig. 4 shows a multi-wavelength emission, with a maximum at soft gamma rays, reaching a luminosity of 10^{34} erg s⁻¹. In the range 10^{-2} eV – 10 keV the spectrum is dominated by the thermal radiation of the disk, as expected. Non-thermal contributions are



Figure 4: Non-thermal SEDs for the synchrotron and inverse Compton processes. There is a maximum at $E \approx 100 \text{ MeV}$ for the non-thermal emission. In addition, we show the thermal SED for the critical accretion disk.

important at hard X-ray and gamma-ray energies.

Gamma rays with E > 100 MeV should be absorbed by $\gamma\gamma$ -annihilation in the disk radiation field, and pairs created should be cooled by IC scattering. However, we expect that the SED does not change significantly in the 10 keV - 100 MeV range, as shown in Sotomayor Checa et al. (2021).

5. Conclusions

We have modeled a PopIII super-Eddington microquasar, where a super-critical accretion disk launches winds, which help to maintain the accretion rate at the Eddington limit in the inner part of the disk. These winds collide with a powerful jet that deflects them, generating an equatorial supersonic flow which interacts with the PopIII star. This interaction allows the formation of shocks causing the acceleration of particles, and non-thermal high energy emission is produced via IC scattering. We conclude that the equatorial winds are able to produce hard X-rays and gamma rays in microquasars from the early universe.

References

- Abramowicz M.A., Calvani M., Nobili L., 1980, ApJ, 242, 772
- Eichler D., Usov V., 1993, ApJ, 402, 271
- Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
- Lee H.M., Kang H., Ryu D., 1996, ApJ, 464, 131
- Narayan R., Yi I., 1994, ApJL, 428, L13
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 500, 33
- Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2019, A&A, 629, A76
- Sotomayor Checa P., Romero G.E., Bosch-Ramon V., 2021, Ap&SS, 366, 13
- Wang J.M., Zhou Y.Y., 1999, ApJ, 516, 420

Microcuásares como fuentes de rayos cósmicos

G.J. Escobar¹, L.J. Pellizza² & G.E. Romero¹

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contacto / gescobar@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Actualmente se acepta que la población rayos cósmicos galácticos tiene como fuentes principales los remanentes de supernova. Si bien este escenario es energéticamente sustentable, los modelos actuales predicen espectros que difieren de las observaciones. Por otro lado, la contribución de otras fuentes a la producción de rayos cósmicos galácticos no está bien establecida y merece ser investigada. En este trabajo presentamos un nuevo mecanismo con el que los *jets* de microcuásares podrían producir rayos cósmicos, por medio de la producción *in situ* de neutrones que escapan del sistema. El decaimiento de estos neutrones produciría protones y electrones que escaparían de la fuente como rayos cósmicos. El mecanismo propuesto provee rayos cósmicos más energéticos en comparación a trabajos anteriores. Los posibles valores de índice espectral caen dentro del rango esperado por las observaciones. Los escenarios más eficientes son aquellos con *jets* más luminosos y lentos, y solo estos proveen, por cada fuente, potencias en rayos cósmicos comparables al caso de remanentes de supernova. El mecanismo aquí explorado podría producir una mayor contribución en los microcuásares del universo temprano, y de esta forma contribuir a la reionización o calentamiento del medio intergaláctico.

Abstract / It is currently accepted that supernova remnants are the main sites where galactic cosmic rays undergo acceleration. Though this picture is energetically sustentable, the models predict spectra that do not match observations. On the other hand, the contribution of other kind of sources to the galactic cosmic-ray population is still unclear, and deserves investigation. In this work we explore a novel mechanism through which microquasars might produce cosmic rays, based on the generation of relativistic neutrons *in situ*, which escape and decay outside. Protons and electrons created in neutron decays escape to the interstellar medium as cosmic rays. The proposed mechanism produces more energetic cosmic rays from microquasars than those presented by previous works. The spectral index agrees well with that required to explain the spectral signatures of Galactic cosmic rays. Best scenarios arise in the most luminous, slow jets, which produce a cosmic-ray power, by source, comparable to that of supernova remnants. The mechanism explored in this work may provide stronger cosmic-ray sources in the early universe, and therefore contribute to the heating and reionization of the intergalactic medium.

Keywords / cosmic rays — ISM: jets and outflows — relativistic processes

1. Introducción

Los microcuásares (MQ, por sus siglas en inglés) son binarias de rayos X que presentan *jets.* Estos flujos de materia y radiación interactúan con el medio circundante cambiando su composición y otras propiedades termodinámicas del gas. Durante su propagación, los *jets* se desarrollan formando estructuras de choque, en donde se pueden acelerar partículas hasta energías relativistas. En trabajos previos se ha estudiado un mecanismo de producción de rayos cósmicos (CR, por sus siglas en inglés) en *jets*, mediante el escape de partículas a través del *shock* terminal, alcanzando factores de Lorentz similares al del *bulk* (Heinz & Sunyaev, 2002). Por otro lado, Fender et al. (2005) han hallado que la población de MQ en la Vía Láctea podría contribuir con 5 – 10 % de la población de CR Galácticos.

Los remanentes de supernova (SNR, por sus siglas en inglés) son actualmente aceptados como aquellos lugares donde se acelera gran parte de la población de rayos cósmicos. Sin embargo, algunas observaciones no coindicen con las predicciones de los modelos actuales. El índice espectral típico predicho por los modelos es ~ 2. Teniendo en cuenta, además, la difusión de los CR en el medio interestelar, los modelos predicen un espectro de CR más duro que el observado (Blasi, 2013).

En este trabajo exploramos un nuevo mecanismo mediante el cual los MQ producirían rayos cósmicos. Suponiendo la presencia de bariones en el *jet*, ciertas interacciones hadrónicas pueden producir neutrones que escaparían fácilmente del sistema, puesto que no interactúan con el campo magnético que confina el plasma. El consecuente decaimiento de estas partículas produce protones y electrones relativistas, secundarios, que devienen en rayos cósmicos.

En la Sec. 2 describimos el modelo utilizado para calcular las poblaciones de partículas relativistas en el *jet* y la producción, escape y decaimiento de neutrones. En la Sec. 3 se muestran los resultados del modelo y se comenta sobre la variación de los parámetros libres. Finalmente, en la Sec. 4 discutimos los resultados y damos las conclusiones del trabajo.

2. Modelo

Nuestro modelo de *jet* se basa en el de Romero & Vila (2008). Consideramos un *jet* cónico con ángulo de semiapertura θ . La distancia a la que se lanza el *jet*, medida desde el objeto compacto, es z_0 . El módulo del campo magnético a una distancia z está descripto por

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z_0}{z}\right)^m,\tag{1}$$

donde m = 1.9 es el índice magnético y B_0 es el valor del campo en la base del *jet*, que estimamos por equipartición entre la energía cinética y magnética en esa región. Consideramos que un 10 % de la potencia del *jet*, L_{jet} , es depositada en la población de partículas relativistas, de la cuál una fracción $a(a + 1)^{-1}$ corresponde a protones. La inyección de protones relativistas está parametrizazda como

$$Q(E, z) = Q_0 E^{-p} \exp(-E/E_{\max}),$$
(2)

donde E_{max} es la energía máxima, Q_0 es una constante de normalización con la potencia total de la población de protones y p es el índice espectral.

La tasa de aceleración está descripta por

$$t_{\rm acc}^{-1} = \frac{\eta \, c \, e \, B}{E},\tag{3}$$

siendo η un parámetro que representa la eficiencia del mecanismo de aceleración. Las pérdidas de energía que consideramos son radiación sincrotrón e interacción de protones relativistas con los protones térmicos presentes en el *bulk*. Las expresiones para calcular las tasas de pérdida de energía se pueden encontrar en Blumenthal & Gould (1970) y Sikora et al. (1989). Además, consideramos que las partículas sufren pérdidas adiabáticas, puesto que el gas en el que se propagan se está expandiendo. La tasa de pérdida correspondiente se puede escribir como

$$t_{\rm ad}^{-1} = \frac{2}{3} \frac{v_{\rm jet}}{z},$$
 (4)

donde v_{jet} es la velocidad del *bulk*.

Los neutrones relativistas se producen en las colisiones protón-protón. En uno de los canales de la interacción el protón relativista se destruye y se crean un neutrón y un pión. Asumiremos que este canal de interacción ocurre con un 16 % de probabilidad, basándonos en una parametrización a bajas energías (Kafexhiu et al., 2014). Sin embargo, como muestran ciertas mediciones a energías más altas (e.g. Engler et al., 1975) esta probabilidad puede ser mayor, por lo que tomamos este valor como uno conservador. Por lo tanto, los valores obtenidos de potencia en neutrones podrían estar subestimados por un factor $\lesssim 6$.

La población estacionaria de partículas relativistas dentro del *jet* se obtiene como solución del sistema de ecuaciones de transporte

$$\frac{\partial}{\partial E_{\rm p}}[b_{\rm p}N_{\rm p}] = Q - \Lambda - t_{\rm esc}^{-1}N_{\rm p},\tag{5}$$

$$0 = Q_{\rm n} - t_{\rm esc,n}^{-1} N_{\rm n}, \tag{6}$$

donde $b_p = dE/dt$ representa la pérdida total de energía para protones, Q es la inyección de protones, Q_n es la tasa de producción de neutrones por unidad de volumen, $t_{\rm esc}^{-1}$ y $t_{\rm esc,n}^{-1}$ son las tasas de escape de protones y neutrones, respectivamente, Λ representa la tasa de destrucción de protones asociada a la producción de neutrones, es decir $\Lambda(E_{\rm p}) = Q_{\rm n}(E_{\rm n})$, y $N_{\rm j}$ es la densidad espectral de la población j = (p, n) en estado estacionario.

2.1. Producción de rayos cósmicos

Para los neutrones, el tiempo característico de escape es mucho menor que el de las interacciones que puedan sufrir. Toda la población de neutrones escapa del *jet* con una emisividad $N_{\rm n}t_{\rm esc,n}^{-1}$. Considerando el decaimiento β , estas partículas inyectan protones y electrones a una distancia dada por la distribución exponencial con valor medio $c\gamma_{\rm n}\tau_{\rm n}$, donde $\tau_{\rm n}$ es el tiempo de vida medio de un neutron en reposo y $\gamma_{\rm n}$ el factor de Lorentz.

En todos los casos que exploramos en este trabajo, las partículas secundarias (productos del decaimiento) se transportan dentro de una cavidad formada por el sistema binario, limitada por la superficie en la que la presión del viento de la estrella compañera iguala a la presión del medio interestelar. Calculamos la propagación considerando un régimen de difusión con las irregularidades magnéticas en el plasma del viento. Las pérdidas de energía asociadas son adiabáticas (Gleeson & Webb, 1978). Considerando el coeficiente de difusión de Bohm, obtenemos la siguiente relación entre la energía inicial (al momento del decaimiento/inyección) y la energía a la que la partícula escapa del sistema (i.e.: cruza la cavidad):

$$\gamma_{\rm F} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma_{\rm F} - 1}{\gamma_{\rm F} + 1} \right) = \gamma_0 - \frac{2}{9} \frac{v_{\rm w}}{r_0^2} \frac{3eB_{\star}R_{\star}^3}{mc^3},\tag{7}$$

donde γ_0 y $\gamma_{\rm F}$ son los factores de Lorentz inicial y final, respectivamente, *m* la masa de la partícula, $v_{\rm w}$ la velocidad del viento de la estrella, y B_{\star} y R_{\star} el campo magnético y el radio de la superficie de la estrella, respectivamente. De esta ecuación se obtiene la energía de las partículas cuando escapan del sistema pasando a formar parte de la población de rayos cósmicos del medio interestelar. Un modelo detallado de la producción y propagación de neutrones se podrá encontrar en Escobar et al. (2021, enviado a A&A).

3. Resultados

Nuestro modelo fiducial es aquel que representa el jet de Cygnus X-1. Los parámetros necesarios para modelar las poblaciones de partículas en el jet fueron adaptados de Pepe et al. (2015, modelo A), quienes realizaron un ajuste con datos de observaciones. Estudiamos el impacto de la variación de los parámetros en el espectro y en la potencia total de los neutrones. Los parámetros libres son los siguientes: el índice espectral de la inyección de partículas (p = 2.4), la eficiencia del mecanismo de aceleración ($\eta = 6 \times 10^{-4}$), el factor de Lorentz del *bulk* ($\Gamma = 1.25$) y la luminosidad del jet ($L_{jet} = 1.0 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$). Los valores mostrados entre paréntesis corresponden a los del modelo fiducial. Además, tomamos como parámetro fijo a = 39, valor que corresponde al ajuste obtenido por Pepe et al.



Figura 1: Los puntos verdes muestran la fracción de potencia en neutrones, para distintos valores de la luminosidad del *jet*. La línea azul continua corresponde a una recta de pendiente 1, que destaca la tendencia lineal en la relación.

(2015). La eficiencia de aceleración y el índice espectral no impactan significativamente en la potencia de neutrones. Para *jets* más rápidos (Γ mayores) la potencia tampoco cambia significativamente. Si bien la densidad de protones blanco disminuye, y por lo tanto también la tasa de producción de neutrones, el efecto del boost lo compensa en casi el mismo factor, puesto que medimos la potencia en el sistema de referencia del medio interestelar. Por otro lado, a valores de $\Gamma \rightarrow 1$ hay un aumento significativo en la tasa de producción de neutrones puesto que aumenta la densidad de protones blanco, y como consecuencia aumenta la potencia total de neutrones, ya que el factor Doppler en este caso no varía significativamente. La dependencia de la potencia total con la luminosidad del jet se muestra en la Fig. 1. Notar que la variación en $L_{\rm n}$ es cuadrática en $L_{\rm jet}$. Esto se debe a que aumentan en la misma proporción tanto las densidades de partículas relativistas como las térmicas. La recta azul, de pendiente 1, muestra en efecto que $L_{\rm n}/L_{\rm jet} \propto L_{\rm jet}.$

En la Fig. 2 se muestra el factor de Lorentz de los rayos cósmicos cuando escapan del sistema, inyectados a una distancia de 10^{14} cm, para los parámetros del modelo fiducial. Gran parte de las partículas es inyectada a distancias mayores, por lo que las pérdidas mostradas para este caso son las máximas. La potencia total en rayos cósmicos es esencialmente la misma que la de la población de neutrones. Esto se debe a que las pérdidas adiabáticas afectan principalmente a los electrones, y estos llevan una fracción $\lesssim 10^{-3}$ de la potencia total. Para nuestro modelo fiducial obtenemos una potencia en rayos cósmicos $L_{\rm CR} \approx 3 \times 10^{31}$ erg s⁻¹. Para los modelos más eficientes, según lo discutido anteriormente, este valor asciende a $L_{\rm CR} \approx 3 \times 10^{34-35}$ erg s⁻¹.

4. Discusión y conclusiones

Construimos un modelo de producción de rayos cósmicos en *jets* de MQ asumiendo que presentan material bariónico en su composición. Los valores obtenidos para el modelo fiducial (aquel que representa el *jet* del MQ



Figura 2: Factor de Lorentz de los rayos cósmicos cuando escapan de la región vs. el factor de Lorentz al momento del decaimiento de los neutrones, para electrones (curva azul continua) y protones (curva roja punteada).

Cygnus X-1) son bajos comparados con la producción estimada por una supernova típica.

Sin embargo, si consideramos *jets* con luminosidades más altas, que podrían corresponder al caso de una fuente ultraluminosa de rayos X (ULX), podríamos obtener valores del orden de $L_{\rm CR} \approx 3 \times 10^{34} - 3 \times 10^{35}$ erg s⁻¹. Suponiendo un tiempo de actividad de ~ 10⁶ años, la energía inyectada en rayos cósmicos es $10^{48} - 10^{49}$ erg, correspondiendo a una contribución de 1 - 10% en comparación a un remanente de supernova con una eficiencia de aceleración del 10%.

El mecanismo explorado podría tener mayor contribución en microcúasares del universo temprano. En estos casos, de existir las binarias de rayos X de población III, los vientos serían mucho más débiles dadas las bajas metalicidades, y esto conllevaría a potencias de acreción (y luminosidades de *jets*) mayores que las observadas actualmente. Los rayos cósmicos producidos en dichos sistemas podrían tener un impacto considerable en la historia de la reionización y el calentamiento del medio intergaláctico (Mirabel et al., 2011; Douna et al., 2018).

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado en el marco del proyecto PIP 2014-0265 de CONICET.

Referencias

Blasi P., 2013, A&A Rv, 21, 70

- Blumenthal G.R., Gould R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
- Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488
- Engler J., et al., 1975, , 84, 70
- Fender R.P., Maccarone T.J., van Kesteren Z., 2005, MN-RAS, 360, 1085
- Gleeson L.J., Webb G.M., 1978, Ap&SS, 58, 21
- Heinz, Sunyaev, 2002, A&A, 390, 751
- Kafexhiu E., et al., 2014, PhRvD, 90, 123014
- Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149
- Pepe C., Vila G.S., Romero G.E., 2015, A&A, 584, A95
- Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
- Sikora M., Begelman M.C., Rudak B., 1989, ApJL, 341, L33

Estudio de alta precisión del púlsar J0437–4715 desde el Instituto Argentino de Radioastronomía

V. Sosa Fiscella^{1,3}, L. Combi^{2,3}, S. del Palacio², C.O. Lousto³, J.A. Combi^{1,2}, G. Gancio², F. García^{4,2}, E. Gutiérrez², F. Hauscarriaga², P. Kornecki², F.G. López Armengol^{3,2}, G.C. Mancuso², A.L. Müller² & A. Simaz Bunzel²

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

³ Center for Computational Relativity and Gravitation, Rochester Institute of Technology, EE.UU.

⁴ Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Países Bajos

Contacto / svsosafiscella@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Utilizamos las dos radioantenas de 30 m de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) para realizar observaciones de alta cadencia de PSR J0437–4715, uno de los púlsares de milisegundos más brillantes y cercanos. Usando más de 700 h de observación, mostramos que la precisión de *timing* actualmente alcanzable en el IAR es de $\approx 0.5 \ \mu$ s al considerar diferentes fuentes de ruido. También identificamos y cuantificamos las fuentes de error, analizamos los efectos del centelleo debido al medio interestelar, y hallamos cotas para señales provenientes de ondas gravitacionales continuas. De esta manera, demostramos el potencial del IAR para realizar observaciones de alta precisión y contribuir a la búsqueda de ondas gravitacionales de período largo.

Abstract / We used the two 30-m radio antennas at the Argentine Institute of Radioastronomy (IAR) to perform high-cadence observations of PSR J0437-4715, one of the nearest and brightest millisecond pulsars. Using this data set comprising +700 h of observations, we show that the timing precision currently achievable at IAR is $\approx 0.5 \ \mu$ s when accounting for different noise sources. We also identified and quantified the sources of timing error, analyzed the effects of scintillation due to the interstellar medium, and set constraints for single-pulsar searches of continuous gravitational waves. This study probes the potential of the IAR observatory to contribute with pulsar-timing arrays in the search for sources of long-period gravitational waves.

 $Keywords \ / \ instrumentation: detectors - pulsars: general - methods: observational - telescopes - pulsars: individual (PSR J0437-4715)$

1. Introducción

El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) está equipado con dos radioantenas de 30 m de diámetro, A1 y A2^{*}. La colaboración PuMA (*Pulsar Monitoring in Argentina*) las utiliza para observar púlsares desde el hemisferio sur a la frecuencia de 1.4 GHz. Entre ellos se destaca J0437-4715, un candidato ideal para estudios basados en análisis temporal (*timing*, en inglés) por su tasa de rotación altamente estable. Dado que está en una posición casi imposible de monitorear desde el hemisferio norte, su observación es un proyecto clave del IAR (Gancio et al., 2020). Se piensa que estos estudios posibilitarán la detección de ondas gravitacionales (GWs, por sus siglas en inglés) con períodos de meses a años.

2. Observaciones

Acumulamos más de 700 h de observaciones diarias del púlsar J0437-4715 en un lapso de 1.1 años (20/03/2019 a 30/05/2020). En cada observación pueden promediarse en fase miles de pulsos individuales mediante el proceso llamado "plegado". Se obtiene así un perfil de pulso

integrado, que es distinguible sobre el ruido y tiene una forma estable por períodos largos de tiempo.

En este trabajo plegamos las observaciones usando el paquete de rutinas PRESTO (Ransom, 2011), y calculamos su relación señal a ruido (S/N) con el paquete de rutinas PYPULSE (Lam et al., 2016). En Fiscella et al. (2021) mostramos una correlación positiva con el tiempo de observación, S/N $\propto \sqrt{t_{\rm obs}}$ (Lorimer & Kramer, 2012), pero con gran dispersión.

Asumimos que las variaciones en S/N se deben al centelleo, variaciones del flujo generadas por fluctuaciones a pequeña escala en la densidad de electrones del medio interestelar. Para cuantificarlas, usamos observaciones con $t_{\rm obs} > 20$ min (cerca de la mitad de la escala de centelleo) y estimamos S/N proyectadas como S/N_{proy} = S/N $\sqrt{t_{\rm max}/t_{\rm obs}}$ con $t_{\rm max} = 217$ min. Luego ajustamos estos valores a la función de densidad de probabilidad del centelleo (Cordes & Chernoff, 1997), que depende del número de centelleos ($n_{\rm ISS}$). Obtenemos así $n_{\rm ISS} = 2.67 \pm 0.31$ para A1 y $n_{\rm ISS} = 2.17 \pm 0.25$ para A2. También estimamos $n_{\rm ISS}$ analíticamente según Lam & Hazboun (2020), obteniendo $n_{\rm ISS} = 2.22$ para A1 y 2.18 para A2. Los valores para A2 son consistentes, aunque el $n_{\rm ISS}$ ajustado para A1 es un poco mayor al esperado.

^{*}En 2019 fueron bautizadas "Varsavsky" y "Bajaja".



Figura 1: Panel izuierdo: σ_{sist} para el $\langle S/N \rangle$ de cada conjunto. Panel derecho: RMS de los errores en los TOAs.

3. Análisis de timing

Comparamos los perfiles de pulso integrados con una plantilla o *template* (una versión libre de ruido del perfil) para obtener los tiempos de arribo (TOA, por sus siglas en inglés) de cada observación. Estos son contrastados con predicciones teóricas de los TOAs obtenidas a partir de un modelo matemático. La diferencia entre el TOA observado y el predicho se llama residuo. Las variaciones en los residuos (y su estructura en función del tiempo) pueden atribuirse a fenómenos cuyos parámetros no están bien ajustados. Así, ajustar estos parámetros para minimizar los residuos puede aportar información astrofísica de los fenómenos que afectan los pulsos, como serlo distintas fuentes de ruido o GWs.

3.1. Residuos de timing

Calculamos los TOAs y sus errores de ajuste, $\sigma_{\rm fit}$, con el paquete PAT de PSRCHIVE (Hotan & van Straten, 2004), y los residuos con TEMPO2 (Hobbs & Edwards, 2006). Cada residuo tiene asociado un error, y la media cuadrática de los mismos (RMS, por sus siglas en inglés) representa la máxima precisión temporal alcanzada con un conjunto de observaciones.

Para determinar errores sistemáticos, sumamos un valor $\sigma_{\rm sist}$ común a todos los errores de los TOAs, dando un error total $\sigma_{\rm tot}^2 = \sigma_{\rm sist}^2 + \sigma_{\rm fit}^2$, y buscamos el valor de $\sigma_{\rm sist}$ que lleva a $\chi_{\rm red}^2 = 1$ respecto al modelo de *timing*.

Para filtrar los valores atípicos, conservamos sólo observaciones con residuos $|\delta t| < 3\sigma_{\rm tot}$ para un dado $\sigma_{\rm sist}$ inicial y recalculamos el $\sigma_{\rm sist}$ como antes. Tras 2 iteraciones, filtramos 5 observaciones con A1 y 24 con A2, dando $\sigma_{\rm sist}^{\rm (A1)} \approx 0.50~\mu{\rm s},~\sigma_{\rm sist}^{\rm (A2)} \approx 0.66~\mu{\rm s},~{\rm y}~\sigma_{\rm sist}^{\rm (A1+A2)} \approx 0.59~\mu{\rm s}.$

3.2. Timing versus S/N

Agrupamos las observaciones de cada antena en conjuntos de S/N > 1,50,80,110,140,170. En cada caso repetimos el procedimiento detallado en la Sec. 3.1 para hallar el $\sigma_{\rm sist}$ y RMS de cada conjunto. Los resultados se muestran en la Fig. 1.

Vemos que RMS decrece al aumentar S/N y está acotado a $\gtrsim 0.5 \ \mu$ s. Para S/N > 140 hallamos RMS $\approx 0.52 \ \mu$ s para A1 y $\approx 0.55 \ \mu$ s para A2. El error $\sigma_{\rm sist}$ también decrece con S/N; para S/N > 140 obtenemos valores consistentes de $\approx 0.5 \ \mu$ s. Considerando valores atípicos y efectos de S/N, concluimos que el error sistemático característico que afecta las observaciones en el IAR se encuentra en el rango $\approx 0.4 - 0.6 \ \mu$ s.

3.3. Timing versus ancho de banda

Los RMS hallados son menores para A1 que para A2 para cada conjunto de S/N. Ambas antenas difieren en su ancho de canda (BW, por sus siglas en inglés) (112 MHz para A1, 56 MHz para A2) y modos de polarización (1 para A1, 2 para A2). Para cuantificar los efectos de estas diferencias sobre los errores, dividimos cada observación con A1 en dos subintervalos de BW = 56 MHz y multiplicamos los errores de los residuos de A2 por un factor $\sqrt{2}$ para simular el caso $n_{\rm P} = 1$, ya que los errores escalan como $n_{\rm P}^{-1/2}$ (Lorimer & Kramer, 2012).

Como muestra la Fig. 2, para un dado conjunto de S/N, la sub-banda superior de A1 tiene un RMS menor a la inferior, la cual a su vez tiene un RMS similar a A2 degradada a $n_{\rm P} = 1$. Luego, las diferencias en error entre las antenas pueden atribuirse primariamente a la diferencia en BW.

4. Análisis de Ruido

4.1. Análisis de ruido blanco y rojo

Con el paquete ENTERPRISE (Ellis et al., 2019) analizamos el ruido blanco en nuestras observaciones, modelado por la matriz de covarianza (Lentati et al., 2013)

$$\sigma_{\nu\nu',tt'}^2 = \delta_{tt'} \left[\delta_{\nu\nu'} \left(\text{EFAC}^2 \sigma_{\text{TOA}}^2 + \text{EQUAD}^2 \right) + \text{ECORR}^2 \right]$$

Fijando EFAC = 1 y excluyendo el parámetro ECORR, el ruido blanco gaussiano EQUAD resulta equivalente al parámetro $\sigma_{\rm sist}$ de la Sec. 3.1. Al remover valores atípicos a más de 3σ , obtenemos EQUAD $\approx 0.57 \ \mu$ s, consistente con $\sigma_{\rm sist} \approx 0.59 \ \mu$ s hallado en la Sec. 3.1.



Figura 2: RMS para observaciones con A1 divididas en BW = 56 MHz y con A2 reducidas a $n_{\rm P} = 1$.

Tomando EFAC y EQUAD como parámetros libres obtenemos EFAC = $2.48^{+0.29}_{-0.30}$ y \log_{10} EQUAD = $-6.30^{+0.10}_{-0.07}$ (errores dados para un intervalo de confianza de 1σ). Estos valores de EFAC > 1 indican que los errores de ajuste de los TOAs están subestimados.

El ruido rojo es modelado como una ley de potencias en frecuencia, con una densidad de potencia espectral (Hazboun et al., 2020)

$$P(f) = \frac{A_{\rm rn}^2}{12\pi^2} \left(\frac{f}{f_{\rm ref}}\right)^{\Gamma_{\rm rn}} \, \text{año}^3,\tag{1}$$

En este análisis variamos la amplitud de ruido rojo uniformemente en $\log_{10}(A_{\rm rn}) \in [-14.5, -12]$ y el índice espectral en $\Gamma_{\rm rn} \in [0, 2.6]$. El espectro es evaluado en $f \in [1/T_{\rm obs}, 30/T_{\rm obs}]$ donde $T_{\rm obs} = 1.1$ año. Obtenemos así $A_{\rm rn} \approx 2 - 7 \times 10^{-13}$, lo cual está a orden de magnitud dentro de lo esperado, y $\Gamma_{\rm rn} \approx 0.5 - 1.5$, lo cual es menor que el valor esperado (Wang, 2015), lo cual atribuimos al corto período de observaciones acumuladas.

4.2. Análisis de ondas gravitacionales

Modelamos la contribución de un fondo de GW generado por un conjunto de sistemas binarios de agujeros negros supermasivos (SMBHBs, por sus siglas en inglés) de manera similar al ruido rojo (Ec. 1), con $\log_{10} A_{\text{gwb}} \in [-14.4, -11]$ y $\Gamma_{\text{gwb}} \in [0, 7]$. Además, para considerar un fondo de SMBHBs, incluimos una componente extra de ruido rojo con Γ_{gwb} fijado en 4.33. Los parámetros de ruido blanco ajustados en Sec. 4.1 son también fijados en este ajuste. Encontramos así $A_{\text{gw}} \approx (4 \pm 3) \times 10^{-14}$, consistente con lo esperado para un fondo estocástico, y $\Gamma_{\text{rn}} \approx 3.81 \pm 2.1$.

Finalmente, usamos el paquete HASASIA (Hazboun & Romano, 2019) para calcular la curva de sensibilidad para una fuente determinista de GWs. Los parámetros de ruido ajustados en la Sec. 4.1 también son fijados.

En la curva resultante (Fig. 3) observamos picos de insensibilidad en $f = (1 \text{ año})^{-1}$ y (PB)⁻¹, que resultan



Figura 3: Curva de sensibilidad de GWs para J0437-4715.

de tener la posición (RA y DEC) del púlsar y su frecuencia orbital como parámetros en el ajuste. Por completitud, realizamos un ajuste MCMC de GWs en cuatro frecuencias diferentes usando ENTERPRISE. Los valores resultantes de $\log_{10} h_{\rm gw}$ están en excelente acuerdo con la curva de sensibilidad obtenida.

5. Conclusiones

Los resultados aquí reportados son alentadores, pero es necesario lograr una sensibilidad ~ 10 veces mayor para poder detectar los eventos más favorables de fusión de SMBHB. La campaña actual junto a mejoras de hardware son prometedoras, ya que permitirán mejorar la precisión de timing y la sensibilidad de GWs.

Agradecimientos: Este trabajo recibió apoyo de los subsidios No. PHY-1912632, No. PHY-1607520 y No. PHY-1726215 (NSF), y del PICT-2017-2865 (ANPCyT). VSF agradece a la AAA por ayuda en una Beca de Verano. FG y JAC recibieron soporte del PIP 0102 (CONICET). JAC recibió apoyo del subsidio PID2019-105510GB-C32/AEI/10.13039/501100011033 de la Agencia Estatal de Investigación del MICIU (España), y CEICE de Junta de Andalucía como parte del grupo FQM- 322, y fondos FEDER.

Referencias

- Cordes J., Chernoff D.F., 1997, ApJ, 482, 971
- Ellis J.A., et al., 2019, ENTERPRISE
- Fiscella V.S., et al., 2021, ApJ, 908, 158
- Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84
- Hazboun J., Romano J.a., 2019, J. Open Source Softw., 4, 1775
- Hazboun J.S., et al., 2020, ApJ, 890, 108
- Hobbs G.B., Edwards R.T., 2006, MNRAS, 369, 655
- Hotan A.W., van Straten W., 2004, PASA, 21, 302
- Lam M.T., Hazboun J.S., 2020, arXiv:2007.00260
- Lam M.T., et al., 2016, ApJ, 819, 155
- Lentati L., et al., 2013, MNRAS, 437, 3004
- Lorimer D.R., Kramer M., 2012, Handbook of Pulsar Astronomy, Cambridge University Press
- Ransom S., 2011, PRESTO: PulsaR Exploration TOolkit
- Wang Y., 2015, J. Phys. Conf. Ser, 610, 012019
Radiative model for the microquasar SS433: Non-thermal emission from the eastern jet

P. Sotomayor Checa^{1,2} & G.E. Romero^{1,2}

¹ Insituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / psotomayor@iar.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo proponemos un modelo lepto-hadrónico para la emisión no térmica del jet oriental del microcuásar galáctico SS433. Obtenemos que el flujo en TeV reportado por la Colaboración HAWK puede explicarse por el decaimiento de piones neutros producidos en colisiones inelásticas protón-protón. La emisión en radio y rayos X es correctamente modelada por radiación sincrotrón de electrones relativistas primarios.

Abstract / In this work we propose a lepto-hadronic model for the non-thermal emission of the eastern jet of the galactic microquasar SS433. We obtain that the flux in TeV reported by the HAWK Collaboration can be explained by the decay of neutral pions produced in inelastic collisions proton-proton. Radio and X-ray emission is correctly fitted by synchrotron radiation of relativistic primary electrons.

Keywords / radiation mechanisms: non-thermal — stars: individial (SS433) — X-rays: binaries

1. Introduction

Microquasars are binary systems composed of a normal star and a compact object (a neutron star or a black hole), linked gravitationally (Mirabel & Rodríguez, 1994). In these sources, material from the star is accreted by the compact object, and an accretion disk is forms that radiates a fraction of the gravitational energy of the captured matter. Close to the accreting object, powerful relativistic jets of matter and radiation are launched, perpendicular to the orbital plane.

The binary SS433 is a well-known microquasar for its precessing, mildly relativistic, highly-collimated, and baryon-loaded jets (Abell & Margon, 1979; Margon, 1984; Eikenberry et al., 2001; Marshall et al., 2002; Fabrika et al., 2007). This source is the only super-accreting object known in the Galaxy (Shkovskii, 1981). The donor star and the compact object are surrounded by precessing accretion disk. The material in this envelope comes from the wind from the accretion disk (Fabrika, 1993). The existence of an equatorial wind in SS433 has been revealed by high-resolution radio interferometric observations (see e.g. Blundell et al., 2001; Paragi et al., 2002).

The non-thermal Galactic radio nebula W50 surrounds the central source of SS433 (Geldzahler et al., 1980; Downes et al., 1981; Elston & Baum, 1987). In the region of interaction between W50 and the jets of SS433, acceleration of relativistic particles is expected, probably by a first-order Fermi mechanism (Dubner et al., 1998). The radio emission regions are spatially coincident with lobes observed in X-rays (Safi-Harb & Ögelman, 1997).

Recently, the HAWK Collaboration has reported a gamma-ray flux with energies of at least 25 TeV from

the SS433/W50 system spatially resolved in the lobes. This emission has been explained as inverse Compton scattering of relativistic electrons that also produce radio and X-ray emission (Abeysekara et al., 2018).

In this work we show that the emission reported by the HAWK Collaboration can also be explained by the decay of neutral pions produced in inelastic collisions pp, in agreement with the data observed at other wavelengths.

2. Model

We adopt a lepto-hadronic model for the emission from the brightest X-ray knot, indictated as "e2" in Figure 1 of Abeysekara et al. (2018), which shows a gamma-ray image of the SS433/W50 region.

We consider that a population of electrons and protons are injected following a power-law type function in the energy $Q_{e,p}(E) = K_{e,p}E^{-p_{inj}}$, where $K_{e,p}$ is the normalization constant. The radiative processes by which electrons are cooled are: synchrotron radiation, inverse Compton scattering, and relativistic bremsstrahlung radiation. In the case of protons, the radiative losses are because of synchrotron radiation, inelastic collisions pp, and photo-hadronic interactions. The target photon field for both electron and proton interactions is the cosmic microwave background (CMB). We also consider adiabatic losses produced by the expansion of the cooling region. Particle escape is introduced through Bohm diffusion, which constitutes a conservative hypothesis.

To test our model we proceed as explained below. We solve the transport equation for injected relativistic particles assuming a one-zone model. We thus obtain the distribution of relativistic particles in the emission



Figure 1: Timescales for relativistic electrons.

region. We calculate the emissivities in the comoving frame, and applying the appropriate relativistic transformations we obtain the spectrum emitted in each radiative process in the frame of the observer. Finally, we plot the observational data and calibrate the free parameters of the model.

Detailed formulas for calculating the spectrum of photons emitted from the particle injection function can be found in Reynoso et al. (2008, 2011); Romero & Vila (2008); Romero et al. (2010); Sotomayor Checa & Romero (2019) and references therein. The parameters used in our model are listed in Table 1.

Table 1: Parameters of the model.

Parameter [Unit]	Value
$L_{\rm jet}$: Jet kinetic power [erg s ⁻¹]	2×10^{39}
$L_{\rm p}$: Power in relativistic protons [erg s ⁻¹]	2×10^{38}
$L_{\rm e}$: Power in relativistic electrons $[{\rm erg s}^{-1}]$	4×10^{35}
B: Magnetic field in the knot $[R_{\odot}]$	3×10^{-5}
n: Density in the optical filaments $[\text{cm}^{-3}]$	4
p_{inj} : Spectral index for the injection $[R_{\odot}]$	1.9
$R_{\rm knot}$: Knot size [pc]	8
$\eta_{\rm acc}$: Acceleration efficiency	10^{-2}

3. Results

We show the cooling and acceleration timescales for electrons and protons in Figures 1 and 2. For electrons, adiabatic and synchrotron cooling are the dominant loss processes. Equating the synchrotron cooling and acceleration rates $t_{\rm synchr,e}^{-1} = t_{\rm acc,e}^{-1}$, we obtain the maximum energy of the electrons $E_{\rm max,e} = 1.1 \times 10^{15} \, {\rm eV}$.

If the acceleration of protons is efficient, their maximum energy is limited by diffusive escape. If the acceleration is inefficient, their maximum energy is determined by adiabatic losses. In this work, efficient acceleration is assumed for both electrons and protons. Setting $t_{\rm diff}^{-1} = t_{\rm acc}^{-1}$, we then obtain $E_{\rm max,p} = 2.9 \times 10^{16} \, {\rm eV}$.



Figure 2: Timescales for relativistic protons.

The spectrum of electrons and protons in the region of emission is shown in Figures 3 and 4. In both cases, a change in the slope of the distribution function is observed in the energy value corresponding to the change in the dominant cooling/escape process.



Figure 3: Distribution of relativistic electrons.

The broadband spectrum of non-thermal radiation is presented in Figure 5. Radiative processes that are not shown in the final spectrum do not contribute significantly to the flux observed at any wavelength. We find that our lepto-hadronic model can reproduce the observed data according to current observational constraints. We have considered the data provided in Geldzahler et al. (1980); Safi-Harb & Petre (1999); Brinkmann et al. (2007); MAGIC Collaboration et al. (2018) and Abeysekara et al. (2018).

4. Conclusions

In this work we propose a lepto-hadronic model for the eastern jet of SS433 in order to explain the observed



Figure 4: Distribution of relativistic protons.

data. We consider an injection of relativistic particles with an spectral index consistent with the prediction by the diffusive shock acceleration theory. An efficient acceleration mechanism is adopted and Bohm diffusion is the escape process assumed. We obtain that the flux of gamma rays reported by HAWC Collaboration can be explained by photo-hadronic interactions.

The next step in this work will be to model the broadband radiative emission from internal jets. Effects of the supercritical regime must be taken into account, as the radiation field can dominate the energy density in the jet at the scales of the binary system. Also, to have a complete radiative model of SS433 we have to calculate the emission from the other regions of the terminal jet. The application of this model to other supercritical X-ray binaries (e.g. ULXs) will be presented in a forthcoming communication.

Acknowledgements: The authors thank LOC and SOC for having selected this work for the 62a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía.

References

Abell G.O., Margon B., 1979, Nature, 279, 701 Abeysekara A.U., et al., 2018, Nature, 562, 82 Blundell K.M., et al., 2001, ApJL, 562, L79 Brinkmann W., et al., 2007, A&A, 463, 611



Figure 5: Spectral energy distribution of the radiation emitted. Observational data at different wavelengths are plotted.

Downes A.J.B., Pauls T., Salter C.J., 1981, A&A, 103, 277

- Dubner G.M., et al., 1998, AJ, 116, 1842
- Eikenberry S.S., et al., 2001, ApJ, 561, 1027
- Elston R., Baum S., 1987, AJ, 94, 1633
- Fabrika S.N., 1993, MNRAS, 261, 241
- Fabrika S.N., Abolmasov P.K., Karpov S., 2007, V. Karas, G. Matt (Eds.), Black Holes from Stars to Galaxies – Across the Range of Masses, IAU Symposium, vol. 238, 225–228
- Geldzahler B.J., Pauls T., Salter C.J., 1980, A&A, 84, 237
- MAGIC Collaboration, et al., 2018, A&A, 612, A14
- Margon B., 1984, ARA&A, 22, 507
- Marshall H.L., Canizares C.R., Schulz N.S., 2002, ApJ, 564, 941
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, Nature, 371, 46
- Paragi Z., et al., 2002, Proceedings of the 6th EVN Symposium, 263
- Reynoso M.M., Medina M.C., Romero G.E., 2011, A&A, 531, A30
- Reynoso M.M., Romero G.E., Christiansen H.R., 2008, MN-RAS, 387, 1745
- Romero G.E., Vieyro F.L., Vila G.S., 2010, A&A, 519, A109
- Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
- Safi-Harb S., Ögelman H., 1997, ApJ, 483, 868
- Safi-Harb S., Petre R., 1999, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 193, 125
- Shkovskii I.S., 1981, Soviet Ast., 25, 315
- Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2019, A&A, 629, A76

Non-thermal processes in the bow shocks of hyper-velocity stars

J.R. Martínez^{1,2}, S. del Palacio² & G.E. Romero²

¹ Facultad de Ciencias Exactas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / jrmartinez2196@gmail.com

Resumen / Las llamadas "estrellas fugitivas" se mueven con velocidades supersónicas respecto al medio que las rodea, generando a su paso ondas de choque en el gas interestelar. Estos objetos han sido mayoritariamente estudiados mediante la emisión infrarroja y las líneas espectrales ópticas producidas por el choque delantero. Sin embargo, los choques de propagación también pueden acelerar partículas relativistas y producir emisión no térmica a diferentes frecuencias. Esta radiación ha sido investigada en los choques reversos de estrellas fugitivas "normales", con velocidades $\lesssim 100 \rm \ km\ s^{-1}$. En este trabajo expandimos la investigación al caso de estrellas de hiper-velocidad que alcanzan velocidades de miles de km s⁻¹. Analizamos su potencial como aceleradores de partículas y como fuentes de radiación no térmica. En particular, mostramos que los procesos no térmicos son relevantes en ambos choques, el reverso y el delantero. Calculamos su emisión multifrecuencia y evaluamos su detectabilidad en función de distintos parámetros, como el tipo espectral de la estrella, la velocidad espacial, y la densidad del medio.

Abstract / Runaway stars move at supersonic speed with respect to their surrounding medium. Such stars generate bow shocks in the interstellar gas as they propagate. These bow shocks are usually studied by means of the infrared radiation and the optical emission lines produced by the forward shock. However, bow shocks can also accelerate particles up to relativistic energies, which in turn produce broadband non-thermal emission. This radiation has been investigated in the reverse shocks of runaway stars with velocities of $\leq 100 \text{ km s}^{-1}$. In this work, we expand the research to the case of hyper-velocity stars with speeds reaching thousands of km s⁻¹. We analyze their potential as particle accelerators and non-thermal radiation sources. In particular, we show that non-thermal processes are relevant in both the reverse and forward shocks. We estimate the broadband spectra and assess their detectability as a function of different parameters such as their spectral type, spatial velocity, and the medium density.

Keywords / radiation mechanisms: non-thermal — shock waves — acceleration of particles

1. Introduction

Massive stars launch supersonic winds that interact with the interstellar medium (ISM) generating two shock fronts: a forward shock (FS) and a reverse shock (RS). The FS propagates through the ISM, sweeping-up and heating the surrounding gas and dust, then creating a thin, dense shell. The RS propagates through the stellar wind, compressing and heating it. This generates cavities known as wind-blown stellar bubbles (e.g. Arthur, 2007, and references therein).

When massive stars have a supersonic velocity with respect to the ISM, the geometry of the bubble becomes bow-shaped instead of spherical (van Buren & McCray, 1988); this structure is referred as a bow shock (BS; see Fig. 1). The heated dust and gas emit mostly infrared (IR) and optical radiation (Peri et al., 2012; Kobulnicky et al., 2016). BSs can also accelerate particles by diffusive shock acceleration up to relativistic energies. These particles then produce non-thermal (NT) radiation. Synchrotron emission has been detected at radio frequencies in one system by Benaglia et al. (2010), and two *Fermi* sources have been associated with stellar bow shocks by Sánchez-Ayaso et al. (2018). Moreover, theoretical models predict NT radiation across the whole electromagnetic spectrum (del Valle & Romero, 2012; del Palacio et al., 2018; del Valle & Pohl, 2018).

In this work, we investigate the NT radiation produced in the BSs of a sub-type of runaway stars, called hyper-velocity stars (HVSs). HVSs are those with peculiar velocities of hundreds to thousands of km s⁻¹ (Brown, 2015). The Hills mechanism (Hills, 1988) is the most promising process to explain their origin in view of the ejection velocities and rates it predicts. This mechanism consists of a 3-body exchange between a stellar binary and a supermassive black hole, which tidally disrupts the binary. Hundreds of HVSs have been observed (Marchetti et al., 2019). Furthermore, theoretical models even predict the existence of semi-relativistic stars (SRSs), with peculiar velocities up to 60 000 km s⁻¹ in the case of B-type stars (Guillochon & Loeb, 2015).

We intend to investigate the emission from bow shocks of HVSs in various contexts. Here we present the results corresponding to two of these scenarios: a typical massive HVS and a putative SRS, both propagating in the Galactic disk.



Figure 1: Sketch of a bow shock produced by a massive runaway star. Adapted from del Palacio et al. (2018). Reproduced with permission [©]ESO.

2. Model

The BS is formed by the collision of the stellar wind with the ISM, which acts as a planar wind in the star's reference frame. The two shocked fluids in the FS and the RS are separated by a contact discontinuity as shown in Fig. 1. Diffusive shock acceleration can operate in the presence of strong adiabatic shock waves. In Sec. 3 we verify that this condition is fulfilled in both the RS and the FS for the HVSs and SRSs considered in this work.

The characteristic spatial scale of the system is given by the distance R_0 from the star to the stagnation point, located where the wind and ISM ram pressures balance each other. If $R_0 \gg R_{\star}$, the stellar wind reaches its terminal speed v_{∞} and R_0 is given by (Wilkin, 1996)

$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_{\rm w} v_\infty}{4\pi\rho_{\rm ISM} V_\star^2}},\tag{1}$$

where ρ_{ISM} is the ISM the density.

We assume that the BS reaches a steady state, since we do not expect significant changes in the ambient conditions on short timescales and we neglect the effects of turbulence in the BS. The shocked gas flows downstream from the BS apex, dragging away the relativistic particles accelerated in the RS and FS. Particle acceleration and electromagnetic emission are most relevant within a region near the BS apex of characteristic length R_0 (del Valle & Romero, 2012). We thus consider the emitter as homogeneous and stationary and apply a one-zone approximation for each shock. We determine hydrodynamical magnitudes employing a semianalytical approach. We rely on the assumption that the fluid behaves like an ideal gas with adiabatic coefficient $\gamma_{\rm ad} = 5/3$, and we apply the Rankine-Hugoniot jump conditions for strong shocks. We set the magnetic field by the condition that the magnetic pressure in the shock is 0.1 of the thermal pressure of the shocked plasma.

We adopt an energy distribution of the injected particles $Q(E) = Q_0 E^{-p} \exp(E/E_{\text{cut}})$, where p is the spectral index and E_{cut} is the cut-off energy. We assume p = 2, consistent with diffusive shock acceleration in a strong non-relativistic shock, and obtain E_{cut} by equating the acceleration timescale with the minimum between the cooling and escape timescales. Finally, the normalization constant Q_0 is set by the condition $\int EQ(E) dE = L_{\rm NT}$, being $L_{\rm NT}$ the power injected into NT particles. For the RS and the FS this power is

$$L_{\rm NT}^{\rm RS} = f_{\rm NT} \, L_{\rm w} = f_{\rm NT} \, 0.5 \, \dot{M}_{\rm w} \, v_{\rm w}^2, \tag{2}$$

$$L_{\rm NT}^{\rm FS} = f_{\rm NT} \, L_{\rm ISM} = f_{\rm NT} \, 0.5 \, \pi \, \rho_{\rm ISM} \, R_0^2 \, V_\star^3, \qquad (3)$$

where $f_{\rm NT} \approx 0.05$ is the fraction of the wind (ISM) kinetic power injected into relativistic particles in the RS (FS). In turn, we assume that a fraction of 5% of this power goes into relativistic electrons and the remaining into relativistic protons.

The accelerated particles interact with local matter, radiation and magnetic fields producing NT radiation. Electrons cool mainly via synchrotron emission and inverse Compton interactions (IC) with IR radiation from the dust and ultraviolet (UV) photons from the star. Moreover, NT particles can also escape from the emission region via convection and diffusion. The corresponding timescales for these processes are given in del Palacio et al. (2018), together with the solution of the transport equation for relativistic particles. The emitted spectrum is unaffected by absorption processes, which are negligible since $R_0 \gg R_{\star}$.

We apply our model to two different scenarios representing an HVS or a SRS moving in the Galactic disk. We specify the adopted parameters for each scenario in Table 1.

Table 1: Parameters of the systems modeled, an hypervelocity star (HVS) and a semi-relativistic star (SRS). The values of $v_{\rm w}$ and $\dot{M}_{\rm w}$ are taken from Krtička (2014) and Kobulnicky et al. (2019), and R_{\star} and T_{\star} from Harmanec (1988).

Parameter	Symbol	HVS	SRS
Spectral type		B1	B2
Peculiar velocity	$V_{\star} [\rm km s^{-1}]$	1000	60000
Wind velocity	$v_{\rm w} [{\rm km s^{-1}}]$	1200	1000
Wind mass-loss rate	$\dot{M}_{\rm w} [{\rm M}_{\odot} {\rm yr}^{-1}]$	10^{-9}	10^{-10}
Stellar radius	$R_{\star} [\mathrm{R}_{\odot}]$	4.8	4
Stellar temperature	T_{\star} [kK]	25	20
Ambient density	$n_{\rm a} [{\rm cm}^{-3}]$	10	10

3. Results

We first characterize the conditions in the RS and the FS. A shock is adiabatic if the gas radiative cooling time is longer than its convection time (Stevens et al., 1992). For the parameters given in Table 1, both the RS and the FS are adiabatic. Thus, particles are accelerated in both shocks. Moreover, we find that protons are rapidly removed from the acceleration region by convection, so we only focus on leptonic emission in what follows.

3.1. Hyper-velocity star

In this scenario we consider an HVS crossing the Galactic disk. We consider a favorable yet viable case of a Btype star with $V_{\star} = 1000 \text{ km s}^{-1}$. The feasibility of this



Figure 2: Left panel: SED for an HVS. Right panel: SED for a SRS. Solid (dashed) lines are the emission components of the RS (FS).

scenario is supported by the detection of B-type runaway stars with $V_{\star} > 1000 \text{ km s}^{-1}$ by Marchetti et al. (2019).

Convection losses are dominant for relativistic electrons in both shocks, although synchrotron and IC with the stellar UV photons are also efficient processes at energies $E_{\rm e} \gtrsim 1$ GeV. Considering also diffusion effects, the electron distribution slightly softens in this range. The electrons reach energies of $E_{\rm cut} \approx 100$ GeV.

In Fig. 2 we show the spectral energy distribution (SED). The SED is governed by synchrotron radio emission and IC X-ray and γ -ray emission with the stellar UV photons. The RS is ~ 4 times more luminous than the FS.

3.2. Semi-relativistic star

In this scenario we consider a SRS crossing the Galactic disk. Even though their existence is still hypothetical, SRSs are promising NT emitters, as $L_{\rm NT}^{\rm FS} \propto V_{\star}^3$. We focus on B2 stars as they have lifetimes of tens of Myr and can therefore arrive from nearby galaxies such as the Magellanic Clouds, M31 or even M82. Considering $V_{\star} \sim 60\,000 {\rm ~km\,s^{-1}}$, Doppler boosting effects are negligible, and the dynamical BS model proposed is still valid.

This system presents some interesting characteristics given that the high value of V_{\star} leads to a small value of R_0 (Eq. 1). On the one hand, IC cooling with the stellar UV photons in the Thomson regime becomes very efficient and dominates the cooling of electrons in the RS with energies $E_{\rm e} > 100$ MeV; this significantly softens their energy spectrum and leads to a small value of $E_{\rm cut} \approx 5$ GeV.

On the other hand, a very different behavior occurs for electrons in the FS. Particle acceleration is really efficient and electrons reach very high energies ($E_{\rm cut} \approx$ 5 TeV). Thus, IC radiation from the FS with stellar photons dominates the SED for $\epsilon \gtrsim 1$ GeV. The reason is that the luminosity injected by the FS increases with V_{\star} ; therefore, for $V_{\star} > v_{\rm w}$, the emission from the FS becomes higher than the emission from the RS.

4. Conclusions

We modeled the NT emission in the BSs of HVSs, particularly a feasible HVS and a putative SRS. Our prelimi-

nary results suggest that NT radiative processes are relevant in both the RS and the FS, being this the biggest difference with BSs formed in typical runaways stars. Moreover, cosmic-ray acceleration becomes very efficient in the BS of SRSs, and electrons can reach very high energies ($\gtrsim 10^{12}$ eV). We note that the IR, optical and UV emission from these objects should be completely dominated by thermal radiation from the BS and the star. Nonetheless, the predictions presented in this work could guide future observational campaigns in the radio, X-ray and γ -ray domains.

Acknowledgements: J.M. acknowledges financial support from CIN "Beca Estímulo a las Vocaciones Científicas". GER is supported by the Argentine agency CONICET (PIP 2014-00338) and the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO/FEDER, UE) under grants AYA2016-76012-C3-1-P and PID2019- 105510GB-C31.

References

- Arthur S.J., 2007, Astrophys. Space Sci. Proc., 1, 183
- Benaglia P., et al., 2010, A&A, 517, L10
- Brown W.R., 2015, ARA&A, 53, 15
- del Palacio S., et al., 2018, A&A, 617, A13
- del Valle M.V., Pohl M., 2018, ApJ, 864, 19
- del Valle M.V., Romero G.E., 2012, A&A, 543, A56
- Guillochon J., Loeb A., 2015, ApJ, 806, 124
- Harmanec P., 1988, BAICz, 39, 329
- Hills J.G., 1988, Nature, 331, 687
- Kobulnicky H.A., Chick W.T., Povich M.S., 2019, AJ, 158, 73
- Kobulnicky H.A., et al., 2016, ApJS, 227, 18
- Krtička J., 2014, A&A, 564, A70
- Marchetti T., Rossi E.M., Brown A.G.A., 2019, MNRAS, 490, 157
- Peri C.S., et al., 2012, A&A, 538, A108
- Sánchez-Ayaso E., et al., 2018, ApJ, 861, 32
- Stevens I.R., Blondin J.M., Pollock A.M.T., 1992, ApJ, 386, 265
- van Buren D., McCray R., 1988, ApJL, 329, L93
- Wilkin F.P., 1996, ApJL, 459, L31

Análisis espectro/temporal de la emisión de rayos X de la binaria XTE J1739-285 observada por *NuSTAR*

E.A. Saavedra¹, F.A. Fogantini^{1,2}, J.A. Combi^{1,2}, F. García³ & G.C. Mancuso^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CIPCPBA-UNLP, Argentina

³ Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Países Bajos

Contacto / enzosaave@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo se presentan los resultados del análisis espectro-temporal de la emisión de rayos X de la binaria de baja masa XTE J1739–285 observada con *NuSTAR*. La fuente fue observada el 19 de febrero del 2020 con un tiempo de exposición de ≈ 29 ks. Las curvas de luz en el rango de energía 3 – 79 keV están dominadas por emisión persistente de $\approx 27 \text{ cs}^{-1}$ y presentan además dos erupciones (*bursts*) de rayos X de tipo I, cuya intensidad máxima alcanza las $\approx 700 \text{ cs}^{-1}$ y cuya emisión por encima del continuo puede detectarse hasta los $\approx 25 \text{ keV}$. Ambos *bursts* presentan en promedio un tiempo de decaimiento de ≈ 50 s. Diagramas intensidad-color entre distintas bandas energéticas muestran que las erupciones poseen una evolución temporal de sentido antihorario, mostrando histéresis. Los espectros (promedio y de las erupciones) de la fuente fueron modelados usando una combinación, de un modelo de cuerpo negro y continuo térmicamente comptonizado. Los flujos observados durante las erupciones son ≈ 139 % veces mayores que aquellos registrados durante los períodos persistentes. La fuente alcanza una luminosidad no absorbida del orden de $L_* \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ durante estas erupciones, suponiendo una distancia de 4 kpc.

Abstract / This paper presents the results of the study of the X-ray emission of the low-mass X-ray binary XTE J1739–285 detected with *NuSTAR*. The source was observed on February 19, 2020 with an exposure time of ≈ 29 ks. Light curves in the energy range 3 - 79 keV are dominated by persistent emission of ≈ 27 cs⁻¹. They present two type-I X-ray bursts whose maximum intensity reaches ≈ 700 cs⁻¹ and the emission above the continuum can be detected up to ≈ 25 keV. Both bursts have an average decay time of ≈ 50 s. Hardness-intensity diagrams between different energy bands of the bursts present a counter-clockwise evolution, showing histeresis. The spectra of the bursts and the continuum were modelled using a thermally comptonised continuum and a blackbody component. The observed fluxes during the bursts are $\approx 139\%$ times greater than those measured during the persistent periods. The source reaches an unabsorbed luminosity of the order $L_* \approx 10^{36}$ erg s⁻¹ during the bursts, assuming a distance of 4 kpc.

Keywords / accretion, accretion disks — stars: individual (XTE J1739-285) — stars: neutron — X-rays: binaries — X-rays: bursts

1. Introducción

XTE J1739–285 es un sistema binario de rayos X de baja masa (LMXBs, por sus siglas en inglés) transitorio, compuesto por una estrella de neutrones (NS) y una estrella de tipo tardía. La fuente fue descubierta el 19 de octubre de 1999 con el satélite Rossi X-Ray Timing Explorer (Markwardt et al., 1999) y está localizada en dirección a la constelación de Ofiuco a una distancia de 4^{+4}_{-2} kpc (Bailer-Jones et al., 2018). Recientemente, se detectaron erupciones de rayos X observadas por AstroSat (Chakraborty & Banerjee, 2020) y NICER (Bult et al., 2021).

Los *burst* de rayos X de tipo I son explosiones termonucleares, que ocurren como producto de la quema inestable de H y/o He en la superficie de las estrellas de neutrones acretantes, en binarias de rayos X de baja masa. Durante estas explosiones, la intensidad de los rayos X observada aumenta bruscamente, entre $\approx 1-5$ s, y luego disminuye en forma aproximadamente exponencial en una escala de tiempo $\approx 10-100$ s (ver Galloway et al., 2008). La detección de *bursts* de rayos X confirma que el objeto compacto es una NS y no un agujero negro (Bildsten, 2000; Galloway et al., 2008).

2. Observatorio *NuSTAR* y Procesamiento de Datos

El telescopio NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) es un satélite de rayos X equipado con dos detectores que operan en el rango de energía 3 – 79 keV. La observación analizada (ID 90601307002) en este trabajo fue realizada el 19 de febrero de 2020 con un tiempo de exposición de ≈ 29 ks. Los datos se redujeron utilizando el software de análisis de *NuSTAR* (NUSTARDAS-V. 1.9.2) perteneciente al paquete de tareas HEASOFT (V.6.27.2) y archivos de calibración CALDB (V.1.0.2). Los eventos provenientes de la fuente, se acumularon dentro de una región circular de 90" de radio alrededor del centroide de la imagen.

El radio elegido encierra $\approx \,90\,\%$ de la PSF (point



Figura 1: Curva de luz de XTE J1739–285 en el rango de energía 3-79 keV con un agrupamiento temporal de 2 s, tomada con los instrumentos FPMA y FPMB de *NuSTAR* (ID 90601307002). Se identifican dos *bursts* de tipo I.

spread function). Los eventos de fondo se tomaron de una región circular libre de fuentes con un radio de 90" en la esquina del campo de visión. Los eventos de fondo fueron detectados y removidos con una tasa de recuentos máxima de 8 c s⁻¹ en el rango de energía de 3 – 79 keV.

En el análisis del comportamiento temporal, se extrajeron curvas de luz en distintos rangos de energías con diferentes agrupamientos temporales. Para un análisis del comportamiento general se extrajo una curva de luz con un agrupamiento de 100 s en el rango de energía analizado.

Para un análisis particular se redujo el agrupamiento temporal y se dividió en diferentes bandas energéticas (ver Sec. 3.1). Mediante la tarea LCMATH se restó el fondo correspondiente a cada cámara y luego se sumaron las observaciones corregidas para obtener una curva de luz final. Para el modelado de los espectros se utilizó el paquete XSPEC (Arnaud, 1996), versión 12.11.0.

3. Resultados

3.1. Análisis Temporal

La Fig. 1 muestra la curva de luz de XTE J1739–285 extraída en el rango de energía 3–79 keV y con un agrupamiento de 2 s, la cual presenta una emisión persistente dominante a $\approx 27 \text{ cs}^{-1}$. Este valor de agrupamiento temporal se eligió para resolver los *bursts* respecto a de la emisión persistente. No se encontraron *bursts* de menor escala en agrupamientos temporales menores. De la figura puede observarse la presencia de dos erupciones de tipo I que alcanzan intensidades máximas ≈ 30 veces por encima de la emisión persistente.

Extrayendo curvas de luz de las erupciones con distintas cotas superiores de energía se verifica que ambas se detectan por encima del continuo hasta ≈ 25 keV. Con el propósito de obtener intervalos *soft* y *hard*, se construyeron diagramas de intensidad-color para las erupciones, eligiendo un corte de energía en 9 keV.



Figura 2: Paneles izquierdos: Curvas de luz del burst 1 (arriba) y 2 (abajo), en diferentes intervalos energéticos a un agrupamiento temporal de 2 s. Se muestran las bandas soft, hard y total. Se estimaron los tiempos de decaimientos, los cuales no coinciden. Paneles derechos: Diagrama intensidad-color de los bursts 1 (arriba) y 2 (abajo) con un corte de energía en 9 keV a un agrupamiento temporal de 2 s. Las flechas indican la dirección de evolución en sentido antihorario, desarrollando un ciclo de histéresis.

El color se definió como el cociente entre la tasa de cuentas en el rango 9-25 keV y la tasa de cuentas en el rango 3-9 keV. La intensidad se definió como la tasa de cuentas en el rango completo 3-25 keV. Se eligió el corte en energía en 9 keV puesto que la cantidad de cuentas totales entre ambas bandas es similar, lo cual reduce la propagación de errores al realizar los cocientes. Ambas erupciones presentan una evolución en sentido antihorario, desarrollando un ciclo de histéresis (ver Fig. 2).

Estas dos erupciones fueron modeladas con un crecimiento lineal y un decaimiento exponencial. Ambas erupciones presentan crecimientos en escalas de tiempo promedio de 3.9 s para la banda *soft*, 2.2 s para la banda *hard*, una tasa de decaimiento promedio de 13.7 s para la banda *soft* y 8.9 s para la banda *hard*.

3.2. Análisis espectral

Con el propósito de analizar las propiedades espectrales de la fuente, se extrajeron espectros de cada una de las cámaras de toda la observación, teniendo en cuenta los períodos con erupciones individuales y sin ellas. El espectro de la fuente se redimensionó para tener al menos



Figura 3: Espectro asociado a la emisión persistente (azul/verde) y a los *bursts* (rojo/negro).

30 cuentas por agrupamiento de energía, en la banda de 3-79 keV, con el fin de aplicar la minimización de χ^2 . Ambas cámaras fueron ajustadas en simultáneo incluyendo una constante de calibración.

Se propuso y ajustó un modelo fenomenológico que en lenguaje de XSPEC, se escribe como TBABS \times (NTHCOMP + BBODY + GAUSS). TBABS es un modelo de absorción del medio interestelar. Se fijó la densidad columnar de H, n_H , asociada a la absorción correspondiente a XTE J1739–285 en 1.73×10^{22} cm⁻², estimada por Bult et al. (2021). NTHCOMP describe un continuo térmicamente comptonizado. BBODY está asociado a una componente térmica de tipo cuerpo negro. La incorporación de líneas de emisión mejora significativamente el ajuste espectral respecto a su no inclusión. Para el modelo sin líneas se obtiene un $\chi^2\,=\,1.1$ (1870 g.d.l.) y mientras que para el caso en el que se incorporan las líneas se obtiene un $\chi^2 = 1.04$ (1866 g.d.l.). Se probaron diversos valores para el ancho de las líneas de emisión, $\sigma = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 \pm 0.4$, fijando como resultado final el valor para el cual se obtuvo el mejor ajuste espectral.

Finalmente, se aprecian líneas de emisión tanto en el espectro persistente como en el de los *bursts*. Dada la baja resolución espectral de *NuSTAR*, no es posible afirmar que la contribución total de las líneas de emisión sean de Fe K α 6.4 keV, ya que posiblemente puede haber una contribución de la línea de 6.7 keV, especialmente en el momento de los *bursts*. En la Tabla 1 y en la Figura 3 se muestran los parámetros de los ajustes obtenidos.

Para obtener el flujo no absorbido se usó el modelo de convolución CFLUX. Se obtuvo una luminosidad promedio del orden de 10^{36} erg s⁻¹ (3 – 79 keV), tomando como distancia 4^{+4}_{-2} kpc, dado por la paralaje medida por *Gaia* (Bailer-Jones et al., 2018). Es importante resaltar que la luminosidad total corregida por absorción entre los períodos de erupciones es ≈ 2.4 veces mayor que la de los períodos de emisión persistente (Tabla 1).

4. Conclusiones

En este trabajo se presentaron los resultados preliminares espectro-temporales en la banda de rayos X de la

Parámetro	Unidad	$\operatorname{Valor}_{\operatorname{persistente}}$	$\operatorname{Valor}_{burst}$	
$n_{ m H}$	10^{22} cm^{-2}	1.73^{\dagger}	1.73^{\dagger}	
Γ		1.81 ± 0.01	2.37 ± 0.01	
kT_e	keV	$31.5^{+11.2}_{-5.5}$	$5.83^{+2.2}_{-0.9}$	
$L_{\rm Compton}$	$10^{36} \mathrm{erg s^{-1}}$	1.35 ± 0.001	2.93 ± 0.05	
$kT_{\rm bb}$	keV	0.83 ± 0.03	1.33 ± 0.1	
$L_{\rm bb}$	$10^{36} \mathrm{erg s^{-1}}$	0.045 ± 0.02	$0.3^{+0.1}_{-0.09}$	
$E_{\rm Fe}$	keV	$6.57^{+0.1}_{-0.09}$	6.23 ± 0.2	
σ	keV	0.3^{\dagger}	0.2^{\dagger}	
$L_{\rm Fe}$	$10^{33} \mathrm{erg s^{-1}}$	3.3 ± 0.1	$17^{+0.3}_{-0.9}$	
χ^2 1.04 (1866 g.d.l.)				

Tabla 1: Parámetros de los ajustes espectrales de la emisión persistente y de los *bursts.* † Indica que el parámetro se fijó durante el ajuste.

fuente XTE J1739–285, utilizando una observación obtenida con el satélite NuSTAR. Los resultados muestran que la fuente presenta erupciones de tipo I con crecimientos rápidos de ≈ 4 s y con una tasa de decaimiento de ≈ 13 s. Estos valores son típicos de los *bursts* de tipo I (Galloway et al., 2008).

Los bursts detectados por NuSTAR se dan horas antes que los analizados por Bult et al. (2021), usando datos de NICER en un período de 20 días. En dicho período, se analizaron 32 bursts con una recurrencia de $2.0^{+0.4}_{-0.3}$ hr. Los bursts analizados en este trabajo tienen una separación temporal de 3.81 hr, siendo ésta consistente a comparación con los 32 bursts detectados por NICER. Notar que podría haber sucedido uno o varios bursts dentro de los gaps de NuSTAR.

Si suponemos que la NS de XTE J1739–285 tiene una masa de $\approx 1.4 \text{ M}_{\odot}$, las erupciones alcanzan un pico de $\approx 1.7\%$ del límite de Eddington. Este es un valor típico para erupciones en las que no hay expansión del radio fotosférico (PRE, por sus siglas en inglés).

Agradecimientos: Agradecemos al réferi por sus comentarios que ayudaron a mejorar este trabajo. JAC, FAF, FG y GCM agradecen el apoyo del PIP 0102 (CONICET) y PICT-2017-2865 (ANPCyT). JAC también agradece a PID2019-105510GB-C32/AEI/10.13039/501100011033 de la Agencia de Investigación del MinClyU, y la Consejería de EICyE de la Junta de Andalucía, de España (Grupo de investigación FQM-322), y a fondos FEDER. FG agradece al programa Athena 184.034.002 (NWO).

Referencias

- 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
- Bailer-Jones C.A.L., et al., 2018, AJ, 156, 58
- Bildsten L., 2000, AIP Conference Proceedings
- Bult P., et al., 2021, ApJ, 907, 79
- Chakraborty S., Banerjee S., 2020, The Astronomer's Telegram, 13538, 1
- Galloway D.K., et al., 2008, ApJS, 179, 360
- Markwardt C.B., et al., 1999, IAUC, 7300, 1

State of the art and challenges of the Argentine space weather laboratory (LAMP) in the Antarctic Peninsula

A.M. Gulisano^{1,2,3}, S. Dasso^{2,3,4}, O. Areso², M. Pereira², N.A. Santos⁴, V. López⁵, V. Lanabere⁴ & H. Ochoa¹

¹ Instituto Antártico Argentino, Dirección Nacional del Antártico, Argentina

² Grupo LAMP, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

³ Grupo LAMP, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁴ Grupo LAMP, Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁵ Servicio Meteorológico Nacional, Argentina

Contact / agulisano@iafe.uba.ar

Resumen / El provecto del nuevo laboratorio de Meteorología del Espacio en la base Argentina Marambio de la Antártida incluyó el montaje de un control térmico automático en el interior de su sala principal, de una estación meteorológica, de un magnetómetro y de un detector de rayos cósmicos. Este laboratorio antártico es parte de un proyecto interdisciplinario en el que participan diferentes instituciones, entre las que se encuentran principalmente el Instituto de Astronomía y Física del Espacio IAFE (CONICET - UBA), el Instituto Antártico Argentino (IAA-DNA) y el Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos (DCAO) de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN) de la Universidad de Buenos Aires (UBA). Conocer la variabilidad de los flujos de rayos cósmicos a nivel del suelo es una de las claves para caracterizar las condiciones del clima espacial. Los eventos de Meteorología del Espacio severos pueden afectar las tecnologías modernas, como los sistemas de posicionamiento geográfico, comunicaciones por radiofrecuencia y daños en satélites, entre otros. Comprender el origen y transporte de los rayos cósmicos requiere conocimientos interdisciplinarios en física, en astronomía, en ciencias espaciales y en meteorología, ya que estas partículas energéticas de origen galáctico interactúan con el plasma y campo magnético interplanetario, el campo geomagnético y con las partículas de la atmósfera antes de llegar a la superficie de nuestro planeta. El laboratorio cuenta entre su instrumentación con un detector de rayos cósmicos de Radiación de Cherenkov en agua, llamado Neurus. Este detector de astropartículas también es parte del Observatorio LAGO (Latin American Giant Observatory o bien Observatorio Gigante Latinoamericano) constituyendo el detector más austral de este observatorio, en funcionamiento ininterrumpido desde marzo de 2019 cuando comenzó sus observaciones. LAGO es un derivado del observatorio Pierre Auger, con un concepto de desarrollo de detectores de rayos cósmicos por efecto Cherenkov en agua de bajo costo y tamaño reducido, constituidos por nodos descentralizados que abarcan desde México a la Antártida. El detector de partículas Neurus se construyó y desarrolló con características tecnológicas antárticas específicas en el laboratorio espacial del IAFE por el grupo LAMP (Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio), y permite monitorear en tiempo real el flujo de ravos cósmicos que llegan a la superficie de la Tierra, en altas latitudes en el hemisferio sur.

Abstract / The project involving a new laboratory of Space Weather at the Argentine Marambio base in Antarctica, required the assembly of an automatic thermal control for the interior of its main room, a meteorological station, a magnetometer, and a cosmic ray detector. This Antarctic laboratory is part of an interdisciplinary project involving different institutions, among which are mainly the Instituto de Astronomía y Física del Espacio, IAFE (CONICET-UBA), the Instituto Antártico Argentino (IAA-DNA) and the Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos (DCAO) of the Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEyN) of the Universidad de Buenos Aires (UBA). Knowing the variability of cosmic rays fluxes at ground level is crucial to characterize the conditions of Space Weather. Severe Space Weather events can affect modern technologies, such as geo-positioning systems, radio-frequency communications, and damage satellites, among others. Understanding the origin and transport of cosmic rays requires interdisciplinary knowledge in physics, in astronomy, in space sciences and in meteorology, since these energetic particles of galactic origin interact with the interplanetary plasma and magnetic field, the geomagnetic field and with the particles of the atmosphere before reaching the surface of our planet. Part of the instrumentation contained in the laboratory include a cosmic rays detector, based in Water Cherenkov radiation, called Neurus. This astroparticle detector is also part of the LAGO Observatory (Latin American Giant Observatory) constituting the southernmost detector of them, in an uninterrupted operation since March 2019 when it started its observations. LAGO is a spin-off of the Pierre Auger observatory, with a concept of developing cosmic ray detectors by Cherenkov effect in water of low cost and reduced size, consisting of decentralized nodes that span from Mexico to Antarctica. The particle detector Neurus was constructed and developed with specific antarctic characteristics in the space laboratory of IAFE by the LAMP (Laboratorio Argentino de Meteorología del esPacio) team, and it allows for monitoring in real time the flux of cosmic rays that reaches the surface of the Earth, at high latitudes in the southern hemisphere.

Keywords / solar-terrestrial relations — astroparticle physics — instrumentation: detectors

1. Introduction

Space Weather (SWx) became in the last 50 years a cutting edge scientific discipline world wide and, in particular in latin america (Denardini et al., 2016a,b,c). SWx involves the understanding of the Sun-Earth relationship, monitoring the Sun conditions and the expected physical interactions of the solar wind and interplanetary transients on the Sun-Earth background system. It also involves the thermospheric, ionospheric and magnetospheric variability due to exogenous and external forcing (e.g., Dasso & Shea, 2020), These conditions can also affect technological instrumentation at ground level and in space, such as communication systems, geopositioning satellite constellations and power distribution grids (among others), that is the reason why the knowledge on SWx (in addition to scientific interest) is also important for our social infrastructure. A project to install a SWx laboratory at the Argentine Marambio Base, in Antarctica, was developed almost a decade ago (Dasso et al., 2015). The construction of the laboratory and deployment of its instruments was done during the last three antarctic campaigns during the Southern Hemispheric summers of 2017–2018, 2018-2019, and 2019–2020 (Dasso et al., 2019a). The present paper describes the current state of this laboratory. In sections 2 and 3 we will briefly describe some activities of our LAMP group (the operative ones are extensively described in Lanabere et al., 2020). Section 4 will describe the development and deployment of the recent Antarctic laboratory, which is at the Argentinean Marambio station in the Antarctic Peninsula. In Section 5 we will present the background previous characterization of the site (Masías-Meza & Dasso, 2014). Finally, in Section 6, we will present our work in progress, preliminary results, and next steps.

2. LAMP group

LAMP (acronym from spanish "Laboratorio Argentino de Metorología del esPacio") is an inter-institutional research Laboratory (DCAO FCEN-UBA, IAFE UBA-CONICET, and IAA-DNA) for Space Weather basic science studies, instrumentation development, characterization and, testing, Research to Operation and Operation to Research activities (Lanabere et al., 2018) as well as real-time monitoring of Space weather conditions. Related information regarding the group can be found in the web page: http://spaceweather.at. fcen.uba.ar/2/lamp/

LAMP-Newrus participated in the recent international WHPI (Whole Heliosphere and Planetary Interactions) campaign during Jan-Feb of 2020 accompanying NASA satellite Parker Solar Probe offering our ground level high latitude Observatory measurements. LAMP is full member of ISES (International Space Environnment Service), and officially appointed as the Argentine Regional Warning Center (RWC). Regarding social impact of the research lines, LAMP participated in the recent implementation of the SWx information service to ICAO (International Civil Aviation Organization) for decision making (for example re-routing or cancellation of civil flights), from its participation as auditors of SWx global centers of the Inter-Programme Team on Space Weather Information, Systems and Services (IPT-SWeISS) of the WMO (World Meteorological Organisation). The group has also links with different institutions at national and international levels (Lanabere et al., 2020) and it performs weekly bulletins with the SWx conditions, a subscription alert service and a web page offering different daily SWx products http: //spaceweather.at.fcen.uba.ar/2/index.html.

In addition to the science focus, LAMP performs human resources training and capacity building (see e.g., results published by one of our students, Coppola et al., 2016) during the development of the project.

3. Scientific Objectives of the Antarctic LAMP Laboratory

The main scientific aims of the Antarctic SWx LAMP laboratory include (1) the study of astroparticles as tracers of SWx in an interdisciplinary approach, (2) analysis of the modulation of galactic cosmic rays from solar wind and magnetosphere transient conditions, (3) studies of cascades (i.e., development of secondary particles) of atmospheric radiation at ground and flight level and connections with atmospheric physics, (4) the analysis of phenomena such as FDs (Forbush Decreases) which are significant reductions of the cosmic rays flux due to Interplanetary Coronal Mass Ejections or other interplanetary structures) and GLEs (Ground Level Enhancements) which are increases of radiation flux of solar origin, generally originated in huge solar flares.

More broadly, the transport of cosmic rays in the heliosphere, magnetic reconnection processes in the Magnetosphere and in general in the Sun-Earth system are also of major interest and strongly linked with the objectives of the activities of this Antarctic laboratory.

In summary, this project is expected to provide knowledge in space weather and improve the knowledge in basic science, combining with numerical simulations and the analysis of 'in-situ' measurements, from the advantage and unique opportunity of obtaining cosmic rays observations using a water Cherenkov detector (see next Section) at a high latitude site location.

4. Antarctic Space Weather Laboratory of the LAMP group

The instruments inside the laboratory include a meteorological station, a magnetometer prototype, a GPS station, a Cherenkov effect particle detector (named Neurus), among others. This astroparticle detector is also part of the LAGO Observatory (Latin American Giant Observatory) constituting its southernmost detector of them in an uninterrupted operation since March 2019 when it was set operational. LAGO is a spin-off of the Pierre Auger Observatory, with a concept of developing cosmic ray detectors by Cherenkov effect in water of low cost and reduced size, consisting of decentralized nodes that span from Mexico to Antarctica.



Figure 1: Symbolic ribbon cutting during the inauguration of the Space weather laboratory at Marambio Base on the Argentine Antarctic Day.

The LAMP Antarctic laboratory was inaugurated on February 22 on the Argentine Antarctic Day. The symbolic ribbon cutting of the facility is registered in the picture shown in Fig. 1. Installing a laboratory in Antarctic conditions and extreme climate implies a particular and specific design that had to be adapted to this defiant environment. In particular in the Marambio Base where the first Argentine Antarctic SWx laboratory was installed, this conditions implied adapting it to extreme temperatures that can reach -40 degrees Celsius (with thermal sensations that reach -60 degrees Celsius) and extreme winds with gusts between 100 and 300 km h⁻¹. Among the particularities of the antarctic setting, it is worthwhile mentioning the following ones: separate electrical power lines for internal heating and lighting from those for data storage and backup equipment and systems. Three tons of scientific cargo were transported to the Antarctic Continent to set up the whole laboratory and the instrumentation inside in a challenging logistic maneuver. The aim was to ensure robustness, autonomous operation and data telemetry, as well as to comply with the environmental requirements of the Madrid protocol for Antarctic activities with the corresponding environmental impact study approval to ensure contamination prevention measurements minimizing impact. For the operation of the Cherenkov detector demineralized and distilled water was transported from the American Continent into the Marambio Base to avoid compromising the water resources of the station and to ensure the pure water needed for the correct operation of the detector. The demineralized water was also passed through an additional filtering system to improve performance. An acquisition system was developed to guarantee the redundancy, along with the design of self-made codes for storage and analysis of the data. To ensure autonomous operation under unscheduled power outage conditions, a special power bank system with gel battery redundancy was assembled and built with materials resistant to Antarctic conditions. A self-built meteorological sta-



Figure 2: SWx LAMP Antarctic laboratory set up.

tion, calibrated at the SMN (Servicio Meteorológico Nacional) was developed and used. A GPS time stamp system with external output has been used for correct satellite reception, prepared to withstand extreme weather conditions in Antarctica, controlled by ARDUINO and with independent storage. There has been installed a thermal control system and a special isolation device (to obtain a signal outside the Faraday cage) that was designed by our group and previously tested in Marambio and that withstood winds and gusts as well as very low temperatures during the Antarctic winter. A redundant acquisition system was available to guarantee operability in different extreme conditions. A real-time transmission system for operational data was settled. A data storage and backup system for basic research purposes has also been implemented. The antenna support system for communication with the Internet system at the base was designed and installed with protection against prevailing winds and extreme temperatures. An alternate transmission system was made using a commercial sim-card in a modem. The laboratory has security measures such as fire extinguisher, smoke detector, internal communication line with the base and monitoring remote controlled web cameras, which can be accessed from internet and our group check from our laboratory in Buenos Aires at IAFE. The facility can be accessed safely through gateways if necessary. The project is led by Dr. Sergio Dasso and co-directed by Dr. Adriana María Gulisano. The current set up of the Laboratory at Marambio can be seen in Fig. 2.

4.1. Summer Campaign 2020 activities

During the summer Antarctic campaign of 2019–2020 a brand new faster acquisition system was implemented at the Marambio laboratory providing compatibility with other LAGO nodes. The two additional acquisition modes which were operating during the first year (2019) also continue in operations. A new in-house designed magnetometer was installed. An automatic thermalization system to maintain stable temperatures inside the laboratory was installed, preventing thermal drift in the electronics. Figure 3 shows the excellent performance of the thermal control. In the period rounded by a blue el-



Figure 3: Temperature measurements in Celsius vs date during 2020. *Upper panel:* internal temperature at the laboratory. *Lower panel:* external temperature.



Figure 4: Rigidity cutoff as a function of latitude and longitude adapted from Masías-Meza & Dasso (2014).

lipse the external temperature suffer a strong variation of 20 Celsius while in the interior of the laboratory this variation was only 2 Celsius, maintaining the temperature in an optimal range between 24.5 and 22.5 Celsius. Two additional acquisition modes are being tested with different thresholds.

5. Site selection and characterization

In the context of this Antarctic project and for the proper characterization of the Marambio site, different studies were developed (e.g., Masías-Meza & Dasso, 2014; Dasso et al., 2015).

In order to study the flux of cosmic rays with compatible energies that allowed solar origin events to be measurable at the site, it is necessary to take into account the rigidity cutoff at different geomagnetic latitudes. The rigidity of a given particle is R = c p/q, with c the speed of light, q the particle electric charge, and p its linear moment. An effective rigidity can be computed for a given location, as can be seen in Fig. 4



Figure 5: Rigidity cutoff as a function of the *D*st index for the locations Marambio (blue circles) and Buenos Aires (asterisks), adapted from Masías-Meza & Dasso (2014).



Figure 6: Argentinean Antarctic Sector and the localization of Marambio Station indicated with a light blue arrow, permanent (all year) stations are indicated with green flags, while temporary (summer) stations are indicated with orange flags.

adapted from Masías-Meza & Dasso (2014). Moreover, as found in the previous study of Masías-Meza & Dasso (2014), the dependence of the rigidity cutoff (Rc) with the Dst index^{*} was such that, for active geomagnetic activity, lower energetic particles could reach ground level, compared to the quiet conditions.

As can be observed in Fig. 5 (adapted from Masías-Meza & Dasso (2014)), a comparison between the rigidity at a mid latitude site (Buenos Aires) and a high

 $^{^{*}}$ The *D*st index is a proxy frequently used to quantify the intensity of the so-called geomagnetic storms, which are strong geomagnetic disturbances and typically last around ten hours



Figure 7: Balloon launching at the Scientific Pavilion in Marambio Station (photo taken during the 2020 Summer campaign of LAMP researchers).

latitude one (Marambio) as a function of the Dst index reveals a linear decreasing rate of $\Delta Rc/\Delta Ds =$ $-0.001 \text{ GV nT}^{-1}$ at Buenos Aires and $\Delta Rc/\Delta Ds =$ $-0.003 \text{ GV nT}^{-1}$ at Marambio. For a Dst of 400 nT at the Antarctic station, the rigidity decreased to less than half the value for unperturbed conditions, while at midlatitude the decrements were not considerable. Thus, the high latitude location was chosen as indicated in Fig. 6, where the site is marked with an arrow.

Additional characterizations were performed, since to analyze the cosmic flux of secondaries at ground level, the computation of the atmospheric differential depth is needed to make the Monte Carlo simulations of the cosmic rays cascades. Taking into account that the atmospheric depth at a certain height is the integral of the atmospheric density from infinite up to that height, then measurements of atmospheric profiles were analyzed.

The characterization of height atmospheric profiles of temperature and pressure in Marambio using balloon soundings data from 1998 up to 2014 were made. Balloon soundings are not an easy task to perform in Antarctica since the winds and low temperatures can affect the outcome and the cost is high. A launching at the scientific pavilion is illustrated at Fig. 7. In addition averages for each height level of GDAS (Global Data Assimilation System) data were considered. From pressure and temperature profiles we computed the density pro-



Figure 8: Comparison between density profiles obtained from observations and from GDAS as a function of height. Percent differences are displayed on the right axis, and annual densities on the left. Observations are plotted in blue, GDAS data in red, and percent differences in green.



Figure 9: Relative percent comparison between low energy scalers of Pierre Auger observatory (blue line) and the cosmic flux rate measured at IAFE (red line) in 2015 during the FD period.

file using the standard atmosphere composition and the molecular weights. We compared these profiles with the MODTRAN atmosphere models usually used at CORSIKA simulations. The MODTRAN atmosphere profiles (Standard and Sub-Arctic) differed in the first ~ 7 km height at least in 10% (not shown), while the ones obtained from GDAS data modeled better the observed profile with percentage differences lower than $\sim 3\%$, as can be observed in Fig. 8. This result suggests using this approach to characterize other locations for astroparticle detectors since not always a 16 years of expensive balloon sounding data is available, so a very good option is the Global Data Assimilation System usage.

6. Firsts results and next steps

As mentioned in Sect. 3, interplanetary structures such as Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs) are able to prevent the diffusion of cosmic rays within the magnetic structure, which in turn translates into a decrease of cosmic rays observed at Earth; that phenomenon is called FD. There have been recent works analyzing the behaviour of cosmic rays relative fluxes observed at the Mac Murdo Antarctic Station during the passage of an ICME using a superposed epoch analysis (Masías-Meza et al., 2016).

The detector deployed in the LAMP Antarctic laboratory was in permanent operation in Buenos Aires during the previous assembling, testing and improvement stages. In that period the Cherenkov detector at Buenos Aires detected a FD on March 2015. The flux



Figure 10: Same period of time measurements of cosmic rays at Oulu neutron monitor in black and Marambio Station Cherenkov Detector in blue, adapted from Santos et al. (2020).



Figure 11: Same period of time measurements of cosmic rays at Apatity neutron monitor in black and Marambio Station Cherenkov Detector in blue, adapted from Dasso et al. (2019b).

rate was compared with the low energy scalers of the Pierre Auger Observatory. Both signals were in good agreement, as can be observed at Fig. 9. So this detector is proven suitable for such studies.

The LAMP Antarctic laboratory was operational since March 2019 (Dasso et al., 2019a). A month of measurements (April) of Neurus particle detector are shown in Figs. 10 and 11 (both adapted from Dasso et al., 2019b; Santos et al., 2020), where the measured rate at Marambio ($Rc \approx 2$ GV) can be compared with the ones observed by neutron monitors at Oulu (similar and lower Rc, $Rc \approx 1$ GV) and at Apatity $(Rc \approx 1 \text{ GV})$ respectively. As can be seen from both figures, the behavior is quite in agreement, providing validation to the measurements at the LAMP laboratory in Antarctica. The LAMP Observatory is one of the few that was not affected by the pandemic situation and continue in operations with no interruptions. Real time data are available within five minutes, from our Antarctic laboratory to the IAFE server of LAMP in Buenos Aires at the web page http://lago.iafe. uba.ar/lamp_cosmic_rays. Figure 12 shows a screen capture of this public site, where relative cosmic rate



Figure 12: Real Time data of Cosmic Rays measured at Marambio Station.

fluxes are made public for SWx monitoring purposes.

As part of the next steps of this project, LAMP is analyzing the data retrieved in the full first year of operation (Santos et al., 2020). This data are being incorporated to the operative products developed by our group (see Lanabere et al., 2020), along with solar and interplanetary counterpart (see, e.g., Cremades et al., 2018; Dorsch et al., 2020; Gutierrez & Dasso, 2020, among many others) to get a whole panorama of the SWx conditions and the physical processes involved. New possibilities at Argentine Antarctic Southeastern bases are being under consideration to expand the rigidity cutoff values for the cosmic ray particles that can be observed.

Acknowledgements: A.M.G and S.D. acknowledge partial support from the Argentinian grants UBACyT (UBA), PIP-CONICET-11220130100439CO and PIDDEF 8/14. We thank the Instituto Antártico Argentino and Comando Conjunto Antártico for the logistic support. S.D. and A.M.G are members of the Carrera del Investigador Científico, CONICET. V.L. and N.A.S. are fellows of CONICET.

References

- Coppola M., et al., 2016, BAAA, 58, 278
- Cremades H., et al., 2018, BAAA, 60, 216
- Dasso S., Shea M.A., 2020, Adv. Space Res., 65, 2081
- Dasso S., et al., 2015, 34th International Cosmic Ray Conference, International Cosmic Ray Conference, vol. 34, 105
- Dasso S., et al., 2019a, 16th European Space Weather Week, S12.T3–5
- Dasso S., et al., 2019b, International Space Weather Initiative Workshop, ICTP, vol. 3292, ICTP-smr 3292–14
- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016a, Adv. Space Res., 58, 1916
- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016b, Adv. Space Res., 58, 1940
- Denardini C.M., Dasso S., Gonzalez-Esparza J.A., 2016c, Adv. Space Res., 58, 1960
- Dorsch B.D., et al., 2020, BAAA, 62, submitted
- Gutierrez C., Dasso S., 2020, BAAA, submitted
- Lanabere V., et al., 2018, 42nd COSPAR Scientific Assembly, vol. 42, PSW.4–11–18
- Lanabere V., et al., 2020, Adv. Space Res., 65, 2223
- Masías-Meza J., Dasso S., 2014, Sun geosph., 9, 41
- Masías-Meza J.J., et al., 2016, A&A, 592, A118
- Santos N.A., et al., 2020, BAAA, submitted

The TOROS data reduction pipeline

I. Daza^{1,2}, M. Lares^{1,3}, B. Sánchez⁴, J.B. Cabral^{5,1}, M. Beroiz⁶ & M. Domínguez¹

- ¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina
- ² Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina
- ³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
- ⁴ Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina
- ⁵ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

Contact / vanessa.daza@unc.edu.ar

Resumen / El proyecto TOROS (Transient Optical Robotic Observatory of the South) tiene como objetivo la búsqueda en el óptico de eventos transitorios asociados a ondas gravitacionales. La búsqueda y el seguimiento de esos eventos requieren del procesamiento de un gran volumen de datos de imágenes. Automatizamos el proceso implementando una tubería capaz de analizar la entrada bruta y producir la fotometría para los candidatos transitorios. Esta tubería es robusta a la pérdida de datos o a las interrupciones de conectividad durante el proceso de selección de candidatos. Aquí presentamos el modelo y la aplicación de la tubería de TOROS, las tecnologías que intervienen en su desarrollo y perspectivas de futuro.

Abstract / The TOROS project (Transient Optical Robotic Observatory of the South) aims at searching for optical transient events associated to gravitational waves. The search and follow-up of such events require processing a large volume of imaging data. We automated the process by implementing a dedicated pipeline capable of analyzing the raw input images and producing the photometry for transient candidates. This pipeline is robust to data loss or connectivity interruptions during the candidate selection process. Here we present the model and implementation of the TOROS pipeline, the technologies involved in its development and future prospects.

Keywords / gravitational waves - techniques: image processing - methods: statistical

1. Introduction

The detection of the first kilonova in 2017 (Abbott et al., 2017a) marked the dawn of the multimessenger astronomy. The simultaneous observation of mergers of compact objects on gravitational wave (GW) interferometers and electromagnetic (EM) radiation allows to better understand e.g. the astrophysical processes that take place on these cataclysmic events, the nature of gravity and the energy content in the universe. A kilonova is a transient astronomical event that occurs shortly after the collision between a neutron star and another compact object. In this type of event, material and radiation is expelled into space and through electromagnetic radiation can be observed when it arrives to Earth as a rapidly decaying light curve, fading out approximately within a week. The location of the source of the gravitational wave in the EM radiation is not, however, easily constrained, since the GW interferometers have location dependent sensibility. Although the development of new GW observatories allows to better constrain the location of the source, the search region can comprise several hundred sq. degrees, so that many facilities are needed to quickly find the EM counterpart.

There are numerous studies that numerically model the emission of a compact object fusion event where one of these is a neutron star. The emission is thermally originated, produced by the release of energy, in

the processes of decay β , decay α and fission of enriched nuclei in the r-process (Narayan et al., 1992). The rprocess is the capture of neutrons by nuclei of elements such as iron, to produce enriched elements which are not stable, and decay into meta-stable elements. The expulsion of material is through different systems that are formed simultaneously, which have different radiation mechanisms disc-jet (Metzger & Berger, 2012). In the first moments however, the material ejection can be approached as to a shell to the system with spherical symmetry. In order to determine the shape of a light curve resulting from a fusion of the compact objects, several parameters are considered, among them the masses of the progenitor objects and their adimensional spin parameters, the orbital elements of the mutual motion between both objects (which are reduced to the amount of orbital angular momentum), and as a fundamental ingredient but of which we know very little the equation of state of matter of the neutron star. The only kilonova event observed in the optics, GW170817 (Abbott et al., 2017b), was shown to redden and fade faster than other known transients, with $\Delta q > 5$ and $\Delta T \gtrsim$ 6000 K in the first week of observations (Kilpatrick et al., 2017).

The foremost strategy to find the EM counterpart of a GW signal is the systematic search of variable sources in the high probability region of the merger candidate location after the GW detection. The high probability region is large enough to make its observation impossible by a single instrument, even if it has a wide field optical configuration. This procedure is also affected by the natural variability of the sky and by some observational defects that produce artificial variability. In order to quickly find the best candidates, it is key to arrange a set of observatories to work collaboratively (or even competitively) to scan the largest sky area in the smallest possible time. The TOROS project (Transient Optical Robotic Observatory of the South) has been designed to perform this task, taking advantage of a superb site on the Andes, with automated operation of the telescope and of data processing for quick identification of transient sources. The software used for the data reduction is expected to efficiently load, process, calibrate and extract information from a large volume of images in a short timescale. Here we present a data reduction pipeline developed for TOROS that aims at detecting, reporting and following up the EM counterparts of GW and other short period transient events. We also show (in subsection 2.1) an example of implementation on VLT data.

2. The TOROS pipeline

The Transient Optical Robotic Observatory of the South (TOROS) is an international collaboration that includes institutions like the Observatorio Astronómico de Córdoba, the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, the University of Texas at Rio Grande Valley, and the Universidad Nacional de Salta. The collaboration has access to several astronomical facilities, including the dedicated 0.61 m telescope at Cerro Macón (4640 m.a.s.l.), near the location of the ABRAS main instrument. As part of its design, the TOROS pipeline software is intended to store and process large data sets, following quality control and software engineering tools. The pipeline has been designed to automatically load and process astronomical images, including all the image reduction procedures, like bias, dark and flat field corrections, shortly after the images are acquired. It creates a database with the raw, corrected, and calibration images that can be accessed and reprocessed at any time. This is done in a series of so-called steps, that are part of the CORRAL framework (Cabral et al.) on which the pipeline is based.

2.1. Testing the pipeline on VLT images

At present, the TOROS project does not yet produce images, so we decided to test the performance of the pipeline in detecting short-period events with images from other telescopes. So in this section we detail the steps performed by the pipeline on images from the VLT telescope to study the supernova SN 2000cx 01 h 24 m 46.1 s , $+09^{\circ}30'31.2''$ discovered on 17.5 July 2000 (Yu et al., 2000).

The pipeline steps involve three types of information: input data (science and calibration images), astrometry (from astrometry.net) and output data (for each of the data reduction and processing steps). For this case the input data were seven epochs with observations in the filters UBVRI, downloaded from the repository of ESO^{*} and the index 4200 used to perform the astrometry on the input data were obtained from the astrometry.net data repository of astrometry.net^{**}. Database management starts with checking a previous database and replacing it or creating a new one. The database structure is then created according to the configuration of the specific site, instrument and observing campaign, with empty tables. In this case it is configured for VLT images. This database can be accessed with tools such as SQLITE.

The load of new images triggers the pipeline, which maintains a record of the executed steps and the status of each field (i.e., how many steps were applied and how successful each step was). Metadata in the headers of the images are used to verify the type of image (science or calibration image, and calibration type) and the quantities to be used in the astrometry and photometry steps. The software uses python language tools and dictionary entries to identify the image type according to the several options chosen by the different facilities. For example, the header for science images may contain the keys science frame, object, science and light frame. For the VLT, the key is object.

The next steps generate the master bias, master flat and master dark calibration images using the images taken on one night, which are stored and can be used to reduce image on the fly. As VLT does not have Dark images and this is unusual for most observatories, we decided to keep the steps involved in this type of imaging and build artificial dark images with zero equal value of the same size as the science images. After the corrections and reduction of the science images, the status of the images are changed to preprocessed if the process succeed, and to preprocessed_error otherwise. Then, astrometry is calibrated using the ASTROMETRY.NET service, choosing as search center the coordinates of the objects identified from the header, if any, retrieved from the VIZIER using ASTROQUERY. If no name candidates are found, a blind search is performed, although in this case it is more time consuming. If the astrometric calibration takes a long time, then it is canceled and the coordinates of other images in the observing campaign are used to try a calibration. This procedure can be performed with local files, so there is no need for an Internet connection and the whole process can be done with low or null Internet access. Once the field coordinates have been corrected, images are marked as wcs_solved; if it fails, the image is set to the flag wcs_solved_error and do not receive further analysis. In Fig. 1(a), we show a screenshot of the resulting astrometry and within it the location of sn 2000cx within the violet square.

The last step corresponds to the identification of sources using aperture photometry. The results are compared against known catalogues, e.g. UCAC4 (Zacharias et al., 2013) or GAIA (Gaia Collaboration, 2016), preloaded catalogues on local copies or take advantage of an Internet connection (this last option is not mandatory). For the case of the supernova, we use the UBVRI photometric standards catalog (Landolt, 1992),

^{*}http://archive.eso.org

^{**}http://data.astrometry.net



Figure 1: *Panel left:* Example of the astrometry done by the pipeline. The violet square indicate the location of sn 2000cx. *Panel right:* Instrumental magnitudes of sn 2000cx for each epoch.

where there is only information for two standard stars, which makes an impression on the photometric calibration and in turn on the generation of the light curve. The instrumental magnitudes with an aperture radius of 12 arcsec obtained by the pipeline are presented in the Fig. 1(b).

2.2. Hardware independent and cloud deployment

This work is derived from a PhD Thesis Sánchez & Domínguez (2019) and based on the open source COR-RAL framework initially developed for the TOROS pipeline, fully written in the PYTHON programming language. For its use and distribution we made use of tools that allow the continuous development of computer programs with restrictions on the libraries.

Given that DOCKER is a platform for the development, navigation and running of applications, we decided to implement this platform on the pipeline, thus ensuring the distribution and use of it. Some of the most important concepts of DOCKER are images, containers and volumes, these are defined below by describing their use in the pipeline. A DOCKER image is a lightweight, standalone executable package that includes everything needed to run a part of a SOFTWARE, including code, runtime, libraries, environment variables and configuration files. We create an image that contains the pipeline over the corral framework along with the libraries needed to run it. The user of the TOROS project pipeline only has to ensure that Docker is installed on his machine for the use of the image. As mentioned, DOCKER has containers, which are an environment where the pipeline can be run completely isolated from the host environment, they can be configured for access to host ports and persistent data volumes such as the images generated in a night of observation and the database generated in each step of the pipeline.

3. Discussion of results and Conclusion

We have presented the development of an automated pipeline for image processing, designed to be easily used in any optical observatory through line commands, capable of generating user-friendly reports at every step

with low connectivity and minimal human intervention. In order to test the performance of the current version of the pipeline, we present a framework for its download, installation and execution, independently of the system configurations, practices that are also being implemented on the LSST pipeline***. The results obtained in the pipeline test using the transient (sn 2000cx) observed by the VLT and available in legacy data, allowed us to compare the performance of our automated procedure to the results achieved through the manual implementation of the IRAF tasks (Sollerman et al., 2004). We found that the pipeline is able to detect and perform the photometry of the transient event but does not in this case reach the accuracy of the manual implementation, since it does not obtain results on images where the event is present. As future work the pipeline will be strengthened for the measurement of weak astronomical objects and will also be tested for the TOROS project.

Acknowledgements: The authors acknowledge the support from the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnológicas (CONICET, Argentina), Secretaría de Ciencia y Técnica (UNC, Argentina) and Center for Gravitational Wave Astronomy, The University of Texas Rio Grande Valley, Brownsville, TX.

References

- Abbott B.P., LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, 2017a, PhRvD, 96, 122006
- Abbott B.P., LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, 2017b, PhRvL, 119, 161101
- Cabral J.B., et al., , Astron. Comput.
- Gaia Collaboration, 2016, Vizie R
 Online Data Catalog, $\rm I/337$
- Kilpatrick C.D., et al., 2017, Science, 358, 1583
- Landolt A.U., 1992, AJ, 104, 340
- Metzger B.D., Berger E., 2012, ApJ, 746, 48
- Narayan R., Paczynski B., Piran T., 1992, ApJL, 395, L83
- Sánchez B., Domínguez M., 2019, Series temporales astronómicas (PhD Thesis)
- Sollerman J., et al., 2004, A&A, 428, 555
- Yu C., Modjaz M., Li W.D., 2000, IAUC, 7458, 1
- Zacharias N., et al., 2013, AJ, 145, 44

^{***} https://pipelines.lsst.io/

Retrasos troposféricos VLBI estimados con VieVs durante CONT11 y CONT17

A. Juarez¹ & L.I. Fernández^{2,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Laboratorio MAGGIA, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / amilkr@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Calculamos valores de retraso troposférico cenital total (ZTD, del Inglés Zenith Tropospheric Delay) a partir de observaciones de interferometría de linea de base larga (VLBI, del Inglés Very Large Baseline Interferometry) en estaciones que participaron en dos campañas de sesiones VLBI continuas (CONT11 y CONT17). Con este objetivo procesamos los datos VLBI con el software VIEVs de la Universidad Tecnológica de Viena. Se presenta un análisis estadístico de las diferencias entre ZTD VLBI y los respectivos valores ZTD estimados desde observaciones del Sistema de Posicionamiento Global por Satélites (GNSS, del Inglés Global Navigation Satellite System). Basados en bibliografía previa, los valores ZTD GNSS se consideraron como referencia. La serie temporal ZTD VLBI también fue comparada con los valores ZTD calculados a partir de datos climatológicos de un modelo numérico de reanálisis (ERA5) producido por el European Centre for Medium-Range Weather Forecast. Los resultados muestran buen acuerdo entre ZTD VLBI y ZTD GNSS, mostrando la fortaleza de VIEVs como herramienta. Por otro lado, las discrepancias encontradas entre ZTD VLBI y ZTD ERA5 confirman resultados publicados anteriormente. Estos afirman que la interpolación bi-lineal de los parámetros atmosféricos en los modelos numéricos de clima induce a errores afectando los valores ZTD calculados en zonas montañosas y elevadas.

Abstract / We computed Zenith Tropospheric Delay (ZTD) values from Very Large Baseline Interferometry (VLBI) observations for stations in two campaigns of continuous VLBI sessions (CONT11 and CONT17). To that aim we applied VIEVs software from University of Wien. We present the statistical analysis of the differences between ZTD VLBI and ZTD values estimated from Global Navigation Satellite System (GNSS) measurements. Based on the previous bibliography, we considered the ZTD GNSS series as a reference. The ZTD VLBI time series were also compared to ZTD values computed with climatological data from the numerical weather model ERA5 produced by the European Centre for Medium-Range Weather Forecast. The results reveal a good agreement between ZTD VLBI and ZTD GNSS showing the strength of VIEVs software as a tool. On the other hand, the discrepancies found between ZTD VLBI and ZTD ERA5 confirm previously published results that claim for inconsistencies of atmospheric parameters obtained by bi-linear interpolation of numerical weather models at mountain or high areas, affecting thus the computed ZTD.

Keywords / atmospheric effects — techniques: interferometric — methods: data analysis

1. Introducción

VLBI es la única técnica de observación capaz de materializar el Sistema de Referencia Celeste Internacional. Además, juega un rol fundamental en la determinación de los parámetros de la orientación terrestre y en particular en la determinación precisa de TU1 (Tiempo Universal 1).

Es bien sabido que las radio señales sufren un retraso en el instante de arribo debido al efecto de la refracción troposférica.Este retraso proyectado sobre la vertical del observador (ZTD), se obtiene a partir de la suma de dos contribuciones: el retraso causado en la radio señal a través de una atmósfera en equilibrio hidrostático (ZHD, del Inglés Zenith Hydrostatic Delay) y la influencia de las moléculas de agua en el camino óptico (ZWD, del Ingles Zenith Wet Delay). Mientras que el ZHD admite ser modelado y contribuye en un 90 % al ZTD, el ZWD es impredecible y directamente proporcional al contenido total de vapor de agua presente en un volumen elemental sobre el observador (conocido como IWV, del Inglés *Integrated Water Vapor*).

Aunque las técnicas de medida del vapor de agua atmosférico suelen ser escasas (radiosondeos) o muy costosas (radiómetros), desde los últimos 20 años se ha consolidado la determinación del IWV calculado a partir de mediciones del Sistema de Posicionamiento Global por Satélites (GNSS, del Inglés Global Navigation Satellite System). Existe una extensa producción bibliográfica respaldando la precisión de los datos IWV GNSS (ver Fernández et al. (2019) y referencias allí citadas). En este trabajo utilizamos VIEVS (Vienna VLBI and Satellite Software), (Böhm et al., 2018) para procesar observaciones VLBI y obtener ZTD. Con el fin de obtener series temporales que permitan la comparación, se procesaron 2 campañas de sesiones VLBI continuas: CONT11 (15 de septiembre de 2011 0:00 TUC al 29 de septiembre de 2011 24:00 TUC), donde participó por última vez la antena VLBI de TIGO hoy emplazada en el Ob-



Figura 1: Ubicación de las antenas VLBI participantes de CONT11 y CONT17 (legacy-1) con datos ZTD GNSS disponibles.

servatorio Argentino Alemán de Geodesia (AGGO, del Inglés Argentinian German Geodetic Observatory) y la red legacy-1 de la última realizada CONT17 (28 de noviembre de 2017 0:00 TUC al 12 de diciembre de 2017 24:00 TUC, Behrend et al. (2020)), ver Fig. 1.

Las CONT son campañas de sesiones VLBI continuas, de 15 días de duración, organizadas por el *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry* (IVS). Comenzaron anualmente en 1994-96, luego cada 6 años y cada 3 años desde 2002.

Los valores ZTD VLBI obtenidos fueron comparados con ZTD GNSS y ZTD calculado a partir de datos atmosféricos de un modelo numérico de re-análisis (ERA5), producido por el Centro Europeo de Previsiones Meteorológicas de Medio Alcance (ECMWF, del Inglés, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts).

La sección 2 describe el cálculo de ZTD VLBI, ZTD ERA5 y la fuente de datos ZTD GNSS. En la sección 3 se comparan los resultados ZTD VLBI con respecto a las otras dos series temporales. Las principales conclusiones del trabajo se desarrollan en la Sección 4.

2. Metodología

Las series temporales de valores ZTD GNSS son productos libremente accesibles desde el Servicio Internacional GNSS (IGS, del Inglés *International GNSS Service*^{*}). Estos datos cuentan con una exactitud de 4 mm y están tabulados cada 5 min en archivos diarios.

Por otro lado, para obtener las series temporales de ZTD VLBI y ZTD ERA5, recordamos que,

$$ZTD = ZHD + ZWD \tag{1}$$

donde ZHD puede estimarse a partir de la fórmula de Saastamoinen (Saastamoinen, 1972) conociendo la altura ortométrica, la latitud geodésica del lugar, y midiendo la presión atmosférica,

$$ZHD = \frac{2.2768 P}{1 - 0.00266 \cos(2\phi) - 0.00028 H}$$
(2)

donde P [hPa] es la presión atmosférica, ϕ es la latitud de la estación y H [km] la altura ortométrica. Las coordenadas geodésicas de las estaciones que formaron

parte de CONT11 y CONT17 provienen del Marco de Referencia Terrestre Internacional (ITRF 2014,**). Para calcular la altura ortométrica, se considera en cada caso la ondulación del Geoide según el modelo EGM08 (Pavlis et al., 2008). Para el cálculo de ZHD VLBI, las mediciones de P se recuperan desde el observable VLBI en formato VGOSdb, y se aplican a la Ec. 2. En el caso de ZHD ERA5 (Hersbach et al., 2020), en la Ec. 2 se utilizan datos de presión atmosférica superficial (P [Pa]) horarios y grillados ($0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$). Los datos sobre cada estación se obtienen de una interpolación bi-lineal.

2.1. ZWD VLBI: Procesamiento VIEVS

El dato se obtiene cada 30 min como salida del software de procesamiento VIEVS. Los observables correlados, datos de entrada al software, provienen del IVS.

Para la corrida de VIEVS se tuvieron en cuenta los siguientes modelos y procedimientos en acuerdo con la convenciones IERS 2010 (Petit & Luzum, 2010). Las coordenadas de las radiofuentes se fijaron en el Marco de Referencia Celeste Internacional (ICRF3), (Charlot et al., 2020), para los parámetros de orientación terrestre (EOP) se utilizó la serie IERS C04 14 (Bizouard et al., 2019), las variaciones de EOP de alta frecuencia fueron modeladas según las convenciones IERS 2010 (Petit & Luzum, 2010). Además, se corrigieron los efectos de mareas y cargas atmosféricas (Petrov & Boy, 2004), y cargas por mareas oceánicas, basándonos en el modelo FES2004 (Lyard et al., 2006). En la estimación de las coordenadas de las estaciones, se impusieron condiciones de NNT (no-net-traslation) y NNR (no-net-rotation).

2.2. ZWD ERA5

El cálculo se realiza en tres pasos y utiliza datos horarios grillados ($0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$) de temperatura (T [K]) y el contenido total de vapor de agua integrado (IWV [kg m s⁻²]). Los valores de las series temporales en cada estación se obtienen por interpolación bi-lineal.

En el primer paso calculamos la temperatura media de la troposfera $(T_m [K])$, usando la fórmula de Bevis (Bevis et al., 1992)

$$T_m = 70.2 + 0.72 \, T \tag{3}$$

donde $T~[{\rm K}]$ es la temperatura. Luego se calcula el factor Π según

$$\Pi = 10^{6} \left[(k_{2}' + \frac{k_{3}}{T_{m}}) R_{v} \right]^{-1}$$
(4)

donde $k'_2 = 17$ K hPa⁻¹, $k_3 = 3.776 \times 10^5$ K² hPa⁻¹ y $R_v = 461.5181$ J kg⁻¹ K⁻¹ son constantes conocidas.

Finalmente, usando el valor interpolado de IWV, quedará

$$ZWD = \Pi^{-1} IWV. \tag{5}$$

El valor de ZWD así calculado diferirá de ZWD VLBI dado que el valor de IWV fue integrado numéricamente por el modelo usando un límite inferior igual a la altura que el modelo de reanálisis asume para la estación. Esa altura no siempre coincide con la altura real

^{*}http//:www.igs.org/products

^{**}https://itrf.ensg.ign.fr/ITRF_solutions/2014/ ITRF2014.php



Figura 2: Valor medio de las diferencias (ZTD VLBI - ZTD GNSS) en [mm] para ambas campañas CONT.

del sitio, especialmente en zonas montañosas o elevadas (Fernández et al., 2019).

3. Resultados

En la Fig. 2 podemos ver que el valor medio de las diferencias horarias (ZTD VLBI – ZTD GNSS) se mantiene por debajo de 10 mm para todas las estaciones alcanzando sus máximos valores en CONT17. Esta situación acuerda con los reportes IVS indicando que se registraron problemas de calibración de fase en Wettzell (Wz), v días de observación perdidos en Fortaleza (Ft), entre otros. Considerando todas las estaciones en ambas CONT, la desviación estándar (σ) es menor a 12 mm y $\sigma \leq 6 \text{ mm}$ para el 23 % de las sitios. Hobbart (Ho), en CONT11 es una excepción con $\sigma < 15$ mm. Finalmente, los valores ZTD VLBI y ZTD GNSS muestran una correlación positiva significativa durante ambas campañas. Los coeficientes de correlación (r) son ≥ 0.9 para el 90 % del total de estaciones, con excepción de Hobart (Ho) en CONT11 con un valor de 0.8 y Ft en CONT17 con 0.86.

Por otro lado, el valor medio de las diferencias horarias (ZTD VLBI – ZTD ERA5) se incrementan significativamente y están por debajo de los 80 mm salvo para Kokee (Kk) adonde las diferencias alcanzan casi 300 mm en ambas campañas. Este es un ejemplo extremo de los efectos de la interpolación bi-lineal efectuada en puntos grilla separados en altura mas de 1000 metros y algunos en el océano donde el modelo sobrestima IWV (Fernández et al., 2019). Además, los valores de altura que ERA5 asigna a las estaciones no coinciden con los valores geodésicos incrementando las diferencias en el ZTD calculado. En consecuencia, los σ también son mayores. El 90 % del total de estaciones presentan valores de $\sigma \leq 15$ mm y sólo el 13 % de ellas tiene $\sigma \leq$ 6 mm en ambas campañas.

En este caso la correlación también es significativa y positiva, r resulta ≥ 0.9 para el 80 % del total de estaciones. Las excepciones son Yebes (Yb, 0.88), Kokee (Kk, 0.87) y Tigo (Tg, 0.8) en CONT11; Fortaleza (Ft, 0.84), Hartrao (Hh, 0.86) y Wark12m (Ww, 0.89) en CONT17.

4. Conclusiones

Dos campañas CONT fueron procesadas con VieVs (Böhm et al., 2018) produciendo valores de ZWD VLBI. Usando dato meteorológico medido en las sesiones, se calculó ZTD VLBI y los valores obtenidos se compararon con ZTD GNSS y ZTD ERA5, respectivamente.

Los resultados muestran diferencias medias (ZTD VLBI -ZTD GNSS) inferiores a 1 cm mostrando una subestimación de los valores ZTD GNSS tomados como referencia. CONT17 muestra una mayor dispersión con respecto a CONT11. Esto puede justificarse en los varios problemas técnicos reportados por el IVS durante CONT17.

En general, nuestros resultados muestran muy buen acuerdo con Teke et al. (2013) para CONT11 y Puente (2020, comunicación personal trabajo en prensa) para CONT17. La representación de la orografía en ERA5 puede variar cientos de metros con el relieve. Esta diferencia de alturas impacta severamente la calidad de los resultados. Kokee (Hawaii) es un caso extremo de terreno elevado en una isla, 2 factores que provocan una sobre estimación máxima a los valores ERA5. Los resultados mostrados refuerzan la necesidad de utilizar dato meteorológico medido o bien generar correcciones a los valores IWV extraídos del modelo (Fernández et al., 2019) que serán particulares para cada estación.

Agradecimientos: Agradecemos a todas las partes (Centro de Coordinación, estaciones VLBI, Centros de Correlación y de Datos) del International VLBI Service for Geodesy and Astrometry (IVS) que contribuyeron a la realización de las campañas CONT11 y CONT17, al European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) por los datos ERA5 obtenidos desde https://www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/ browse-reanalysis-datasets y al International GNSS Service (IGS) por sus productos troposfericos disponibles en https:// www.igs.org/products-access/#atmospheric-parameters.

Referencias

- Behrend D., et al., 2020, J. Geod., 94, 100
- Bevis M., et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 15787
- Bizouard C., et al., 2019, J. Geod., 93, 621
- Böhm J., et al., 2018, PASA, 130, 044503
- Charlot P., et al., 2020, A&A, 644, A159
- Fernández L.I., et al., 2019, Annales Geophysicae, 37, 1181
- Hersbach H., et al., 2020, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 146, 1999
- Lyard F., et al., 2006, Ocean Dyn., 56, 394–415
- Pavlis N., et al., 2008, SEG Technical Program Expanded Abstracts 2008, 761–763, Society of Exploration Geophysicists
- Petit G., Luzum B., 2010, Iers conventions (2010), Tech. rep., BIPM, Sevres, France
- Petrov L., Boy J., 2004, Geophys., 109
- Saastamoinen J., 1972, The use of artificial satellites for geodesy, 15, 247
- Teke K., et al., 2013, J. Geod., 87, 981

Proyecto de autoguiado para el telescopio Jorge Sahade

J.L. Aballay¹, G. Fernández¹, M. Giménez¹, R. Godoy¹ & P. Pereyra¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / gfernandez@casleo.gov.ar

Resumen / En marzo del año 2019 se comenzó con el pre-proyecto de autoguiado para el foco Nasmyth del Telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Este nuevo sistema, que ha sido requerido por la comunidad científica, mejorará notablemente la imagen en directo. En este tiempo se realizaron diferentes tipos de pruebas relacionadas a la óptica del telescopio, tales como medición del campo primario útil (determinado en 32 minutos de arco de diámetro), pruebas de adquisición en directo con la cámara principal más cámara de guiado fija y diseño 3D de soportes. Actualmente se cuenta con un nuevo soporte X-Y con los mecanismos y motores para poder ubicar la nueva cámara de guiado en el área de búsqueda, como así también se realizó la programación del microcontrolador que ejecuta dicho posicionamiento.

Abstract / The autoguider pre-project phase for the Nasmyth focus of the Jorge Sahade Telescope (El Leoncito Astronomical Complex) began in March 2019. This new system, required by the scientific community, will significantly improve the Direct Imaging performance. During this time, different types of tests were carried out related to the telescope optics, such as the measurement of the useful primary field (32 arcmin in diameter), direct imaging tests with the main camera plus fixed guide camera and 3D design of mechanical supports. Currently, there is a new X-Y support with the necessary mechanisms and motors for the positioning of the new guide camera in the search area and the programming of the microcontroller that implements such positioning.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — techniques: image processing — telescopes

1. Introducción

Idealmente, los telescopios deben poseer un sistema de autoguiado para poder corregir en tiempo real los errores del sistema electro-mecánico. Gracias al cálculo de la posición del centroide de la estrella guía, también se puede determinar si existen errores periódicos en el conjunto sinfin-corona, en el contrapesado, en la puesta en estación o en el oscilador patrón, por ejemplo. Por lo tanto, es necesario dotar al Telescopio Jorge Sahade (TJS)* con un sistema de autoguiado para el CCD Directo en el foco Nasmyth, para evitar elongaciones de las imágenes adquiridas, limitaciones en los tiempos de integración y la necesidad continua de que el operador o el astrónomo hagan correcciones manualmente entre exposiciones.

2. Descripción del proyecto

2.1. Pre-proyecto

En marzo del 2019 se comenzó con el pre-proyecto: se estudió el posible uso de un *beamsplitter*/cámara NIR como así también un OAG (*Off-Axis Guider*). Se decidió por el segundo método, pero con la posibilidad de poder mover el conjunto espejo/cámara de guiado en las coordenadas X-Y, cubriendo prácticamente el 77 % del campo útil enfocado. La

2.2. Pruebas con cámaras Roper y ST7

En septiembre del mismo año se hicieron las primeras pruebas con la cámara Roper y la ST7 como cámara de guiado. Se utilizó PHD2 Guiding (R) (Stark, 2013) y se tomaron imágenes con el telescopio en posiciones a -2 hs AH (ángulo horario) y -4 hs AH, sin y con autoguiado. En diciembre, se repitieron las pruebas para el foco Cassegrain, obteniendo el mismo campo útil enfocado.

En posiciones extremas del telescopio en AH se encontraron elongaciones en las imágenes adquiridas, con tiempos de exposición mayores a 60".

2.3. Trazado de rayos

Se parametrizó el telescopio con el programa $ATMOS(\mathbb{R})$ (Riccardi, 2016), simulando el campo útil teórico y contrastándolo con el real. Posteriormente se realizó el trazado de rayos con el programa de diseño óptico OSLO $EDU(\mathbb{R})$ (Sivanandam, 2015), agregando a la simulación el espejo que desviará la luz hacia la cámara de guiado (QHY), resultado que se ve en la Fig. 1.

2.4. Diseño y construcción

A principio del año 2020, se tomaron las medidas de las platinas que se sitúan en el Nasmyth, para dar comienzo al proyecto en sí. Se diseñaron diferentes prototipos en 3D en AutoCAD® (AutoDesk, 2018) y SolidWorks® (Systems, 2018) para el soporte X-Y y el sistema mo-

^{*}https://casleo.conicet.gov.ar/js



Figura 1: Trazado de rayos del TJS.



Figura 3: Prototipo del soporte X-Y.

torizado de microfoco para el conjunto espejo/cámara (Fig. 2). Este nuevo diseño agrega además un nuevo par de ruedas de filtros, como así también un soporte estructurado para la cámara Roper (sola o con reductor focal).



Figura 2: Diseño en 3D del autoguiado y ruedas de filtros en el foco Nasmyth.

Se compraron los elementos y mecanismos necesarios para la fabricación del soporte X-Y. Una vez construido, se realizó el movimiento en forma manual del conjunto espejo/cámara para poder determinar sobre el plano el área efectiva de búsqueda de estrellas guía. El soporte armado se puede ver en la figura siguiente (Fig. 3).

2.5. Control de movimientos

Se realizaron pruebas electrónicas a los nuevos motores y drivers, por medio de un kit Arduino. A continuación, se programó un microcontrolador robusto (Rabbit Core) utilizando Dynamic C(R) (Digi, 2011) y se comenzó con el control electrónico definitivo (Fig. 4). Dicho control, permite posicionar la cámara de guiado dentro del área de búsqueda, moviendo los motores X e Y. Para ello, se determinó previamente la relación entre los pasos del giro completo del motor y el desplazamiento lineal en cada eje, analizando el sincronismo necesario entre ambos motores. Se diseñaron e implementaron las rampas de arranque para lograr movimientos suaves, como así también los límites a través de finales de carrera. En modo full step se obtuvo una resolución de 0.2 mm (2.26 segundos de arco) en el movimiento lineal. Una vez alcanzada la posición, se realizará el control de un tercer motor, encargado del microenfoque de la cámara.



Figura 4: Microcontrolador *Rabbit*, *drivers* de potencia y motores para los movimientos X-Y.



Figura 5: *Panel superior*: control de posicionamiento en modo manual. *Panel inferior*: control de posicionamiento en modo automático.

2.6. Software de control

Se desarrolló el programa que se comunica con el microcontrolador a través de la red Ethernet, permitiendo accionar los motores de los movimientos X e Y en forma manual o automática. En la Fig. 5 se muestran ambas ventanas. En la superior se seleccionó el modo "manual" posibilitando mover la cámara de guiado a una posición X/Y a través de los cursores para un ajuste fino (futuro centrado de la estrella guía dentro del campo de la cámara). También permite ir a la posición de home, en la cual el sistema encuentra la referencia para poner sus contadores a cero. En la ventana inferior, se muestra el control en modo "automático". En este modo, en los campos de la derecha se ingresan los valores de X e Y a los cuales se quiere llegar. Al dar al botón Ok el controlador va primero en búsqueda del home, para alcanzar la posición ingresada previamente, en forma automática. Permanentemente se está chequeando la comunicación con el microcontrolador, mostrando el estado en la barra inferior de la ventana.

3. Trabajos a realizar

Los trabajos proyectados son:

- Fabricar las nuevas ruedas de filtros y soporte de la cámara principal.
- Programar la búsqueda de estrellas guía utilizando un catálogo GSC (se mostrarán en orden de magnitud, mostrando la más brillante primero). Determinar el centroide.
- Desarrollar y armar la placa de control para el subsistema "autoguiado".
- Diseñar, desarrollar y armar la placa de control para el subsistema "ruedas de filtros".
- Establecer la forma de comunicación entre subsistemas (placa de control, PC, PLC y telescopio).
- Determinar el método de disipación del calor generado.
- Medir el nivel de vibración del sistema completo, verificando que esté por debajo del umbral permitido.
- Simular el sistema en conjunto.
- Instalar el sistema de autoguiado en el telescopio y evaluar su desempeño.

4. Conclusiones

Se proyecta que para el segundo trimestre del 2021 se puedan realizar las primeras pruebas en el TJS, sin tener en cuenta la pérdida de tiempo en la ejecución de tareas ya diagramadas, por la cuarentena.

Se espera que con este nuevo sistema de autoguiado se puedan mejorar significativamente las imágenes en CCD Directo.

Referencias

AutoDesk, 2018, Software de diseño asistido por computadora

- Digi, 2011, Integrated C Development System
- QHY C., , Guide cameras specifications
- Riccardi M., 2016, ATM Optical Design and Analysis Software
- Sivanandam S., 2015, Optical-design-lab
- Stark C., 2013, PHD2 Guiding
- Systems D., 2018, 3d cad

Acondicionamiento de un radiotelescopio utilizando Software Defined Radio (SDR)

S.B. Araujo Furlan^{1,2} & C.A. Valotto^{3,4}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

³ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

⁴ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / saraujo@iar.unlp.edu.ar

Resumen / En este reporte, presentamos el desarrollo de una antena para la detección de ondas de radio. El sistema receptor consiste de un dipolo de media onda para 610 MHz acoplado a un reflector semi-parabólico de parrilla, un amplificador de bajo ruido y, como detector, un *Software Defined Radio* RTL-SDR conectado a una computadora. El objetivo principal del trabajo es la calibración del sistema por el método del factor-Y, utilizando al Sol como fuente. Nuestros resultados preliminares indican que la primer implementación del sistema no produjo las medidas necesarias para llevar a cabo la calibración. Concluimos que las causas más probables de esto son la inestabilidad a lo largo del tiempo del receptor y la forma en que se tomaron las mediciones. Discutimos los próximos pasos para solucionar el problema y concluir con la calibración proyectada.

Abstract / We present the development of a radio antenna using a *Software Defined Radio* (RTL-SDR). The receiver system consists of a half-wave dipole for a frequency of 610 MHz, a low noise amplifier and the RTL-SDR receiver connected to a computer. The main goal of this work is the calibration of the system by means of the Y-factor method, using the Sun as the source. Our first results show that we could not obtain the necessary measurements to carry out the calibration. We conclude that the main issue is the time-instability of the system. We discuss the following steps required to complete the calibration.

Keywords / instrumentation: detectors — methods: observational — methods: data analysis — Sun: general

1. Introducción

El objetivo de este trabajo fue la puesta en funcionamiento y calibración de una antena para radio astronomía. Sirvió de primer contacto con la instrumentación en esta área. Se presenta el desarrollo de un receptor empleando un RTL-SDR. Durante el trabajo se contó con el apoyo de una Beca de Servicio Tipo B brindada por la Asociación Argentina de Astronomía.

Los avances tecnológicos han revolucionado la manera de desarrollar receptores para radio astronomía. Esto se debe a la innovación que presentan los receptores digitales, proveyendo una herramienta versátil que reemplaza los equipos electrónicos específicos anteriormente necesarios en el diseño de radio telescopios. Un ejemplo de receptores digitales simples son los *Software Defined Radio* (RTL-SDR). Estos pueden emplearse directamente como el receptor digital de una antena.

El RTL-SDR utilizado tiene una implementación muy sencilla, pues se conecta a la antena por medio de un cable coaxial y a la computadora por su puerto USB. Para adquirir datos, se utiliza uno de los programas disponibles que ofrece la comunidad de RTL-SDR*. La complejidad y versatilidad del receptor digital dependerá del módulo utilizado. El receptor empleado tiene como datos de salida valores de dB arbitrarios, para un rango de frecuencias elegidas $(dB(\nu))$, para cada tiempo de integración (un espectro por tiempo de integración). Un módulo similar se emplea en (Gancio et al., 2020). Los dB tienen sentido al comparar distintos espectros entre sí, como se indica en la página del programa empleado para la adquisición*. Se propone el método de calibración del factor-Y, que emplea la proporción entre la señal de la fuente y la del cielo sin ella (Cakaj et al., 2005).

2. Descripción

Los objetivos específicos fueron la puesta a punto de la antena, la caracterización de la respuesta del instrumento y la calibración del mismo. Se armó el radiotelescopio con una antena dipolar de media onda para 610 MHz y un reflector semi-parabólico. El sistema receptor está conformado por un amplificador de bajo ruido (LNA SPF5189Z, Qorvo^{**}), un RTL-SDR Blog V3 (ADC: RTL2832U^{***}) y una computadora. El diseño del dipolo fue realizado por Julián Galván, técnico principal del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Se diseñó para que tuviera una impedancia de 50 Ω , igual que el RTL-SDR. El diseño del sistema receptor en sí

^{*}http://kmkeen.com/rtl-power/

^{**}https://www.qorvo.com/products/p/SPF5189Z

^{*}https://www.rtl-sdr.com/

^{***}https://www.rtl-sdr.com/wp-content/uploads/2018/ 02/RTL-SDR-Blog-V3-Datasheet.pdf



Figura 1: Variación de la potencia que se espera obtener a lo largo de un día.



Figura 2: *Panel izquierdo:* se muestra el dipolo conectado a los terminales del cable coaxial. *Panel derecho:* se ve el sistema receptor de la antena ya montada, indicando con números: 1) el dipolo, 2) el módulo del LNA, y 3) el RTL-SDR.

fue realizado por Guillermo Gancio, técnico principal del mismo instituto. El dipolo fue fabricado, mientras que la semi-parábola reflectora fue reutilizada de una antena anterior.

El LNA posee una figura de ruido de 0.52 dB a 0.8 GHz y 0.55 dB a 0.9 GHz, así como una ganancia de 19.6 dB a 0.8 GHz. El RTL-SDR posee una ganancia selectiva, elegimos su máximo de 50 dB. Un dipolo de media onda tiene un FWHM = 78° , con el reflector semi-parabólico mejora a 28° en la dirección perpendicular al dipolo y a 46° en la dirección paralela al mismo. Por esto, el Sol se comportaría como una fuente puntual.

El radiotelescopio se ubicó en la terraza del Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC). Se utilizó el programa de adquisición RTL_POWER, y se eligió un ancho de banda $\Delta \nu = (597 - 623)$ MHz = 26 MHz. La antena estaba fija, con la longitud de la semi-parábola en dirección E-O y una altura de $\approx 80^{\circ}$ desde el N, hacia la eclíptica. Al estar fija, la variación en las mediciones se producen por el movimiento de la fuente en el cielo, i.e. del Sol. Si el Sol no está en el cielo, deberíamos tener un mínimo de medición. Cuando el Sol está sobre el horizonte, deberíamos medir su radiación con un máximo alrededor del mediodía, cuando entra al FWHM de 28° de la antena. La Figura 1 representa la variación esperada en la potencia a lo largo de un día.

3. Metodología

Para realizar la calibración se eligió el método del factor-Y (Marr et al., 2016; O'Neil, 2002; Cakaj et al., 2005; Gancio & Larrarte, 2012). Para este, se necesita medir una fuente y luego una porción del cielo cercana sin ella.



Figura 3: Comparación entre las mediciones de la carga para los días en que se midió la respuesta del receptor con la batería de gel y con la fuente AC/DC. Las curvas muestran como varían las mediciones de dB a lo largo del tiempo para cada día. Las líneas verticales indican el final de los bloques de medición y la cantidad de horas transcurridas desde el comienzo de la medición. *Panel superior:* todas las mediciones. *Panel inferior:* detalle los días 18 y 23 de febrero.

Como la antena es fija, propusimos obtener la medición del cielo con fuente cuando el Sol se encuentra en su culminación, y sin fuente cuando el Sol no está sobre el horizonte.

La calibración de la antena, siendo el elemento desconocido de nuestro sistema, requiere desafectar su medición de la del receptor. Con este objetivo, se midió de manera intercalada a la antena, el receptor conectado a una carga resistiva de 50 Ω . Estas mediciones se realizaron antes y después de cada bloque de medición del dipolo. La información que brindan es la respuesta del receptor en forma independiente, sin la antena. Para obtener la respuesta de la antena, convertimos las mediciones en dB de la antena y la carga a unidades lineales. Hecho esto, restamos el promedio de las mediciones de la carga previa y la posterior a cada bloque de la antena. Un bloque de medición está conformado por todas las mediciones tomadas con la antena durante un intervalo de tiempo de varias horas. Para dicho intervalo se especifica un tiempo de integración (t_{int}) . Los bloques de medición duraban 3 horas, con un $t_{int} = 5$ ó 2 min. La carga resistiva se medía durante un tiempo total de 10 min entre cada bloque con el mismo t_{int} que la antena.

Al Sol se lo ha utilizado anteriormente como fuente calibradora (Cakaj et al., 2005), debido a que es una fuente ampliamente estudiada. Para observar cómo varía la potencia a lo largo del día, propusimos estudiar las medidas en dB, llevadas a una base lineal cuando sea necesario hacer operaciones. El $t_{\rm int}$ define la cantidad de espectros resultantes. Si observamos a lo largo de bloques de 3 h con un $t_{\rm int} = 2$ min, por cada bloque tendremos en total 90 espectros. Observando desde la salida del Sol (≈ 7 am), hasta la puesta (≈ 8 pm), da un total de ≈ 390 espectros. Si obtenemos el promedio de las mediciones de cada espectro, y graficamos este en función del tiempo o en función de $t_{\rm int}$ (i.e. el n° de

scan), esperamos observar una variación a lo largo del día, similar a la que se muestra en la Figura 1. Una vez observada esta variación, se puede implementar la calibración del método del factor-Y.

4. Resultados

El dipolo se diseñó para una impedancia de 50 Ω . Para hacer un dipolo de media onda puramente resistivo y que no sufra pérdidas de reflexión, los valores típicos de la longitud total del dipolo son de $0.4 - 0.42 \lambda$ (Kraus & Marhefka, 2002). Nuestro diseño tiene una longitud de 19.43 cm $\approx 0.395 \lambda$, y un diámetro de 10 mm, para que sea puramente resistivo. El dipolo se conectó al LNA a través de un cable coaxial de impedancia de 50 Ω (Figura 2).

Los días 17/01/20 y 20/01/20 se realizaron mediciones desde el mediodía al atardecer, sin obtener la variación esperada para dB vs. *scans*. Los días 23/01/20y 24/01/20 se midió desde el mediodía del 23 hasta el atardecer del 24. No se obtuvo la variación esperada, y tampoco se observó la misma variación durante estos dos días.

Se procedió a probar la estabilidad del sistema receptor el 29/01/20 y 30/01/20 a lo largo de varias horas para comprobar si la respuesta era estable en el tiempo. Para ello se tomaron mediciones de la carga conectada al receptor durante bloques de 3 h con un $t_{int} = 2$ min. El 29 se midió un solo bloque, y el 30 se midió a lo largo de 3 bloques. Cada bloque de 3 h produce un total de 90 scans. Como se ve en la Figura 3, en las curvas correspondientes al 29/01/20 y al 30/01/20, la respuesta no era estable y tampoco se reproducía la variación de un día respecto a la del otro.

Se cambió la fuente de alimentación del LNA (una batería de gel de 12 V) por una fuente de alimentación AC/DC. Se midió la respuesta de esta el 03/02/20 por 1 hora (produjo solo 30 *scans*), y el 18/02/20 y 23/02/20 se midió durante 3 bloques de 3 h, para todos se eligió $t_{\rm int} = 2$ m. Se muestra en la Figura 3 que la respuesta del receptor con esta fuente es más estable que con la batería.

Por último, el 24/02/20 se realizó una medición desde la salida del Sol hasta su puesta, comenzando a las 06:48 y terminando a las 20:44. En la Figura 4 se muestra el resultado de la medición completa, que no sigue la variación esperada a lo largo del día (ver Figura 1).

Si comparamos la variación del 24/02/20 con las que se ven para el 18/02/20 y 23/02/20, vemos que los tres días tienen variaciones de alrededor de 1 dB a lo largo de las horas. Esto indica que las variaciones que se registran el 24/02/20 no se provocan por el paso del Sol, sino por la variación propia de todo el sistema receptor.

5. Conclusiones

Como primer proyecto dentro de la instrumentación en radio astronomía se propuso armar un receptor y calibrarlo con el método del factor-Y. Realizamos mediciones a lo largo de varias horas para obtener las medidas necesarias. Los resultados que se obtuvieron no fueron



Figura 4: Mediciones en dB en función de los *scans* (tiempo) para el día 24 de Febrero. Los distintos colores representan cada bloque de medición. Las líneas verticales indican momentos importantes del día, para los cuales se deberían observar puntos claves de la variación esperada.

satisfactorios para proceder con la calibración debido a la inestabilidad temporal del sistema. Proponemos cambiar la forma de obtener las mediciones para llevar a cabo la calibración. Nuestro receptor es de potencia total, el mismo está fuertemente afectado por variaciones temporales de la ganancia. Por esto, las medidas de el cielo con y sin fuente con tantas horas de diferencia no son recomendables para la implementación del método del factor-Y.

Como trabajo a futuro, se propone cambiar la ejecución de las mediciones para la calibración con el método del factor-Y. En vez de emplear como medidas la medida del cielo sin Sol y la medida al mediodía, se propone apuntar con la antena al Sol, medir, y rápidamente cambiar a la posición opuesta del cielo a una distancia angular de 90°, tomando de esta manera la medición del cielo sin fuente.

Agradecimientos: Queremos agradecer al árbitro por su invaluable aporte para mejorar el artículo y ampliar nuestros conocimientos.

Referencias

- Cakaj S., Keim W., Nalaric K., 2005, Sun noise measurement at low Earth orbiting satellite ground station, 345– 348, 47th International Symposium ELMAR
- Gancio G., Larrarte J.J., 2012, 1-14 GHz TIGO RFI Monitoring System, Tech. rep., Instituto Argentino de Radioastronomía
- Gancio G., et al., 2020, BAAA, 61B, 219
- Kraus J.D., Marhefka R.J., 2002, Antennas for all applications, McGraw-Hill
- Marr J.M., L. S.R., E. K.S., 2016, Fundamentals of Radio Astronomy: Observational Methods, Series in Astronomy and Astrophysics, CRC Press, Taylor & Francis Group
- O'Neil K., 2002, Single-Dish Calibration Techniques at Radio Wavelengths, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 278, 293–311

Observaciones astronómicas en la República Argentina antes del Observatorio Nacional

S. Paolantonio¹

¹ Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / paolantoniosantiago@gmail.com

Resumen / Presentamos resultados de la investigación histórica que se viene llevando adelante sobre los trabajos astronómicos desarrollados en la República Argentina en el período previo a la institucionalización de esta ciencia en nuestro país. Se considera que el comienzo del período institucional corresponde a la inauguración del Observatorio Nacional en octubre de 1871. En esa época, se identifica el actuar del astrónomo Octavio F. Mossotti en la Universidad de Buenos Aires, así como de varios aficionados: Vicente López, Bartolomé Muñoz, Hermann C. Dwerhagen y Bernard Kiernan, quienes en forma sostenida realizaron observaciones de diversos fenómenos astronómicos, los cuales publicaron y divulgaron.

Abstract / We present results of the historical research that is being carried out on the astronomical work developed in the Argentine Republic in the period prior to the institutionalization of this science in our country. It is considered that the starting point of the institutional period corresponds to the opening of the National Observatory in October 1871. At that time, it is identified the performance of the astronomer Octavio F. Mossotti at the University of Buenos Aires, as well as of several amateurs: Vicente López, Bartolomé Muñoz, Hermann C. Dwerhagen and Bernard Kiernan, who consistently made observations of various astronomical phenomena, which they published and disclosed.

Keywords / history and philosophy of astronomy — eclipses — comets: general

1. Introducción

El 24 de octubre de 1871 marca el inicio de la institucionalización definitiva de la astronomía en la República Argentina, con la inauguración del Observatorio Nacional Argentino en la ciudad de Córdoba. Previo a este hito, es posible reconocer diversas actividades relacionadas a esta ciencia desde el mismo inicio de la formación del país.

Como producto de la investigación histórica que sobre el Observatorio Nacional y la astronomía argentina se está llevando adelante^{*}, se ha identificado en el período comprendido entre 1816 y 1871, la presencia de un astrónomo profesional y el actuar de diversos aficionados a la astronomía en Buenos Aires. Estos astrónomos no profesionales realizaron individual o conjuntamente, en forma sostenida a lo largo de varias décadas, diversas observaciones y cálculos astronómicos con resultados ponderables e importantes. Lo realizado fue publicado casi con exclusividad en la prensa, ante la falta de una publicación especializada local.

2. Observatorio del Convento de Santo Domingo

En el período mencionado, el físico y astrónomo piamontés Octavio Fabrizio Mossotti fue contratado como profesor de la entonces recientemente creada Universidad de Buenos Aires, para "... establecer en la nuestra una Cátedra de Astronomía, lleva también el proyecto de establecer en Buenos Aires un Observatorio que merezca el nombre de tal."**. Se convirtió de este modo en el primer astrónomo profesional que actuó en Argentina. Contratado durante la presidencia de Bernardino Rivadavia, llegó al país en noviembre de 1827, cuando era Presidente interino Vicente López, el que como se verá más adelante, fue un activo estudioso de la astronomía, lo que facilitó que el astrónomo se estableciera en su puesto (Paolantonio, 2010).

Mossotti se ubicó en una de las celdas altas del Convento de Santo Domingo, y realizó diversos estudios astronómicos y meteorológicos. El reducido instrumental del que se valió, fueron algunos de los aparatos enviados en 1782 para las primeras comisiones demarcadoras de límites, organizadas por España y Portugal, por el Tratado de San Ildefonso. Utilizó un telescopio con objetivo acromático de tres lentes y 3,5 pies (106,7 cm) de distancia focal, fabricado en Londres por Dollond (Paolantonio, 2010).

El 5 mayo de 1832, Mossotti observó el tránsito de Mercurio, oportunidad en que efectuó 14 mediciones de la distancia entre el centro del planeta y el limbo solar, y posteriormente los correspondientes cálculos para su reducción. La observación fue organizada para que el público general pudiera participar y apreciar el even-

^{*}Conjuntamente con Edgardo R. Minniti Morgan

^{**}Carta de Francisco Gil (Londres) a Eusebio Agüero (Buenos Aires) fechada el 21/7/1827, transcripta en *Revista del Río de la Plata*, Tomo III, 1872.

 to^{***} , por lo que se constituye al momento, en la primera actividad de divulgación astronómica llevada adelante por un profesional en el país. En junio de 1832, inició el seguimiento del cometa Encke, dando continuidad a lo que había realizado con anterioridad en Europa. El 20 de enero del año siguiente, registró los tiempos de contacto del eclipse de Sol ocurrido ese día, visto como parcial en Buenos Aires (Mossotti, 1833, 1834, 1835b,a; Mosotti, 1835). Además, observó diariamente el tránsito del Sol por el meridiano para ajustar los relojes de los buques fondeados en el puerto local (Gutiérrez, 1868). Publicó sus observaciones en Europa en Astronomische Nachrichten y MNRAS, y mantuvo contacto con los astrónomos Heinrich Schumacher y Francis Baily. Mossotti realizó observaciones meteorológicas continuadas a lo largo de siete años. Los registros de 1831 a 1835, fueron posteriormente incluidos en el primer tomo de los Anales de la Oficina Meteorológica Argentina publicado en 1878 (Gould, 1878).

El único escrito de este astrónomo en castellano fue "Noticias Astronómicas", cuatro páginas con las que se abría un calendario publicado en 1832, en las que se describen los fenómenos astronómicos que serían visibles desde Buenos Aires (Babini, 1954).

Luego del retorno de Mossotti a Europa en 1835, el observatorio no tuvo continuidad.

3. Astrónomos no profesionales

3.1. López, Muñoz y Senillosa

El 9 de junio de 1816 tuvo lugar un eclipse total de Luna que fue observado por Vicente López (1784-1856) y el canónigo Bartolomé D. Muñoz (?-1831)****. Lo hicieron a través de una ventana de una casona de Buenos Aires, con un telescopio Dollond de 3" de abertura (7.6 cm) y 3 pies (91,5 cm) de distancia focal, con la guía de la carta selenográfica de Lorenzo Hervás y Panduro. Determinaron los tiempos de contacto de la sombra con diversos accidentes lunares, con el propósito de verificar las efemérides incluidas en el Lunario de un Siglo de Buenaventura Suárez[†]. Los resultados se incluyeron en el semanario La Prensa Argentina del 25 de junio. Similares estudios y con igual objetivo, realizaron para el eclipse parcial de Luna del 2 de agosto de 1822, oportunidad en que se les unió Felipe Senillosa (1790-1858)[‡]. Siguieron el evento desde la plaza del Convento de Santo Domingo y divulgaron las mediciones efectuadas en la revista científico-cultural La Abeja Argentina del 15 de

agosto. Para ajustar la hora del reloj utilizado, llevaron adelante mediciones meridianas de la altura del Sol, y a partir de los tiempos hallados, calcularon la longitud geográfica de Buenos Aires respecto de Greenwich $(3^{\rm h} 54^{\rm min} 22^{\rm s})$.

Entre 1820 y 1829 Muñoz fue editor del *Almanaque Patrio*, que contaba con una sección de fenómenos astronómicos (Gutiérrez, 1868).

En 1821, López y Senillosa siguieron al cometa Nicollet-Pons (C/1821 B1) que se hizo visible en abril. En el Argos de Buenos Ayres del 2 de junio de 1821 publicaron las posiciones halladas, y en La Abeja Argentina del 15/8/1822 incluyeron los resultados de sus cálculos de los parámetros orbitales del objeto. Ante la falta de información proveniente de Europa, se consideraron los descubridores del cometa. En el Archivo americano y espíritu de la prensa del mundo del 30 de noviembre de 1843, se agregó nueva información sobre lo realizado y cálculos corregidos de los parámetros orbitales, lo que pone de manifiesto la continuidad e importancia adjudicada a este trabajo (Minniti Morgan, 2016; Paolantonio, 2020b).

Estos mismos observadores, años más tarde, determinaron la posición del Gran Cometa de 1843 (C/1843 D1) en varias noches entre el 8 de marzo y el 4 de abril, las que fueron publicadas en el Archivo americano del 30 de noviembre. Al año siguiente, Vicente López fue advertido de la presencia de un cometa que había sido visto el 13 de diciembre, por un grupo de personas que se estaban bañando en el Río de la Plata. El sábado 14 lo observó y en enero pudo obtener su posición en varias oportunidades. La bibliografía señala que el primer avistamiento de este cometa (C/1844 Y1) ocurrió el 16 de diciembre (Kronk, 2003), dado que la observación de López fue anterior, lo convierte en su descubridor (Amorim, 2020; Paolantonio, 2020b). Se trató del segundo de estos hallazgos en Argentina, pues como se verá a continuación, el primero sucedió en 1830. En 2019, se determinó que C/1844 Y1 se encuentra relacionado con el brillante cometa C/2019 Y4 (ATLAS) (Hui & Ye, 2020).

3.2. Dwerhagen y Kiernan

Otro aficionado que puede ubicarse en este período, es Hermann Conrad Dwerhagen, inmigrante alemán dedicado a la cría de ovejas. Dwerhagen realizó determinaciones de posiciones del cometa C/1825 N1 Pons utilizando un sextante, entre el 1 de octubre y 18 de dicimebre de 1825. Las mediciones aparecen incluidas en Astronomische Nachrichten, gracias a que este aficionado era primo del célebre astrónomo Heinrich Olbers, al que le dirige una carta con la información sobre el cometa (Dwerhagen, 1832; De Asua, 2009; Paolantonio, 2010). El astro también fue seguido por Muñoz, el que publicó su descripción en *La Gaceta Mercantil* del 23 de diciembre.

Si bien Gutiérrez (1868) y Mädler (1873) señalan que Dwerhagen colaboró con Mossotti, parece ser que la misma se limitó al envío de las observaciones del astrónomo para que sean publicadas en Europa por intermedio de Olbers.

^{***} Periódico *El Lucero* del 10 de mayo de 1832.

^{****}V. López: Político, escritor y abogado, creador de la letra del Himno Nacional Argentino, participó de la Revolución de Mayo y fue representante por Buenos Aires en la Asamblea del año XIII, Presidente de las Provincias Unidas del Río de la Plata en 1827. B. D. Muñoz: Sacerdote, cartógrafo, arqueólogo, naturalista. Incorporado al bando patriótico, fue vicario general del Ejército del Alto Perú.

[†]Periódico *La Gaceta Mercantil* del 22 de enero de 1845

[‡]Ingeniero, agrimensor y político, fue estanciero y hombre de negocios. Presidente de la Academia de Matemáticas del Estado y del Departamento Topográfico. Fue profesor de la Universidad de Buenos Aires.

Otro amateur que estudió C/1825 N1 Pons fue el comerciente de origen irlandés Bernard Kiernan, de acuerdo a un breve comentario que se incluyó en *La Gaceta Mercantil* del 10 de octubre de ese año.

El 18 de marzo de 1830 Dwerhagen y su amigo Kiernan identificaron al cometa C/1830 F1. Esto ocurre solo dos días después que Henry Faraguet lo divisara desde la isla de Mauricio, por lo que ambos aficionados pueden ser considerados codescubridores del cometa, el primer caso registrado en Argentina al momento. Hasta el 4 de abril, en 9 noches, lograron medir con un teodolito los ángulos entre el astro y estrellas de referencias, con la intención de fijar su posición. Lo describieron sin cola y con un brillo que se debilitó rápidamente (Dwerhagen, 1831).

Kiernan, además de las observaciones mencionadas, también se dedicó a elaborar almanaques con listados de eventos astronómicos, con comentarios y descripciones, que se vendieron a través de la prensa local al menos en 1831 y 1832 (Paolantonio, 2018, 2020a).

4. Conclusiones

Los estudios astronómicos en Argentina fueron propuestos tempranamente por los gestores de la Universidad de Buenos Aires, con la contratación de Mossotti. Sus trabajos pioneros realizados entre 1828 y 1833, se conviertieron en el antecedente inmediato de lo que se llevaría adelante en la década de 1870 en el Observatorio Nacional Argentino. Paralelamente, en la ciudad de Buenos Aires, desde el año de la declaración de la Independencia y hasta mitad del siglo XIX, diversos astrónomos no profesionales realizaron en forma sostenida importantes registros de fenómenos astronómicos, con objetivos definidos y conscientes del valor que tenían sus aportes en una región huérfana de astrónomos profesionales. Estos trabajos fueron publicados, en general acompañados con su análisis y discusión. En diversas oportunidades, en el caso de López y Kiernan, incluyeron explicaciones específicamente dirigidas al público general, planteando explícitamente su intención de divulgar los conocimientos científicos (Paolantonio, 2020a,b).

Fuera del caso de Dwerhagen, al momento no se han encontrado referencias de contactos entre estos aficionados con astrónomos profesionales, a excepción de los pocos años en que Mossotti estuvo en el país.

Dado que, en este período, la información de lo rea-

lizado por los astrónomos aficionados se encuentra casi con exclusividad en artículos incluidos en la prensa local, resulta probable que además de los mencionados en este texto, hayan actuado otros que no tuvieron posibilidad de publicar su actividad, en particular fuera de Buenos Aires. Por ello, se espera continuar con esta línea de investigación para identificar nuevos amateurs de esta ciencia, en la medida que se tenga acceso a la documentación necesaria.

Referencias

- Amorim A., 2020, Observe! Boletim Informativo do NEOA–JBS, 11, 9
- Babini J., 1954, La evolución del pensamiento científico en la Argentina, La Fragua, Buenos Aires
- De Asua M., 2009, AAABS, 2, 1
- Dwerhagen H.C., 1831, Astron. Nachr., 9, 369
- Dwerhagen H.C., 1832, Astron. Nachr., 10, 253
- Gould B.A., 1878, Anales de la Oficina Meteorológica Argentina : Tomo 1 - Clima de Buenos Aires, Imprenta de Pablo E. Coni, Buenos Aires
- Gutiérrez J.M., 1868, Noticias Históricas sobre el oríjen y desarrollo de la enseñanza pública superior en Buenos Aires..., Imprenta J. M. Cantilo, Buenos Aires
- Hui M.T., Ye Q.Z., 2020, AJ, 160, 91
- Kronk G. W., 2003, Cometography, V. 2 1800-1899: A Catalog of Comets, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne
- Minniti Morgan E., 2016, La historia no contada de un cometa, historiadelaastronomia.files.wordpress.com/2016/ 10/lonocontado.pdf
- Mosotti M., 1835, MmRAS, 8, 224
- Mossotti M., 1833, MNRAS, 2, 142
- Mossotti M., 1834, MNRAS, 3, 37
- Mossotti M., 1835a, MmRAS, 8, 268
- Mossotti M., 1835b, MNRAS, 3, 131
- Mädler J.H., 1873, Geschichte der Himmelskunde von der ältesten bis auf dic neueste Zeit - V.2, Druck und Verlag Von George Wastermann, Brunswick
- Paolantonio S., 2010, El observatorio astronómico del convento de Santo Domingo, historiadelaastronomia. wordpress.com/documentos/santo-domingo/
- Paolantonio S., 2018, Saber y Tiempo, 1, 130
- Paolantonio S., 2020a, Bernard Kiernan y los cometas, historiadelaastronomia.wordpress.com/documentos/kiernan
- Paolantonio S., 2020b, Los grandes cometas de 1843 y 1844, historiadelaastronomia.wordpress.com/documentos/ cometas1843-44/

Archaeoastronomical study of Christian churches in Fuerteventura

M.F. Muratore^{1,2} & A. Gangui^{1,3}

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

² Departamento de Ciencias Básicas, UNLu, Argentina

³ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contact / flormuratore@gmail.com

Resumen / Presentamos resultados preliminares de un estudio arqueoastronómico de las orientaciones de las iglesias cristianas coloniales de la isla de Fuerteventura, en Canarias, España, construidas en su mayoría desde el período de la conquista normanda en el siglo XV hasta el siglo XIX. Nuestro objetivo es analizar la posible influencia de eventos astronómicos en la orientación de estas iglesias. Los resultados preliminares sugieren que la gran mayoría de las construcciones religiosas de la isla posee sus ejes orientados dentro del rango solar, entre los acimuts extremos del movimiento anual del Sol al cruzar el horizonte local. Esto difiere de lo hallado en las islas de Lanzarote y La Gomera (también en Canarias) previamente estudiadas.

Abstract / We present preliminary results of an archaeoastronomical study of the orientations of the colonial Christian churches on the island of Fuerteventura, in the Canary Islands, Spain, mostly built from the period of the Norman conquest in the 15th century to the 19th century. Our goal is to analyze the possible influence of astronomical events on the orientation of these churches. Preliminary results suggest that the vast majority of the island's religious constructions have their axes oriented within the solar range, between the extreme azimuths of the annual movement of the Sun as it crosses the local horizon. This differs from what was found on the islands of Lanzarote and La Gomera (also in the Canaries) previously studied.

Keywords / history and philosophy of astronomy — methods: data analysis — atmospheric effects

1. Introduction

From its very beginning, archaeoastronomy has mainly focused on the study of historical constructions, such as temples, megalithic monuments and structures built by different cultures around the world, and on the analysis of the possible influence of celestial objects and phenomena on their design (Ruggles, 2015). In this context, one of the most relevant aspects to approach in this field is the study of the orientation of the constructions, which may provide valuable information regarding the intentionality of the people who built them.

In this work, we are interested in studying the orientation of Christian churches in Fuerteventura, one of the Canary Islands in Spain, from the time of the Norman conquest in the fifteenth century to the nineteenth century. Ancient texts state that Christian churches should be oriented with their apse towards the east. In other words, their main axis, that is, the line from the entrance to the altar, should point in the direction from where the Sun rises in a particular day of the year, in this case, the equinox (McCluskey, 1998).

We present a brief summary of our analysis and preliminary results obtained from data previously collected by our research group to test if this is the general case in Fuerteventura (Muratore & Gangui, 2020). Our goal is to investigate if the data supports a possible relationship between the churches orientations and astronomical phenomena. This research is part of a larger project that includes previous work on other islands of the same region (Gangui et al., 2016; Di Paolo et al., 2020).

2. Data and methodology

In order to analyze the orientation of the churches, onsite measurements taken in a previous field work were used. These consist of the azimuth and the altitude of the horizon corresponding to the direction of the main axis of each church. In those cases where the elevation was difficult to determine, for instance due to the presence of modern buildings, the on-line tools available at heywhatsthat.com allowed us to reconstruct the horizon using a digital model of each site.

The values of the azimuths, measured using a high precision compass, were then corrected by magnetic declination, allowing us to achieve a precision of 0.5° in the astronomical azimuths. These directions are in general indicated in circular azimuth diagrams as the one shown in Fig. 5 of Muratore & Gangui (2020), in order to help visualize the orientations obtained.

Given that there are 48 churches distributed in approximately 1700 km^2 , we consider the sample to be representative and significant for this type of study.

In order to have a measure of the orientations which is independent of the geographical location and topography across the island, the azimuth and the altitude, together with the latitude of each site under study, are used to determine the astronomical declination corre-



Figure 1: Declination histogram for the colonial Christian churches in Fuerteventura. The plotted data was estimated from the values of the azimuths and heights of the horizon at each site obtained from the on-site measurements (Muratore & Gangui, 2020), and corrected by the effect of local magnetic declination and atmospheric refraction. A couple of statistically significant peaks are found above the 3σ level (horizontal dotted line).

sponding to the direction of the main axis of the church. The declination histogram for the whole group of constructions is given in Fig. 1.

The quantities thus obtained can then be compared with the declination of the Sun for different days around the date of construction of each particular temple. This will allow us to investigate if there is a possible connection between the position of the Sun in the sky and the architecture of the structure. In such case, this investigation will help us to find a possible explanation for the orientation of the church. A thorough statistical analysis of the declination distribution that we found is currently in progress, as it is necessary to confirm the general pattern that was observed in the azimuth diagram.

3. Preliminary results

Fig. 1 shows a clear accumulation of declination values within the solar range (delimited by the short vertical bars), supporting the trend already found in the azimuthal orientation of the churches in Fuerteventura (Muratore & Gangui, 2020). While some of the constructions do not follow this trend, 35 out of the 48 churches do show orientations that fall within the solar range. Moreover, most of them point towards directions not far from east, corresponding to the rise of the Sun near the equinoxes. This is now confirmed by our declination histogram, where we see that the frequency of orientations increases remarkably between the extreme positions of the Sun at the solstices. This result is consistent with the pattern of orientations found in historical churches built before the conquest in the regions where the colonizers were originally from.

On the other hand, some of the temples in our

sample present orientations outside the solar range. This may be due to different reasons. For example, some historical churches were built as private temples by landowners, which means that their position and orientation were subject to the distribution of the existing buildings. In a few cases the construction of the structures was limited by, or planned according to, the topography of the island, including coastlines, gorges and mountains. In the case of some modern churches built within big cities, there was probably no possibility or intention to choose their orientation according to the early Christian texts.

4. Discussion

As mentioned in the Sec. 1, according to early prescriptions the apse of Christian churches should face east, that is, point towards the rising Sun during equinoxes. Since the definition and determination of the date corresponding to the equinox may be affected by different factors (Ruggles, 1997), this kind of study must include not only the reconstruction of the sky in the epoch when the construction was planned, but also the possible influence of the equinox used as reference.

On the other hand, one of the main difficulties regarding the knowledge about the churches is to find reliable information about them, and sometimes, no information can be found at all. For example, to delimit the epoch when they were planned or when their construction began the information is not always easy to find, and in some cases, different sources make reference to different years or even different centuries. A detailed analysis of historical documents from different periods since the colonization, such as letters, official and informal reports, and records kept by the people in charge of the churches themselves will be extremely important. The search for other sources of information will also be necessary.

The uncertainty in the date of construction of the churches actually leads to a range of possible declinations for the Sun, making it difficult to establish if there is a correlation, for example, between the orientations and the dates of the equinoxes and solstices.

Once the dates are determined, the change from the Julian to the Gregorian Calendar introduced in 1582 has to be taken into account, not only for establishing the epoch when the construction was planned, but also for determining the dates, for example, of the equinox corresponding to that particular epoch.

The influence of the original island inhabitants on the orientation of the first temples may also be expected, since this is the case in other parts of the Canarian Archipelago (Belmonte, 2015). However, pre-Hispanic orientations would be mainly solstitial, while our first results seem to indicate that most of the temples face towards directions relatively close to the equinox. During the first years after the conquest of Fuerteventura, the original inhabitants and the colonists gave rise to a new society, where both coexisted. This may have resulted in a majority of temples oriented within the solar range (although not always strictly towards the equinox), with some of the churches orientations corresponding to important dates for the community, which includes both groups, each one with its own religious customs.

On the other hand, a thorough orographic study of the island has to be carried out. A complete analysis must include detailed topographic maps, which will allow us to study the geographical profile and the altitude of the horizon around the temples. The direction of strong winds also has to be taken into account, since it could influence the orientation of the churches in some parts of the island.

Let us note that in La Gomera and in Lanzarote, two of the islands of the Canarian Archipelago where the orientations of the churches and their possible origin were thoroughly studied, we find a completely different scenario than the one suggested by the preliminary results obtained in Fuerteventura.

Even though further studies may reveal new information that leads to alternative interpretations, the results obtained so far for the orientations of the historical Christian churches of Fuerteventura strongly suggest that in this island, the prescriptions for canonical orientations were followed.

As a next step, we aim to investigate whether the pre-Hispanic population already existing on the Fuerteventura island at the time of the conquest may have influenced the construction of the first Christian churches.

Future work will include the comparison of the re-

sults of our analisis of Fuerteventura constructions with new studies of constructions located on other islands. We also plan to investigate the orientations of historical Christian churches built in the European continent during the same period as the ones built in the Archipelago.

Acknowledgements: The authors wish to thank their collaborators Maitane Urrutia, Juan Belmonte, Carmelo Cabrera and César González-García for many useful discussions during the data analysis and for their support during the field work. This work has been partially financed by CONICET, Universidad de Buenos Aires, Universidad Nacional de Luján and by the projects P/309307 Arqueoastronomía, from Instituto de Astrofísica de Canarias, and Orientatio ad sidera IV - AYA2011-66787-P supported by Spain's MINECO. M.F.M. has a CONICET doctoral fellowship.

References

- Belmonte J.A., 2015, Handbook of Archaeoastronomy and Ethnoastronomy, 1115–1124, Springer-Verlag New York, New York
- Di Paolo A., et al., 2020, Cosmovisiones/Cosmovisões, 1, 73 Gangui A., et al., 2016, Tabona, 20, 105
- McCluskey S.C., 1998, Astronomies and cultures in early Medieval Europe, Cambridge University Press, Cambridge Muratore M.F., Gangui A., 2020, Anales AFA, 31, 93
- Ruggles C.L.N., 1997, , 28, S45
- Ruggles C.L.N., 2015, Handbook of Archaeoastronomy and Ethnoastronomy, Springer-Verlag New York, New York

Eclipses de Sol observados en la República Argentina: período 1810 – 1950

S. Paolantonio¹

¹ Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / paolantoniosantiago@gmail.com

Resumen / En Argentina se tienen registros de observaciones de eclipses de Sol desde poco después de la declaración de la independencia. En este artículo describimos algunos de los trabajos más relevantes que se realizaron sobre eclipses solares en el país en el período 1810-1850, en el marco de la investigación que se está llevando adelante sobre la historia de la astronomía argentina. Se destacan el primer registro de la observación de un eclipse solar efectuado por el astrónomo O.F. Mossotti en 1833, la primera expedición organizada por un observatorio argentino para estudiar uno de estos fenómenos en 1893 y las expediciones a Brasil, Crimea y Venezuela, realizadas por el Observatorio Nacional Argentino en los inicios del siglo XX, en las que se intentó por primera vez confirmar una de las predicciones de la teoría general de la relatividad.

Abstract / In Argentina there are records of observations of solar eclipses since shortly after the declaration of independence. In this article, we describe some of the more relevant works on solar eclipses developed in the country, in the period 1810 to 1850, within the frame of the research on the history of Argentine astronomy that is being carried out. We highlight the first record of the observation of a solar eclipse made by the astronomer O.F. Mossotti in 1833, the first expedition organized by an Argentine observatory to study one of these phenomena in 1893 and the expeditions to Brazil, Crimea and Venezuela, carried out by the Argentine National Observatory in the early twentieth century, in which an attempt was made for the first time to confirm one of the predictions of the general theory of relativity.

Keywords / history and philosophy of astronomy — eclipses

1. Introducción

Los eclipses de Sol fueron foco de interés de los astrónomos desde tiempos remotos y tuvieron gran importancia para el desarrollo de la ciencia. En consecuencia, no es extraño que exista una abundante bibliografía relacionada con estos fenómenos ocurridos a lo largo de la historia. Sin embargo, esto no se cumple para el caso de la República Argentina, por lo que el estudio de lo realizado en el país sobre eclipses solares resulta de especial interés. Como parte de la investigación que se está llevando adelante sobre el origen y evolución de la astronomía nacional * , se han logrado identificar los más importantes trabajos vinculados a la observación de eclipses, concretados por instituciones astronómicas argentinas entre 1810 y 1950. Esto se ha hecho a partir de la consulta de documentos resguardados en el Museo y la Biblioteca del Observatorio Astronómico de Córdoba, así como de artículos publicados en la prensa nacional e internacional. El período abordado puede dividirse en dos etapas bien definidas:

La primera etapa, está comprendida entre la Revolución de Mayo y la fundación del Observatorio Nacional Argentino (ONA), acontecimiento que marcó la institucionalización definitiva de la astronomía en el país. A lo largo de 61 años ocurrieron 32 eclipses de Sol, 4

totales, 2 anulares, 16 parciales y 10 marginales^{**}, que fueron visibles desde algún punto del actual territorio argentino. En esta etapa se identifica la presencia de varios astrónomos amateurs, de los que se encontraron registros de observaciones de eclipses lunares y cometas, pero no de eclipses de Sol (Paolantonio, 2018). En Buenos Aires, se destaca el actuar del astrónomo piamontés Octavio F. Mossotti, primer profesional que desarrolló tareas en Argentina. Contratado en 1829 como profesor de la Universidad de Buenos Aires, estableció un pequeño observatorio astronómico y meteorológico en el Convento de Santo Domingo. Hasta 1835, año de su regreso a Europa, llevó adelante diversos trabajos y en particular observó el eclipse anular ocurrido el 20 de enero de 1833, el que desde la ciudad de Buenos Aires se apreció como parcial. Determinó los tiempos de contacto, los que publicó en las Memorias de la Royal Astronomical Society (Mosotti, 1835). Se trata del primer registro de la observación de un eclipse en el país (Paolantonio, 2010b).

La segunda etapa, que comprende hasta mediados del siglo XX, incluye la creación del ONA, el Observatorio Astronómico de La Plata (OALP) y el Observatorio de Física Cósmica de San Miguel. En estos 79 años, fueron visibles desde Argentina 45 eclipses de Sol, 2 totales, 4 anulares, 15 parciales y 24 marginales. A lo largo de los

^{*}Conjuntamente con Edgardo R. Minniti Morgan

^{**}Eclipses visibles en zonas muy reducidas, bajos sobre el horizonte y por corto tiempo.

primeros años del ONA solo se realizaron observaciones menores de estos fenómenos, pues su director Benjamin Gould, consideraba que no le correspondía a un observatorio nacional abordar estos trabajos. En este período se destacan: en 1893, la primera expedición organizada por un observatorio argentino (ONA), en 1912, las primeras comisiones enviadas al exterior por el ONA y OALP, y en 1914, la expedición del ONA que se estableció en la península de Crimea, el sitio más lejano al que se envió una comitiva para estudiar este tipo de fenómenos. Estas últimas misiones, se distinguen por haber incluido instrumentos destinados al testeo de la predicción de Einstein sobre la desviación de la luz por la gravedad. Finalmente, se identifican la expedición exitosa del OALP de 1927 y el eclipse total del 20 de mayo de 1947, cuyo estudio se coordinó entre varias instituciones científicas.

2. Eclipse de 1893

El 16 de abril de 1893 se presentó el primer eclipse de Sol cuya faja de totalidad transitó el territorio nacional con posterioridad a la creación de los primeros observatorios. El OALP elaboró un documento con información sobre el evento y datos meteorológicos, para 24 ciudades argentinas, Montevideo y Río de Janeiro (Observatorio Astronómico de La Plata, 1893), y se lo observó en su sede (como parcial). En cuanto al ONA, su director, John Thome, teniendo en consideración que en el país no se enviaría ninguna expedición para estudiar el eclipse, organizó su observación desde Rosario de la Frontera, Salta. Para este trabajo se adaptó el telescopio refractor Alvan Clark de 12,5 cm de diámetro (utilizado para la Córdoba Durchmusterung) para su uso fotográfico, con el propósito de estudiar la corona solar, y se preparó el buscador de cometas Tolles, para la búsqueda del hipotético planeta Vulcano. Viajaron al sitio de observación Thome, Richard Tucker y Carl Ljungstedt. El día del evento se presentó nublado, por lo que no se pudo realizar lo planificado (Paolantonio, 2011).

3. Expediciones al exterior

Luego que el OALP pasara a la órbita nacional en 1905, y asumida su dirección por Francesco Porro di'Somenzi, desde La Plata se llevó a cabo la observación del eclipse parcial del 10 de julio de 1907, empleando el gran refractor de 433 mm (Porro di Somenzi, 1909). Una fotografía del eclipse fue publicada en la revista Caras y Caretas N^o 458 del 13/7/1907, posiblemente se trata de la primera aparecida en la prensa argentina. No hay registro de su observación desde el ONA.

3.1. El eclipse de 1912 y la teoría de la relatividad

Luego del fallecimiento de Thome, asumió la dirección del ONA Charles D. Perrine, quien contaba con una amplia experiencia en la observación de eclipses adquirida durante su anterior paso por el Lick Observatory. Al llegar a Córdoba, incluyó entre las líneas de investigación de la institución el estudio de estos fenómenos. Para el eclipse total del 10 de octubre de 1912, cuya faja cruzó Brasil, los observatorios de La Plata y Córdoba organizaron sendas expediciones para su observación su observación.

La comisión del OALP, constituida por el director William Hussey, Henry Colliau v Bernhard Dawson, se ubicó en la localidad de Alfenas. Para fotografiar la corona solar, se dispuso del objetivo del astrográfico de la institución y otro de 12 metros de distancia focal (df), perteneciente al United States Naval Observatory, prestado por gestión de Perrine (Hussey et al., 1914). La comisión del ONA estuvo conformada por Perrine, el mecánico James Mulvey, el fotógrafo Roberto Winter y el astrónomo ayudante Enrique Chaudet, que se instalaron en la localidad de Christina (Cristina). Se planificó la observación fotográfica y espectrográfica de la fotósfera y corona solar, empleando objetivos de 12,5 cm de diámetro, con 12, 1,83 y 0,7 metros de distancia focal, los dos últimos con prismas. Por pedido de Erwin Freundlich, astrónomo del Observatorio de Berlín, encargado por Albert Einstein para intentar confirmar una de las predicciones de su teoría general de la relatividad, relacionada con la desviación de la luz por la gravedad, se incluyeron dos cámaras gemelas de 7,5 cm de diámetro y 3,35 metros de distancia focal, destinadas a realizar fotografías para este fin. Todos los instrumentos fueron diseñados y fabricados en Córdoba, en base a los elaborados en el Lick Observatory. El eclipse no pudo ser observador debido a una tormenta que azotó la región. En Córdoba Chester Hawkins y Federico Symonds realizaron fotografías del fenómeno como parcial (Paolantonio & Minitti, 2007, 2009; Paolantonio, 2012, 2020; Crispino & Paolantonio, 2020).

3.2. Eclipse de 1914. Expedición al lugar más lejano

En 1914, el ONA organizó otra expedición para el eclipse del 21 de agosto, visible en el hemisferio norte. Perrine y Mulvey se desplazaron a Teodesia, Crimea, con los mismos instrumentos de 1912. Las cámaras para el trabajo de Einstein, fueron enviadas a Freundlich, quien también planificó la observación del fenómeno desde Teodesia con el Observatorio de Berlín, donde se uniría a la comisión argentina para llevar adelante una tarea coordinada. Al momento del arribo de los observadores a Crimea, estalló la Gran Guerra, por lo que los astrónomos germanos fueron arrestados y sus instrumentos confiscados, incluidas las cámaras para las fotografías de Einstein, por lo que una vez más no se pudieron realizar. La presencia de nubes solo permitió obtener unas pocas placas de menor calidad (Paolantonio & Minitti, 2007, 2009; Paolantonio, 2010a).

3.3. Eclipse de 1916. La última expedición al exterior

Una nueva expedición del ONA fue concretada para el eclipse del 3 de febrero de 1916, que fue visible desde Venezuela. En esta ocasión solo viajó Chaudet, el que se instaló en la localidad de Tucacas. Entre los instrumentos no se encontraban las cámaras destinadas a la verificación de la predicción de Einstein, dado que, como consecuencia de la guerra, recién llegaron a Córdoba desde Berlín a fines de ese año. Si bien en esta ocasión la misión fue bastante exitosa y se lograron varias fotografías, por razones aún no aclaradas, no se realizó ninguna publicación con el análisis de las mismas (Perrine, 1916; Paolantonio & Minitti, 2007, 2009).

A pesar que en el ONA se prepara desde 1917 la observación en Brasil del célebre eclipse del 20 de mayo de 1919, y se organizan las actividades con la ayuda del director del Observatorio de Río de Janeiro, Henrique Morize, el Gobierno Nacional no autorizó los gastos para esta nueva expedición, debido a la crisis derivada de la Gran Guerra, lo que frustró su concreción.

4. Eclipses de 1927 y 1947

En 1927 el OALP organizó una comisión para la observación del eclipse anular del 3 de enero, que se ubicó en Estación Ramón Castro, en la provincia de Neuquén. Participaron de la misma, el director Johannes Hartmann, Bernard Dawson, Numa Tapia y J. Keidel. El evento pudo estudiarse de acuerdo a planificado. También fue observado en La Plata, por Hugo Martínez y Virgilio Manganiello, quienes obtuvieron fotografías de la parcialidad (Gershanik, 1979). No hay registros de trabajos sobre este fenómeno en el OAC. El profesor Franz Pingsdorf, de la Facultad de Ciencias de la Educación de Paraná, se ubicó en Mira Pampa, Buenos Aires, para registrar el eclipse. Contaba con un telescopio azimutal Zeiss de 80 mm de la Facultad y teodolitos prestados por el Gobierno de Entre Ríos. El trabajo fue combinado con el OALP, que le facilitó su cronómetro Fénon Nº 56. A pesar de la presencia de nubes, se lograron determinar los momento de contacto (Pingsdorf, 1927).

La sombra del eclipse del 20 de mayo de 1947, cruzó oblicuamente el territorio argentino desde el centro al noreste, fue el segundo total que se presentó con posterioridad a la creación de los grandes observatorios. En esta ocasión, se organizó su estudio en forma coordinada entre varias instituciones científicas. Participaron el ONA (con 2 expediciones), el OALP, el Observatorio Naval (ON) y la Asociación Argentina Amigos de la Astronomía (AAAA). En la provincia de Corrientes, en Santa Catalina, se ubicaron las comisiones del OALP y el ON, en Itatí la de la AAAA y una delegación del ONA, que se instaló en la Arrocera Argentina al sur de la capital. La segunda comisión del ONA se situó en la localidad de Villa de Soto, provincia de Córdoba. Las expediciones de Villa de Soto y del ON, lograron por primera vez filmar un eclipse, empleando una cámara diseñada para este fin por el ingeniero L. E. Pulkkila de Helsinki. El objetivo de estas observaciones fue colaborar con el Instituto Geodésico de Finlandia para determinar la distancia entre Sudamérica y África (Observatorio Astronómico de La Plata, 1893). Además de la AAAA, otros aficionados siguieron el fenómeno, incluso fotográficamente, tal el caso de los integrantes del "Círculo Amigos de la Física de Córdoba", quienes desde Río Ceballos lograron numerosas tomas.

5. Conclusiones

El estudio realizado hasta este momento, proporciona una visión general del desarrollo de la investigación, que sobre los eclipse de Sol, se realizó en la República Argentina en el período abordado; de éstos se identificaron propósitos, objetivos específicos, instrumentos y personas involucradas. Se espera que este trabajo sirva de marco y facilite futuras investigaciones que se lleven a cabo sobre el tema. En una segunda etapa, a partir del acceso a nueva documentación, se pretende completar la información faltante y continuar con el período comprendido entre 1950 y la actualidad, así como realizar una comparación con lo realizado en otros países de la región.

Agradecimientos: Al Coordinador del Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, Dr. David C. Merlo, y al personal de la Biblioteca del Observatorio Astronómico de Córdoba, a través de su directora, Bibl. Verónica Lencinas.

Referencias

- Crispino L.C.B., Paolantonio S., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2004.11681
- Gershanik S., 1979, El Observatorio Astronómico de La Plata. Evolución de las ciencias en la República Argentina 1923-1972, Sociedad Científica Argentina, Buenos Aires
- Hussey W.J., Delavan P.T., Dawson B.H., 1914, Descripción general del Observatorio, su posición geográfica, y observaciones de cometas y de estrellas dobles, Publicaciones del OAUNLP, La Plata
- Mosotti M., 1835, MmRAS, 8, 224
- Observatorio Astronómico de La Plata, 1893, Datos principales del Eclipse de Sol del 16 de abril de 1893 en la República Argentina, Solá Hnos, Sesé y Ca., La Plata
- Paolantonio S., 2010a, De Córdoba al Mar Negro. Relatos de una aventura científica, https://historiadelaastronomia. wordpress.com/documen-tos/de-cordoba-al-mar-negro/
- Paolantonio S., 2010b, El observatorio astronómico del convento de Santo Domingo, https://historiadelaastronomia. wordpress.com/documen-tos/santo-domingo/
- Paolantonio S., 2011, Eclipse solar de 1893. Sobre la primera expedición para la observación de un eclipse solar realizada por el Observatorio Nacional Argentino, https://historiadelaastronomia.wordpress.com/documentos/eclipse1893/
- Paolantonio S., 2012, A un siglo del primer intento de verificar la Teoría de la Relatividad, https://historiadelaastronomia.wordpress.com/documentos/primerintento/
- Paolantonio S., 2018, Saber y Tiempo, 1, 130
- Paolantonio S., 2020, Eclipse total de sol de 1912: Identificación del sitio donde se instaló la expedición del observatorio nacional argentino, https://historiadelaastronomia.wordpress.com/documen-tos/sitio1912/
- Paolantonio S., Minitti E.R., 2007, BAAA, 50, 359
- Paolantonio S., Minitti E.R., 2009, AAABS, 2, 151
- Perrine C.D., 1916, PASP, 28, 247
- Pingsdorf F., 1927, Astron. Nachr., 230, 235
- Porro di Somenzi F., 1909, Observaciones varias en el refractor ecuatorial Henry-Gautier, Imp. Coni Hnos, Buenos Aires
Fotometría DSLR de estrellas variables: Una experiencia didáctica con SX Phe

S.V. Blas¹, G.J. Caselli¹ & C.M. Silva^{1,2}

¹ Departamento de Física, Escuela de Ciencias Exactas y Naturales, FCEIA–UNR, Argentina

² Taller de Investigación en Didáctica de las Ciencias y la Tecnología, EFB-FCEIA-UNR, Argentina

Contacto / csilva@fceia.unr.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos una experiencia didáctica sobre la medición fotométrica y la determinación de la curva de luz de la estrella variable SX Phe, en el contexto del espacio curricular Física Experimental V de la Licenciatura en Física de la UNR. El equipamiento utilizado es una cámara DSLR comercial, con una lente de 100 mm f/2.0 y una montura con seguimiento azimutal, de presupuesto relativamente bajo. Los estudiantes pasaron por una etapa de preparación en la que aprendieron los fundamentos de la observación astronómica, de la captura de imágenes científicas y tomas de calibración, así como de la técnica de fotometría diferencial. Luego, en el trabajo de campo, planificaron y realizaron las observaciones de SX Phe. Finalmente, llevaron adelante la reducción de imágenes y fotometría diferencial con los programas SIRIL y ASTROIMAGEJ, y el análisis de las curvas de luz obtenidas calculando el periodograma Lomb–Scargle en PYTHON. Dado el interés que presenta la astronomía en estudiantes de carreras de ciencias exactas en todas las universidades, este trabajo puede adaptarse a otros espacios curriculares del ciclo básico, acotando el trabajo a la observación o al análisis de datos, dependiendo de los objetivos que se planteen en cada curso.

Abstract / In this work, we present a didactic experience on photometric measurement and determination of the light curve of the variable star SX Phe, in the context of the course Experimental Physics 5 of the Physics career of the UNR. The equipment used was a commercial DSLR reflex camera, with a 100 mm f/2.0 lens and an altazimuth mount with GoTo, of a relatively low cost budget. The students underwent a training stage in which they learned the fundamentals of astronomical observation, the capture of scientific images and calibration shots, as well as the differential photometry technique. Then, in the field work, they planned and made the observations of SX Phe. Finally, they carried out the reduction of images and differential photometry using the software SIRIL and ASTROIMAGEJ, and the analysis of the light curves obtained with the Lomb–Scargle periodogram using PYTHON. Given the interest that astronomy presents in students of sciences everywhere, this work can be adapted to basic courses of the Bachellor Degree, adjusting the objectives to those of each course.

Keywords / education — techniques: photometric — stars: variables: general

1. Introducción

Existe un consenso hoy en día acerca de que enseñar ciencias en el siglo XXI debe significar que los estudiantes se involucren en los procesos de construcción de la ciencia, experimentando y construyendo sus propios modelos científicos escolares (Adúriz-Bravo & Izquierdo-Aymerich, 2009). Si esto es cierto en las ciencias que por su carácter curricular tienen mayor presencia en el sistema educativo de nuestro país, lo es más en la astronomía, que es una ciencia integradora de saberes, que constituye una potente herramienta para adquirir aprendizajes significativos (Gangui et al., 2007) y que despierta vocaciones científicas en los estudiantes desde los primeros niveles educativos.

En la Licenciatura en Física de la Universidad Nacional de Rosario, habiendo detectado el interés de los estudiantes por la astronomía y astrofísica hemos incursionado en experiencias didácticas en espacios curriculares del ciclo básico, desde la perspectiva de la naturaleza de la ciencia (NdC), trabajando principalmente con datos observacionales y simulaciones computacionales (Navone et al., 2011; Blesio et al., 2016). En este trabajo nos propusimos explorar la dimensión observacional, proponiéndole a un grupo de estudiantes realizar un trabajo de investigación sobre fotometría de estrellas variables. El trabajo consiste en la determinación de la curva de luz de una estrella variable utilizando equipamiento que consideramos de bajo costo, accesible para una institución educativa universitaria.

2. Desarrollo de la experiencia

La experiencia que presentamos en este trabajo, se ha llevado adelante con estudiantes avanzados de Licenciatura en Física, en el espacio curricular Física Experimental V (cuatrimestral). Los estudiantes trabajan, de manera individual o grupal en diferentes laboratorios de investigación, normalmente relacionados con el área de física de materiales, por lo que esta es la primera oportunidad en que un grupo de la carrera realiza un trabajo en el campo de la astrofísica observacional. Por las características del espacio curricular, los estudiantes deben llevar adelante una investigación tomando las decisiones de manera autónoma. No hay clases magistrales, por lo que el rol del docente es meramente de orientador. Brinda material, dialoga con el grupo para ayudarle a definir un objetivo y encauzar la investigación, proporciona instrucción y soporte sobre el uso del equipamiento disponible y pone a consideración del grupo ideas para ayudar a que la investigación avance en los plazos preestablecidos.

La propuesta llevada a cabo estaba pensada para desarrollarse en un cuatrimestre. Teniendo en cuenta que los estudiantes nunca habían realizado observaciones astronómicas y tenían conocimientos previos muy elementales, el cronograma previsto para el trabajo de los estudiantes fue dividido en 4 etapas:

- Documentación (4 semanas): Lectura de Bibliografía sobre estrellas variables y sobre fotometría, familiarización con diferentes instrumentos: monturas, cámaras y telescopios. Primeras capturas. Introducción al procesado digital de imágenes astronómicas con fines científicos, formato FITS, relación señal-ruido, tomas de calibración. Uso de diferentes programas.
- Planificación (2 semanas): Elección de una estrella variable a estudiar. Documentación sobre dicha estrella. Planificación de observaciones para la obtención de una curva de luz significativa.
- Observación (6 semanas): Realización de observaciones y reducción de datos. Realización de fotometría y determinación de curva de luz. Análisis y comparación con la bibliografía.
- Comunicación (3 semanas): Elaboración de un informe científico sobre lo trabajado.

Luego de documentarse, aprender a manejar los instrumentos disponibles y hacer algunas pruebas fotométricas con diferentes estrellas, los estudiantes buscaron información sobre tipos de estrellas variables y estudiaron diferentes ejemplos a partir de los datos proporcionados por la aplicación web VARIABLE STAR IN-DEX (VSX) provista por la American Association of Variable Star Observers (AAVSO; Watson et al., 2006). Finalmente, decidieron estudiar el comportamiento de SX Phe, una estrella variable pulsante que se caracteriza por su corto período fundamental y su relativamente gran amplitud de variación.

2.1. Equipamiento

Las observaciones se hicieron en el Observatorio Astronómico del Instituto Politécnico Superior "Gral. San Martín" de la Universidad Nacional de Rosario, un edificio en una zona con abundante contaminación lumínica.

Dado que la montura ecuatorial disponible no tenía sistema de apuntamiento automático y la estrella elegida era difícil de hallar en el cielo urbano, los estudiantes escogieron una montura azimutal Celestron AstroFi que sí estaba provista de dicho sistema y la podían controlar de forma remota desde su propio teléfono celular. Para la captura de imágenes se utilizó una cámara DSLR Canon EOS Rebel t5i, conectada via USB a una computadora con sistema operativo GNU/LINUX. La captura de imágenes se realizó con el programa ENTANGLE. Los parámetros de ganancia y ruido del sensor, así como la curva de linealidad de la cámara, fueron medidos por la cátedra previamente a este trabajo y fueron informados a los estudiantes. Se comprobó que el sensor pierde linealidad a las 15300 ADU y que para una amplificación de ISO 200 se obtiene una ganancia de 1.17 e⁻/ADU, la más cercana a la unidad.

Para llevar adelante la fotometría diferencial se utilizaron las cartas provistas por la AAVSO. Las estrellas de comparación provistas se hallaban en un campo relativamente amplio, por lo que los estudiantes optaron, para realizar las imágenes, por utilizar un lente fija de 100 mm con una relación focal de f/2.8.

Queremos destacar que el total del equipamiento utilizado es característico del de un aficionado y por lo tanto consideramos que está al alcance de cualquier institución educativa, al menos en el nivel universitario.

2.2. Observaciones y análisis

Los estudiantes llevaron adelante el trabajo de campo en tres noches de observación. Al observar en una zona urbana, era fundamental mejorar la relación señalruido de las imágenes. Por ello, tomaron las imágenes científicas secuencialmente en grupos de a 5, todas con un tiempo de exposición de 8 s a ISO 200. La intención era que cada grupo de 5 imágenes se reducirían y apilarían por separado, constituyendo así una medición única. Además, en cada noche realizaron tomas de calibración *dark, bias y flat.* Entre dos grupos de imágenes esperaban aproximadamente tres minutos.

La primera sesión de observaciones sirvió como un entrenamiento para los estudiantes, que les permitió planificar la segunda sesión de la forma ya descripta. Esta segunda sesión duró 3 horas, entre las 00:30 UT y las 03:30 UT del 31 de octubre de 2019. La tercera noche de observación tuvo que ser interrumpida por las condiciones climáticas.

En encuentros posteriores, realizaron la reducción de imágenes con el programa SIRIL. Para la fotometría de apertura utilizaron ASTROIMAGEJ. Este programa proporciona las incertezas utilizando la conocida ecuación de la CCD (Collins et al., 2017). Este punto es de especial mención ya que a pesar de usar una cámara DSLR, consideramos que es posible, realizando las mediciones apropiadas de linealidad, ruido y ganancia, tratarla como una CCD tradicional. Siguiendo la recomendación de AAVSO (Kloppenborg, 2015), la fotometría se realizó únicamente en el canal verde (filtro TG), dado que su respuesta espectral es similar a la del filtro V de Johnson.

En la Fig. 1 puede verse la curva de luz que obtuvieron para SX Phe en la segunda noche de observación. Los valores de magnitud máxima y mínima no presentan discrepancia con los observados por otros autores (Landes et al., 2007), lo cual muestra que la aproximación entre el filtro TG y el V de Johnson es apropiada para el índice de color de esta estrella. Sin embargo, como SX Phe presenta un batido en su amplitud, si quisiéramos hacer una comparación más precisa con la literatura necesitaríamos realizar las transformaciones al sistema estándar con un método como el presentado por Park et al. (2016).

El siguiente paso de la investigación realizada por los



Figura 1: Curva de luz del 30 de octubre con el correspondiente ajuste realizado a partir de un modelo de superposición de armónicos.

estudiantes fue analizar las observaciones y obtener un modelo de ajuste para describir la evolución en el tiempo de la estrella. Para ello, realizaron el periodograma de la Fig. 2 con el método de Lomb–Scargle utilizando el paquete GATSPY de PYTHON (VanderPlas & Ivezić, 2015).

A partir de los datos obtenidos del periodograma, realizaron un modelo de ajuste como suma de armónicos, que se encuentra representado en trazo continuo en la Fig. 1. Además, pudieron estimar el período fundamental de SX Phe en $P_0 = (0.055 \pm 0.012)$ días. Este valor comprende en su rango a los dos valores obtenidos por otros autores del modo principal de $P_0 =$ 0.05496 días y el primer sobretono de $P_1 = 0.04277$ días (Coates et al., 1982; Landes et al., 2007).

Finalmente, podemos decir que en esta experiencia los estudiantes pudieron observar el comportamiento de la estrella, caracterizarla como una variable pulsante y determinar el período del modo principal sin discrepancias significativas con los resultados de la literatura.

3. Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se presentó una experiencia didáctica con un grupo de estudiantes avanzados de Licenciatura en Física, quienes realizaron una investigación para obtener la curva de luz de la estrella variable SX Phe, lo que les permitió caracterizarla como una variable pulsante. Los resultados que obtuvieron fueron coincidentes con la literatura. Además obtuvieron un modelo de la oscilación de la estrella como superposición de armónicos. Consideramos que esta experiencia tiene un alto valor formativo porque, aun habiendo realizado las observaciones desde una zona urbana y con un equipamiento modesto, los estudiantes pudieron diseñar y llevar adelante una secuencia investigativa propia e involucrarse en el proceso de modelización empírica de un fenómeno astronómico.

En el periodograma obtenido se observa una gran dispersión en el pico fundamental que genera una incerteza considerable en la determinación del período. Creemos que en próximas experiencias los estudiantes deberían profundizar en el funcionamiento del algorit-



Figura 2: Periodograma obtenido a partir de las observaciones del 30 de octubre de 2019 con el algoritmo de Lomb-Scargle usando el paquete GATSPY en PYTHON.

mo de Lomb–Scargle, y analizar cómo se vería el periodograma aumentando el número de observaciones, para así poder pensar en la forma de reducir dicha incerteza.

Esta experiencia, o parte de ella, puede adaptarse a otros espacios curriculares de carreras científicas y a otros niveles educativos, por el bajo costo del equipo utilizado. A tal fin, deben considerarse los objetivos del curso en los que se propongan estas actividades.

Por ejemplo, en un curso básico, realizar fotometría DSLR de algunas estrellas de fácil localización, aun no realizando una curva de luz, permitiría discutir qué significa medir en astronomía, pensar a la cámara como un instrumento de medición y discutir factores que afectan a la medición. Esta sería una oportunidad para introducir la contaminación lumínica como una problemática científica, cultural y ambiental. Por otro lado, el análisis de las curvas de luz como una superposición de diferentes armónicos puede ser parte de un curso en el que se aborde a la ciencia de datos como un campo interdisciplinar, aprovechando el carácter integrador de saberes de la astronomía.

Agradecimientos: Agradecemos al Departamento de Extensión Científica y Tecnológica del IPS-UNR por permitirnos utilizar las instalaciones de su Observatorio Astronómico y a la cátedra de Física Experimental V (FCEIA-UNR) por permitirnos llevar adelante esta experiencia.

Referencias

- Adúriz-Bravo A., Izquierdo-Aymerich M., 2009, REIEC, 4
- Blesio G.G., et al., 2016, Pub. FCEIA: 95 aniversario, 1, 25
- Coates D.W., Halprin L., Thompson K., 1982, MNRAS, 199, 135
- Collins K.A., et al., 2017, AJ, 153, 77
- Gangui A., Iglesias M., Quinteros C.P., 2007, BAAA, 50
- Kloppenborg B. (Ed.), 2015, Manual de Observación DSLR de AAVSO, 1.1 ed., AAVSO, Cambridge, Massachusetts Landes H., et al., 2007, PASA, 24, 41
- Landes H., et al., 2007, PASA, 24, 41
- Navone H.D., Scancich M., Vázquez R.A., 2011, RELEA, 11, 81
- Park W., et al., 2016, Adv. Space Res., 57, 509
- VanderPlas J.T., Ivezić Z., 2015, ApJ, 812, 18
- Watson C.L., Henden A.A., Price A., 2006, SAS Annual Symposium, 25, 47

PISCIS: Platform for Interactive Search and Citizen Science

I. Daza^{1,2}, I.G. Alfaro^{1,2}, J.A. Benavides^{3,2}, M. Lares^{1,3}, M.V. Santucho^{1,2}, J.B. Cabral^{4,1},

A.L. O'Mill^{1,3}, F. Rodriguez^{1,3} & M. Koraj⁵

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

⁴ Centro Internacional Franco Argentino de Ciencias de la Información y de Sistemas, CONICET-UNR, Argentina

⁵ Liricus SRL, Argentina

Contacto / vanessa.daza@unc.edu.ar

Resumen / Muchos temas de la Astronomía moderna se caracterizan por la identificación de características en imágenes. Si bien esta es una tarea fácil para un ojo entrenado, es difícil de obtener la misma calidad al realizarse mediante modelos o métodos numéricos. Aquí presentamos la experiencia y el desarrollo de una plataforma web de ciencia ciudadana (PISCIS, Platform for Interactive Search and CItizen Science), plataforma que tiene como objetivo la generación de catálogos de valor agregado a partir de datos que comprenden un conjunto de imágenes. Además presentamos un proyecto piloto para la clasificación de pares de galaxias interactuantes usando una plataforma web abierta.

Abstract / Many topics in modern astronomy are characterised by the identification of features in images. While this is an easy task for a trained eye, it is difficult to obtain the same quality when performed by models or numerical methods. Here we present the experience and development of a citizen science web platform (PISCIS, Platform for Interactive Search and CItizen Science), that aims at generating value-added catalogues from data comprising a set of images. We also show a pilot prroject for the classification of interactions in galaxy pairs using an open web platform.

Keywords / methods: numerical — methods: observational — methods: statistical

1. Introducción

La Astronomía moderna se caracteriza por un crecimiento exponencial en volumen y complejidad de los datos observacionales y teóricos que se van generando en todo el mundo (Szalay et al., 2002). Esto resta considerablemente la eficiencia del análisis manual de datos, volviéndolo en muchos casos una opción inviable.

Con el objetivo de favorecer la ciencia de datos y aprender sobre el desarrollo de un programa desde el diseño del problema hasta la obtención y análisis de los datos, construimos una aplicación informática flexible para ser aplicada en problemas de clasificación visual o similares.

Esta herramienta se denominó PISCIS: *Plataform* for Interactive Search and CItizen Science, puede ser descargada desde el repositorio de GitHub^{*} y posee documentación disponible en la plataforma "Readthe-Docs'^{**}.

La misma está destinada a aprovechar el interés ciudadano para facilitar la recolección y el análisis de datos, o bien para facilitar el procesamiento o clasificación de datos privados en proyectos de investigación mediante

*https://github.com/vanedaza/piscis

una interface conveniente.

Esta aplicación además de brindarnos habilidades en el desarrollo de programas de computadora, necesarias en la actualidad para el análisis de grandes volúmenes de datos astronómicos, también le ofrece a la comunidad una herramienta fácilmente adaptable para la recolección de información en sus propias investigaciones a través de la web. La aplicación básica de PISCIS es una encuesta conformada por una sola pregunta relacionada con una imagen que se relaciona con una pregunta de opciones múltiples preestablecidas.

Una diferencia crucial frente a otro tipo de aplicaciones (como Zooniverse), es que éste último tiene opciones preestablecidas de como realizar la investigación, mientras que con PISCIS el usuario cuenta con un entorno base que se puede adaptar según la necesidad. Con conocimientos básicos de python, se espera que PISCIS permita desarrollar un proyecto en un lapso de tiempo más corto y sin la necesidad de tener un equipo de expertos en programación y desarrollo de software. Reportamos demás la experiencia en el desarrollo y los resultados científicos obtenidos hasta el momento haciendo uso de PISCIS, además de posibles aplicaciones que puede tener para la recolección de información astronómica.

^{**}https://piscis.readthedocs.io/en/latest/

2. Desarrollo

En la descripción de las herramientas desarrolladas es importante distinguir dos tipos de usuario, a saber, el usuario de PISCIS (**UP**), que descarga nuestra aplicación para desarrollar parte de su investigación y el usuario del producto (**UC**), que interactúa con el producto hecho por el investigador a través de la web o de una intranet.

2.1. Alcances e Infraestructura

El desarrollo de nuestra aplicación informática (APP) se basó principalmente en que cumpla con los siguientes requerimientos:

- que sea una herramienta útil y fácil de usar para la comunidad científica en el área de la Astronomía,
- que facilite la recolección de datos mediante una pregunta simple de opción múltiple junto a una imagen, de tal manera que permita al público general proporcionar una respuesta rápida,
- que posea capacidad administrativa de creación, actualización y eliminación de objetos de contenido, con un registro de todas las acciones realizadas a través de una interface de fácil uso, y
- que los datos recopilados por la misma se guarden de forma ordenada, fácilmente accesibles.

En base a estos requerimientos, desarrollamos PIS-CIS sobre un entorno web, el cual cuenta con un conjunto estandarizado de conceptos, prácticas y criterios para enfocar un tipo de problemática particular, y sirve como referencia para enfrentar y resolver nuevos problemas de índole similar. En particular, el entorno web que reúne todos los requerimientos necesarios para la fabricación de nuestra app y la distribución de la misma es DJAN-GO. El mismo sigue el patrón de diseño MVT: Modelo – Vista – Template, y su lenguaje de programación principal es PYTHON.

Para DJANGO, un Modelo es un tipo especial de objeto en donde se define la información de salida que es generada en la APP, y que puede ser visualizada y editada con herramientas como DB BROWSER FOR SQLITE. En cuanto a los patrones de diseño Vista y Template de Django, la Vista describe qué datos serán presentados, mientras que el Template determina cómo se verán los mismos. En resumen, en el diseño MVT primero definimos los Modelos, elegimos qué campos de los mismos serán observables desde las Vistas y como serán presentados a los usuarios de la web mediante los *Templates*.

2.2. Desarrollo de la aplicación

El objetivo es el desarrollo de una aplicación que genere y recolecte datos a través de imágenes acompañadas de una encuesta, que son dos elementos fáciles de modificar por cualquier UP. El formato más simple para esto es el de un sitio web de ciencia ciudadana, cuyo diseño lo basamos en el siguiente lineamento:

Para iniciar, instalamos un entorno virtual con el fin de aislar la configuración de nuestro proyecto de otro que estemos desarrollando, si bien este paso no es ne-

cesario, es altamente recomendable para evitar posibles problemas de compatibilidad con librerías previamente instaladas. Luego, en el entorno virtual, instalamos las librerías necesarias para el desarrollo de PISCIS, DJAN-GO, PYTZ, SPHINX, DJANGO-NOSE v PILLOW, siendo esta última una librería de PYTHON que permite manipular y guardar diferentes formatos de archivo de imagen, las versiones de cada una de estas librerías se encuentran en el archivo requirements.txt dentro del repositorio de GitHub. Posteriormente, configuramos las opciones generales de DJANGO, como el idioma, la zona horaria, el tipo de base de datos a usar, etc. Manipulamos el patrón de diseño MVT, comenzando con el diseño de los modelos, es decir, definimos la cantidad de bases de datos que queremos y su contenido. Como cada página en Internet necesita su propia URL (Uniform Resource Locator), trabajamos paralelamente en las vistas y los templates, asociando una dirección URL a cada una de las primeras y un archivo formato .html a los segundos. Como último paso lazamos PISCIS, el UP puede hacer uso de servidores públicos, privados o incluso usar su ordenador como servidor local.

2.3. Prueba

El objetivo de las pruebas es mejorar el manejo, rendimiento y optimización del sitio web. Dado que trabajamos sobre un entorno web que incluye sus propias pruebas la verificación del sitio se redujo a:

- Verificar el tiempo que se demora en cargar la página, las imágenes, vídeos, archivos multimedia, etc.
- Mejorar los problemas de codificación del lenguaje JAVASCRIPT, CSS, HTML que son parte de los *templates*.
- Detectar error 404, el cual se refiere a páginas no encontradas en el servidor.
- Detectar enlaces rotos que afectan el posicionamiento de una web.
- Realizar pruebas en estilo de código y funciones programadas.

3. Ejemplos del uso de PISCIS

PISCIS es una herramienta que puede ser adapta para cualquier encuesta basada en una imagen, por ejemplo, la clasificación de raza de gatos, tipos de mariposas, hongos, productos comerciales, etc. Sin embargo, hemos diseñado PISCIS con el propósito de recolectar información astronómica, como lo es, la clasificación de estrellas variables o exoplanetas a partir de series temporales visualizadas en imágenes, la morfología de galaxias y una infinidad de otros estudios, donde la observación detallada de características de un evento u objeto astronómico permite su clasificación.

3.1. PISCIS usado en la clasificación de pares de galaxias

Como caso de estudio, PISCIS fue implementada para recolectar datos, presentando al usuario (UC) una imagen de un par de galaxias cercanas y solicitando seleccionar el tipo de interacción observada en base a las opciones alta, media y baja. El UC vota qué tipo interacción cree observar para el par de galaxias presentado, utilizando como referencia la documentación y ejemplos incluidos en la página web destinada para este producto del uso de PISCIS.

3.1.1. Datos

Utilizamos un catálogo de pares de galaxias del Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al. (2000)), provisto por O'Mill & Rodriguez, el cual cuenta con 8182 sistemas, con mediciones de corrimiento al rojo entre z = 0.0105 y z = 1.9967, y una media de $z=0.0913\pm0.0383.$ El mismo está definido a partir de las diferencias de velocidad, distancia y magnitud aparente de las galaxias que conforman el par y teniendo en cuenta criterios de aislamiento de este sistema con otras galaxias (Rodriguez et al., 2020). De este catálogo tomamos una muestra de 399 sistemas, y generamos las imágenes a través de SCORPIO^{***}. Este programa permite a partir de información de las coordenadas Ascension Recta, Declinación y corrimiento al rojo (AR, DEG, z) del par de galaxias generar una imagen con la resolución deseada en alguno de los relevamientos disponibles: SDSS, Wide Field Infrared Survey Explorer (WISE, Wright et al. (2010)) o Two Micron All Sky Survey (2MASS, Skrutskie et al. (2006)).

3.1.2. Implementación

El proceso para utilizar PISCIS para configurar una base de datos con una interface interactiva para clasificación de imágenes se puede resumir como sigue:

Luego de descargar PISCIS del repositorio en Github y de instalar las librerías requeridas, manipulamos dos de los valores por defecto de las opciones fundamentales de la app, en el archivo settings.py elegimos idioma español y la zona horaria de Argentina.

Seguidamente, agregamos la información contenida en la encuesta, es decir, el tipo interacción. Este paso se realiza desde el archivo /encuesta/models.py donde se diseñan las bases de datos de las imágenes y la votación, el diseño de esta base de datos se hace a partir de Programación Orienta de Objetos en PYTHON definiendo dos clases, Images y Choice. En la Clase Choice se encuentran los campos a votar, identificación del usuario y la identificación de la imagen a votar. Con los campos de las bases de datos definidos, queda la carga de datos de las imágenes y de la encuesta, la primera por parte de UP en el proceso de desarrollo y la segunda por los UC quienes son los visitantes de la página web.

Con la encuesta definida la carga de información y control sobre el sitio web queda a cargo de un superusuario creado por el UP.

Con la parte funcional del proyecto finalizada, se rea-

liza el diseño de la apariencia varios *Templates* en HTML, CSS Y JS contenidos en PISCIS, los cuales fácilmente se pueden modificar, desactivar o eliminarlas según se desee. Para el desarrollo de esta encuesta, los *Templates* son usados para que la página web cuente con cinco pestañas, una principal que se conecta con una página de contacto, inicio de sección, encuesta y otra con una descripción sobre la app que se uso para crear la encuesta, es decir, el proyecto PISCIS.

Finalizados los cambios en la parte funcional y estética de la encuesta de pares de galaxias, se configuró la app para ser desplegada en uno de los servidores de la Universidad Nacional de Córdoba. La misma se puede acceder a través de la url del proyecto de clasificación de pares de galaxias ****. Este proyecto en particular es de acceso abierto aunque requiere un registro previo.

4. Conclusiones

En este trabajo se reporta la experiencia del desarrollo de un programa para ayudar a un usuario en la clasificación visual de imágenes. Hemos adquirido habilidades para la elaboración de un producto que adquiera información astronómica, así como también la experiencia de trabajo interdisciplinaria con el fin de desarrollar una herramienta que puede ser usada para cualquier estudio astronómico en donde se necesite realizar alguna clasificación a partir de un análisis visual. Además, generamos una muestra de pares de galaxias con descripción de su tipo de interacción al realizar una inspección visual. Esta herramienta será publicitada mediante las oficinas de prensa del OAC y del IATE para invitar al público en general a participar del proyecto. Como trabajo a futuro, analizaremos el impacto en la comunidad científica y la eficiencia de usar información provista por la comunidad no experta. Se analizarán además los datos recabados para determinar diferencias en la percepción de usuarios expertos y de usuarios del público en general, y se aprovechará el lanzamiento de la herramienta para trabajar en la difusión de conceptos de astronomía extragaláctica.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SeCyT) de la UNC.

Referencias

Rodriguez F., et al., 2020, A&A, 634, A123

Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163

Szalay A.S., Gray J., Vandenberg J., 2002, American Astronomical Society Meeting Abstracts, American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 201, 134.06

Wright E.L., et al., 2010, AJ, 140, 1868

York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

^{***}github.com/josegit88/SCORPIO

^{****} https://paresdegalaxias.iate.conicet.unc.edu.ar/

Soporte de decisiones frente al COVID-19: reporte de una experiencia interdisciplinaria

M. Lares^{1,2}, J.B. Cabral³, V. Daza¹, N. Luczywo^{4, 5, 6},

D. Paz^{1, 2}, B. Sanchez⁷ & F. Stasyszyn^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Centro Internacional Franco Argentino de Ciencias de la Información y de Sistemas, CONICET-UNR, Argentina

⁴ Lab. de Ingeniería y Mantenimiento Industrial, Fac. de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC, Argentina

⁵ Instituto De Estadística Y Demografía, Facultad de Ciencias Económicas, UNC, Argentina

⁶ Facultad de Ciencias de la Administración, UNDE, Argentina

Department of Physics, Duke University, EE.UU.

Contacto / marcelo.lares@unc.edu.ar

Resumen / La pandemia del virus COVID-19 produjo cambios sin precedentes en el funcionamiento de la sociedad, y la necesidad de brindar una respuesta rápida a los numerosos problemas e interrogantes relacionados con su propagación. Durante los primeros meses de 2020 muchos investigadores modificaron sus actividades programadas y se abocaron a buscar respuestas, intentar contribuciones o desarrollar productos de rápida aplicación para la mitigación de los efectos de la pandemia en los distintos sectores de la sociedad. En este trabajo se describe la experiencia de un grupo interdisciplinario con base en el Observatorio Astronómico de Córdoba, en el desarrollo de herramientas para el soporte de decisión frente a la propagación del virus en Argentina, aplicando metodologías de ciencias de datos, computación y administración. A través de distintas líneas de trabajo y en colaboración remota, se produjeron herramientas para la carga y mantenimiento de datos epidemiológicos, destinadas a validar la información ofrecida en los reportes de las autoridades y a dotar a sistemas de salud de un recurso ágil y seguro para la carga de datos. Además, se llevó a cabo la implementación y análisis de modelos epidemiológicos, los cuales fueron modificados para proponer diferentes escenarios, y acompañados de herramientas interactivas de visualización. Se discute brevemente el rol de las ciencias duras en problemas aplicados de interés general.

Abstract / The COVID-19 pandemic produced unprecedented changes in our society, leading to the need of tools for the prompt response to the problems linked to its spread. During the early months of 2020, many scientists adapted their activities and committed to the study and analysis of COVID-19 data. These initiatives produced tools to help at alleviating the effects of the pandemic. Here we describe the experience of an interdisciplinary group on the development of data oriented decision support tools. These tools were offered and partially used to analyse the spread of the virus in Argentina. Through diverse approaches and working remotely, we produced tools for loading and maintaining epidemiologic data. In these tasks we applied data science, informatics and administration methodologies. We aimed at validating the information made public by the health authorities. Thus, we designed and offered an agile and safe resource for data ingestion to the health system. We also implemented and analysed epidemic models, which were adapted to propose alternative scenarios. The models are open and accompanied with interactive visualisation tools. Finally, we discuss the role of science in applied problems of general interest.

Keywords / sociology of astronomy — methods: data analysis

1. Introducción

La respuesta de los sistemas de salud ha sido clave para la contención de la pandemia del virus COVID-19 que emergió en Argentina a principios de 2020. Al momento de la aparición de los primeros infectados, existía evidencia de la enorme presión a la que se veían sometidos los sistemas de salud en las naciones en donde se había extendido ampliamente (Di Saverio et al., 2020). Las medidas sanitarias, tomadas por los gobiernos para mitigar la propagación del virus, comprenden un amplio abanico de posibilidades y hacen que la elección de las mejores estrategias sea difícil. La reorganización del sistema de salud para dar respuesta a la pandemia enfrenta enormes dificultades y la recopilación de información, como estrategia epidemiológica, es el primer paso para poder realizar decisiones informadas (Huh et al., 2020). En este contexto, las autoridades deben tomar decisiones urgentes de amplia discrecionalidad, apoyadas por la información disponible, en un marco de alta incertidumbre para la gestión de la pandemia. Entonces, se necesitan herramientas de soporte a los planes de acción adoptados por las autoridades, que favorezcan el flujo de la información lograda a todos los niveles de manera oportuna (Legido-Quigley et al., 2020) y facilitada mediante tecnologías digitales (Renda & Castro, 2020). Así, se persigue el objetivo de facilitar los procesos de soporte a la decisión para aumentar la efectivi-





Figura 1: Captura de pantalla de la calculadora epidemiológica interactiva, con datos para la provincia de Córdoba. Disponible en https://epacalc-cba.now.sh. La versión nacional está disponible en https://epacalc-arg.now.sh. Se muestra también el logo del proyecto. Todos los productos son públicos y están disponibles en https://ivco19.github.io.

dad y confiabilidad de la respuesta ante la pandemia de COVID-19 mediante el diseño, ejecución y la adaptación de modelos matemáticos y herramientas computacionales que simplifiquen la recolección, el resumen, el análisis y el reporte de datos.

2. Productos

En esta sección describimos brevemente los productos generados, todos disponibles en https://ivco19. github.io.

2.1. Bases de datos

Es fundamental contar con datos que permitan evaluar cómo evolucionan los contagios y diseñar acciones para contener la circulación del virus. Al principio los datos no estaban organizados, y en general se contaba con reportes de las autoridades de salud que tenían problemas de consistencia. En el marco de este proyecto se procedió a recabar información a partir de los informes epidemiológicos y consolidarlos en una base de datos de acceso abierto. Además, se produjeron herramientas para la carga y mantenimiento de datos epidemiológicos, destinadas a validar la información ofrecida en los reportes de las autoridades y a dotar a sistemas de salud de un recurso ágil y seguro para la carga de datos.

2.2. Brooks: Gestor de datos epidemiológicos

 $BROOKS^*$ es un programa libre, construido sobre el *framework* DJANGO y que funciona como una *webapp*, destinada a la carga rápida de datos epidemiológicos desde plantillas de cálculo. Está diseñado para tolerar errores y datos duplicados con relativa facilidad. Posee un tablero con el estado actual de la pandemia a nivel provincial y nacional. Asimismo, permite la navegación de los datos cargados desde diferentes puntos de vista, tales como la vista de un evento sobre un paciente. Además, genera reportes de los datos con la información relevante y visualizaciones.

2.3. Biblioteca de PYTHON

ARCOVID19 es una biblioteca de PYTHON que posee tres funcionalidades principales: sirve como herramienta de análisis de la base de datos curada y conciliada de la información disponible en los medios oficiales; posee un lenguaje basado en grafos para la generación de escenarios epidemiológicos compartimentados (Ver por ej. la Fig. 2); y permite el despliegue de una *webapp* para el uso parcial de estas funcionalidades. La herramienta está disponible en el *Python Package Index*, y cuenta con documentación, pruebas, e integración continua. Se distribuye con licencia BSD-3 (Initiative et al., 1990). Posee además un modo de línea de comando.

2.4. Modelos epidemiológicos

Se llevó a cabo la implementación y análisis de modelos epidemiológicos, los cuales fueron modificados para proponer diferentes escenarios, y acompañados de herramientas interactivas de visualización. Se generó una calculadora epidemiológica que implementa el modelo clásico epidemiológico SEIR (*Susceptible, Exposed, In*-

^{*}https://github.com/ivco19/brooks



Figura 2: Parámetros de un modelo SEIR subcompartimentado y basado en grafos para diferentes rangos de edad.

fected, Removed), basada en el trabajo del Dr. G. Goh^{**} Una captura de pantalla de la misma se muestra en la Fig. 1. La dinámica del modelo es caracterizada mediante un conjunto de cuatro ecuaciones diferenciales ordinarias que corresponden a los diferentes estadios de la enfermedad durante su propagación en una dada población. Además de un compartimiento para fallecidos, se compartimentaron los casos según una forma leve de la enfermedad y una fuerte, modelando también el número de casos que requieren hospitalización. Incluimos los datos de ARCOVID19 para poder ajustar un modelo donde el ritmo reproductivo es función del tiempo. Se implementó un backend en PYTHON que permite descargar resultados precisos.

2.5. Criterios para la gestión de la pandemia

Se definió un indicador compuesto para la gestión de la pandemia, considerando el problema en múltiples dimensiones, incluyendo factores tales como la respuesta de contención, seguridad y desarrollo en el sistema de salud, actividad económica e impacto en la economía.

3. Impacto y experiencia interdisciplinaria

Se dieron varias notas de prensa, de parte de distintos miembros del equipo, en medios locales de televisión, radio y prensa escrita. Se presentaron seminarios en la CONAE, la FaMAF y el IATE. En dichas oportunidades se presentaron conceptos formales al público en general (por ejemplo, cómo interpretar una curva exponencial o el rol de los modelos y su capacidad de predicción). Se presentaron conceptos epidemiológicos en la comunidad astronómica y se discutieron los problemas y ventajas del trabajo interdisciplinario a partir de la experiencia.

Entre las herramientas desarrolladas, se encuentran una base de datos con información respecto a la cantidad de pacientes en las provincias argentinas, *software* para la manipulación de la misma, una calculadora epidemiológica basada en el modelo SEIR, y una herramienta de carga de datos capaz de centralizar información. La experiencia de llevar adelante este proyecto fue muy fructífera, produciendo beneficios con un valor añadido para la sociedad, y además porque éste se ha destacado por su carácter interdisciplinario involucrando físicos, astrónomos, ingenieros, administradores y biotecnólogos; esta diversidad de perfiles sirvió para desarrollar un conjunto de herramientas con solidez metodológica (cuestiones de diseño y costo del trabajo) y formal (cuestiones matemáticas y algorítmicas). Cabe aclarar que los distintos componentes fueron finalizados con diferentes grados de éxito y se hizo un enorme esfuerzo en tener disponibles estas herramientas en poco tiempo.

El equipo de ARCOVID19 se conformó de manera espontánea y autogestionada como respuesta a la necesidad de contar con información fehaciente y ordenada sobre datos epidemiológicos durante los primeros días de la presencia del virus en el país. Fue posible dialogar con profesionales de las ciencias de la computación, de las ciencias de la administración y epidemiólogos, logrando resultados en poco tiempo y con cierto impacto en el sistema de salud de la Ciudad de Córdoba. La formación en ciencias básicas y la experiencia en ciencias de la computación fueron elementos claves para lograr una interacción fluida aun con una forma de trabajo puramente no presencial. Todos los productos desarrollados se encuentran en repositorios bajo licencia MIT.

Agradecimientos: Este proyecto cuenta con financiamiento de la Universidad de la Defensa, RR UNDEF 114/2020.

Referencias

- Di Saverio S., et al., 2020, Colorectal Disease. Doi10.1111/codi.15056
- Huh K., Shin H.S., Peck K.R., 2020, Infection & Chemotherapy, 52, 105. Doi10.3947/ic.2020.52.1.105
- Initiative O.S., et al., 1990, 2015b.[Online]. Available: https://opensource.org/licenses/BSD-3-Clause.[Accessed 26 November 2020]
- Legido-Quigley H., et al., 2020, The lancet public health, 5, e251. Doi10.1016/S2468-2667(20)30060-8
- Renda A., Castro R.J., 2020. Http://aei.pitt.edu/102658/

^{**}https://github.com/gabgoh/epcalc

The role of the galactocentric distance of a civilization on its chance of contacting other intelligent civilizations

M. Lares^{1, 2, 3}, J.G. Funes^{1, 4} & L.V. Gramajo^{1, 3}

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

³ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina
⁴ Universidad Católica de Córdoba, Argentina

Contact / marcelo.lares@unc.edu.ar

Resumen / El número de civilizaciones inteligentes en la Galaxia es una de las preguntas sin respuesta más importantes de la ciencia moderna. Un problema relacionado es determinar las chances de que se produzcan contactos entre civilizaciones, asumiendo que las mismas existen. Utilizamos un modelo para la red de comunicaciones que permite estimar las probabilidades de contactos causales restringidos a un alcance máximo en la red. El modelo tiene tres parámetros que contienen el mínimo número posible de hipótesis para determinar las propiedades estadísticas de la red de comunicaciones, y donde el tiempo es una variable clave. El modelo no asume las chances de la aparición de la vida ni los demás factores de la Ecuación de Drake, excepto la vida media de una civilización inteligente capaz de comunicarse. Analizamos muchas simulaciones Monte Carlo del modelo mediante la implementación del método de eventos discretos. El conjunto de simulaciones también permite estimar las probabilidades de contactos en función de la ubicación de un nodo en la Galaxia, la distribución de tiempos de espera para el primer contacto y la distribución del número de contactos en función de los parámetros del modelo. Encontramos que un nodo tiene una baja probabilidad de hacer contactos en un tiempo de unas pocas décadas, excepto para los modelos con alta densidad de civilizaciones antiguas. La probabilidad de contactos disminuye levemente hacia el borde exterior de la Galaxia.

Abstract / The number of intelligent civilizations in the Galaxy is one of the most important unanswered questions in modern science. A related problem is to assess the chance of contacts among locations with communication capability, assuming they exist. Here we present a model for a communication network that allows to estimate the probabilities of causal contacts constrained to a maximum separation between the nodes in the network. The model has three parameters, which we argue comprise the minimum number of assumptions about the statistical properties of the distribution of intelligence in the Galaxy, considering the time variable as a key factor. We make no assumptions about the origin of life or any other factor in the Drake equation, except for the mean lifetime of a node. The model also considers the maximum distance a signal can be detected and the density of active nodes in time, and assumes statistical patterns that are observed in a plethora of phenomena in nature. We analyze many numerical Monte Carlo simulations of the model through a discrete events implementation. The simulation suite allows to estimate probabilities of contacts as a function of the model parameters, among other quantities. We find that a node has a low probability, for an observing time of some decades, to make contacts to other nodes in the network, except for models that resemble a densely populated Galaxy with longstanding civilizations. The probability of contacts slowly decreases towards to outer region of the Galaxy.

Keywords / extraterrestrial intelligence — methods: numerical — methods: statistical

1. Introduction

The chance of making contact with another intelligences is related to the unknown abundance of intelligent civilizations in the Galaxy, and also with the times at which these civilization aquire and lose their communication capabilities. In this work we address the problem of the temporal and spatial structure of the distribution of communicating civilizations, by exploring the hypothesis space of the SC3Net model (Stochastic Constrained Causally Connected Network Lares et al., 2020a) over a minimal set of three parameters and a suite of numerical simulations. In this model we consider a set of nodes, in the habitable zone of a model galaxy, which represent hypothetical locations of communicating extraterrestrial emitters and receivers. A causal contact is produced when the horizon of the light cone of a node arrives at the position of another node that is active at that time. Note that we do not make assumptions about the nature of the nodes or of the potential messages. Instead, we are interested in the properties of a communication network constructed on the basis of simple statistical considerations. We avoid the frequentist approach of the Drake equation and explore the parameter space. Instead of computing a final number we obtain empirical statistical distributions of parameters of interest, including the number of contacts in the lifetime of a node or the time interval between two con-



Figure 1: Number of contacts for the models in Table 1.

secutive contacts. This is an exploratory analysis that aims at providing a numerical tool to discuss not the several theoretical problems summarized by the Drake equation factors, and the different scenarios on the basis of statistical heuristics. We also intend to gain insight for the formulation of a statistical model with prediction capabilities. The approach proposed here should be considered as a compromise between the uncertainties of the frequentist approach and the detailed recipes required on the simulation approach (e.g. Forgan, 2017), both requiring a large number of hypothesis, models, or parameters with large uncertainties. We use a numerical framework (Lares et al., 2020b) to explore via simulations, a parameter space of unknown observables. we then discuss different scenarios and their consequences in terms of the probability of causal contacts as a function of the position of the nodes in the Galaxy. The simulations are performed using a discrete event simulation approach, which allows to study the behavior of complex systems that evolve through a stochastic process, by considering and tracking a sequence of well defined discrete events. A simulation is carried out by following all the variables that describe and constitute the state of the system, and the evolution of the process is described as a set of changes in that state. For example, when a new causal contact is produced between two nodes in the simulated galaxy, the numbers of active communication lines and of active communicated nodes change. The process involves following the changes on the state of the system, defining the initial and final states, defining a method that allows to keep track of the time progress in steps, and maintaining a list of the relevant events. The details of the model are described in Lares et al. (2020a) and in the documentation of the code (Lares et al., 2020b). In particular, we consider a galactic habitable zone wich ranges from 2×10^4 to 6×10^4 lyr, with negligible width and with uniform probability for the spatial distribution of the nodes. This hypothesis is justified by considering a homogeneous and stationary distribution of nodes which leads to a Poisson process to model their spatial probability distribution.

Table 1: Models used to analyze the simulation outputs and their dependence on simulation parameters. Time intervals are expressed in 1×10^4 yr and distances in 1×10^4 lyr.

Model	D_{max}	τ_a range	τ_s range
M1	4	1, 3	1, 5
M2	4	17, 19	1, 5
M3	4	1, 3	40, 44
M4	4	17, 19	40, 44
M5	8	1, 3	1, 5
M6	8	17, 19	1, 5
M7	8	1, 3	40, 44
M8	8	17, 19	40, 44

2. Discrete events simulations suite

We have implemented a suite of simulations following a stochastic approach, to explore the hypothesis space of the SC3Net model that accounts for the causal connections between communicating civilizations on a simplified galaxy. The different models can be generated with three free parameters, namely, the mean lifetime of a node, τ_s , the mean density of nodes at a given time (related to the mean time span between the consecutive emregence of nodes, τ_a) and the maximum distance a signal could be detected. Using simple generalizations of known physical processes, we propose an exponential distributions for both τ_s and τ_s . We also assume the size of the galactic habitable zone with a simplied geometry, a two-dimensional ring. We argue that these parameters can be used to describe a variety of situations, ranging from a galaxy model where an intelligent civilization is very rare, to a galaxy model populated with plenty of civilizations in causal contact. We estimate several quantities as a function of the parameters on the hypothesis space, and explored the outcomes of different models that arise as by-products of the simulations. For instance, it is possible to estimate the averaged number of causal contacts in terms of different model parameters that reflect different, so far unknown, scenarios for the appearance of intelligent life in the Galaxy. We take advantage of the simplicity of the model to explore the hypothesis space, in order to gain insight on the consequences of different scenarios for the search of intelligent life. Our analysis is not centered in obtaining the odds for the Earth to make contact with another intelligent civilization. We focus on obtaining a statistical, parameter-dependent description of the possible properties of the communication networks that comprise sets of nodes and how advantageous the location of Earth is to favor a contact. This causally connected nodes are sparsely distributed in both space and time, making difficult an analytical treatment and justifying the simulation approach.

3. Impact of the location of a node on the probability of contacts

Under the hypotheses of our experiments, we conclude that a causal contact is extremely unlikely unless the galaxy is heavily populated by intelligent civilizations with large average lifetimes. This can be derived from the probability distribution of the multiplicity of

contacts for several models (see Fig. 1 and Table 1). Roughly, in order to have at least one contact in the entire lifetime of the node, there should appear a mean of at least one node every $\sim 2 \times 10^4$ yr, with a mean active period of at least $\sim 3 \times 10^4$ yr. This result is qualitatively similar to the results presented by several authors, which state that a contact between the Earth and another intelligent civilization in the Galaxy is quite unlikely, provided the maximum distance of the signal and the lifetime of the emitter are not large enough. We stress the fact, however, that our analysis is not Earth–centered. We treat all nodes equally and analyze how advantegeous a node in the outskirts of the galactic disk is with respect to the nodes at lower galactocentric distances to be reached by the causally connected spheres of other nodes. This analysis supports the idea that, in order to increase the possibilities of a contact, more active strategies of the emitter would be required. Some proposals in this direction include interstellar exploration, colonization and settlement (e.g. Brin, 1983) although it would require large temporal scales. According to the timescales involved, the results could explain the Fermi paradox (Došović et al., 2019) Although our work does not take into account the colonization hypothesis, it does consider catastrophic events implicitly in the mean value and distribution of the lifetime. Other strategies could also increase the probability of contacts, for example panspermia (e.g. Starling & Forgan, 2014) or self-replicating probes (e.g. Barlow, 2013), although they would be too slow to make a significant impact on the communication network among intelligent civilizations. Our results are also consistent with those presented by Grimaldi (2017), who estimate an upper bound for the mean number of extraterrestrial civilizations that could contact Earth using Monte Carlo simulations, from a statistical model where the width of the Galactic disk is not negligible. Remarkably, most of the studies using statistical models or simulations are based on the Drake equation (Ćirković, 2004; Smith, 2009; Bloetscher, 2019) Our approach does not relay on the Drake equation, and thus is not motivated by the detailed physical processes that give rise to intelligent life. However, we argue that it is a valid empirical formulation to discuss the probabilities of contact, and mainly time scales involved in the problem. Ours is an alternative to the method proposed by Balbi (2018), who perform an analysis based on the Earth and use a different model, although our results agree in general. We explored how the position of a node in the radial distance to the center of the galaxy affects its probability of making contacts. In the Fig. 2 we show the fraction of nodes that make zero, one, two or three contacts as a function of the radial distance to the galaxy center for model M6. As it can be seen, the odds of making contact slightly increases towards the inner region of the galactic habitable zone, but this variation is at most a factor of two. There is a balance between the density of nodes and the mean lifetime since, as expected, a lower density can be compensated by a longer active time period. However, a large number of nodes does not easily compensate their short lives to reach the same probability of causal contact than in the case of a less populated galaxy but with



Figure 2: Effect of the position of the Earth on the Galaxy.

very ancient civilizations. In all cases, for a short period of time (for instance, the time SETI programs have been active on Earth), the maximum probability of making a contact occurs at the moment of emergence of a node (Lares et al., 2020b). This suggests the possibility that an alternative SETI strategy could be the search for alternative message carriers, for the case in which the search has not been performed on the adequate channels. It should be noticed, however, that our analysis does not take into account the nature of the message, its power or the encoding/decoding process. According to the model, if a contact is produced for the first time, the origin of the signal is more likely to be very old. Instead of making a number of assumptions, we have explored the hypothesis space, reducing the problem to only three parameters and a few simple hypothesis to perform a complete model for the population and communication network in the galaxy. This allows to consider the Fermi paradox from a new perspective, and to propose an alternative treatment for the number of intelligent emitter/receivers with emphasis on the temporal dimension, which limits the probabilities of contacts due to the short time interval for rise and fall of civilizations compared to the age and extension of our Galaxy.

Acknowledgements: This work has been supported by CONICET and the Secretaría de Ciencia y Técnica, UNC.

References

- Balbi A., 2018, Astrobiology, 18, 54
- Barlow M.T., 2013, IJAb, 12, 63
- Bloetscher F., 2019, Acta Astronaut., 155, 118
- Brin G.D., 1983, QJRAS, 24, 283
- Ćirković M.M., 2004, Astrobiology, 4, 225
- Došović V., Vukotić B., Ćirković M.M., 2019, A&A, 625, A98
- Forgan D.H., 2017, IJAb, 16, 349
- Grimaldi C., 2017, Sci. Rep., 7, 46273
- Lares M., Funes J.G., Gramajo L., 2020a, IJAb, 19, 393–405
- Lares M., et al., 2020b, HEARSAY: Simulations for the probability of alien contact (software), ASCL:2006.001
- Smith R.D., 2009, IJAb, 8, 101
- Starling J., Forgan D.H., 2014, IJAb, 13, 45

Índice alfabético de autores

Α

Abadi, M.G.	140, 171, 183, 216
Aballay, J.L.	
Abaroa, L	
Abboud, J.C.R.	
Ade, P	
Agüero, M.P	
Aidelman, Y	
Alberro, J.G.	
Alfaro, I.G.	
Almela, A	
Alonso, M.V.	
Amico, G	
Andruchow, I	
Araujo Furlan, S.B	
Areal, M.B	
Áreas Zavala, L	
Areso, O	
Arias, M.L.	65, 68, 101, 104
Arnaldi, L.H	
Auguste, D	
Aumont, J	
Azzoni, S	

В

Balmaceda, L.A.	22, 25
Banfi, S	177
Baravalle, L.D.	
Barbá, R	
Barbosa, C.E.	174, 180, 225
Bassino, L.P.	
Battistelli, E.S.	177
Baù, A	
Baume, G	80, 113, 116
Beaugé, C	

Bélier, B
Benaglia, P
Benavides, J.A 171, 310
Bennett, D
Benvenuto, O.G86
Bergé, L
Bernard, JPh177
Beroiz, M
Bersanelli, M 177
Bersten, M.C
Biaus, L
Bigot-Sazy, MA 177
Blas, S.V
Bonaparte, J 177
Bonis, J 177
Borissova, J113
Bosch-Ramon, V
Buccino, A.P71
Bunn, E
Burke, D 177
Buzi, D177

С

Cabral, J.B
Calderón, J.P
Camperi, J.A
Canavesi, T
Cañada-Assandri, M56
Capettini, H
Caselli, G.J
Caso, J.P
Cavaliere, F
Cécere, M1
Cellone, S.A
Cernic, V

Chanial, P 17	7
Chapron, C	7
Charalambous, C	1
Charlassier, R	7
Chies Santos, A 180	0
Cid Fernandes, R	0
Cidale, L.S	3
Civitarese, O	9
Clariá, J.J	7
CobosCerutti, A.C	7
Cochetti, Y.R	3
Colazo, M	0
Collacchioni, F16	5
Columbro, F 17	7
Combi, J.A	7
Combi, L	8
Coppolecchia, A 17	7
Cora, S.A	2
Correa, C.A	5
Correa-Otto, J	6
Cortesi, A	0
Corti, M.A	5
Corvera, A.V	5
Costa, A	1
Cremades, H 19, 22, 3	1
Cristiani, V.A	6
Cruzado, A	2

D

D'Alessandro, G	
Dantas, M.L.L.	
Dasso, S.	4, 10, 13, 16, 280
Daza, I	. 98, 207, 286, 310, 313
de Amorim, A.L.	
de Bom, C.R	
De Laurenti, M.A.	
de Lima, E.V.R.	
De Rossi, M.E.	
De Vito, M.A.	

deBernardis, P.	177
DeGasperis, G	177
del Palacio, S 246, 268, 2	274
DeLeo, M.	177
Delfino, F.M.	222
DePetris, M	177
Dheilly, S	177
Díaz, R.F.	. 47
Di Lorenzo, L	. 22
Di Sisto, R.P.	. 44
Domínguez, M	286
Donoso, L.G.	231
Dorsch, B.D	, 10
Dottori, H	219
Duca, C	177
Duffard, R	. 50
Dumoulin, L	177
Duvidovich, L.	134
Díaz, C.G.	219
Díaz, R.F.	. 59
Díaz, R.J	240
D'Ambra, A	219

Е

Eppens, L.K.	131
Escobar, G.J.	.234, 265
Escudero, C.G 62, 174, 180, 195, 204	, 225, 243
Etchegoyen, A.	177

F

Faifer, F.R 174, 180, 186, 195, 198, 204, 225, 243
Fasciszewski, A 177
Feinstein, C
Fernández, G 292
Fernández, L.I
Ferreira Lopes, C.E
Ferrero, G.A
Ferreyro, L.P
Fogantini, F.A
Fracchia, D

Franceschet, C	177
Francile, C	.25
Frazin, R	7
Funes, J.G	316
Fushimi, K.J.	259

G

Gamboa Lerena, M.M.	177
Gamen, R.	
Gancio, G	
Ganga, K.M.	
Gangui, A	
Garate Núñez, L.P.	
García, F	
García Redondo, M.E.	
García, B	
Gargiulo, I	
Gaspar, G	
Gaspard, M.	
Gayer, D	177
Gervasi, M	
Giacani, E	
Giard, M.	177
Gilles, V	
Giménez, M	
Gimeno, G	
Giorgi, E.E.	
Giraud-Heraud, Y	
Giudici Michilini, F.N.	
Godoy, J.P.	
Godoy, R	
Gómez, F.A	
Gómez, M	
Gómez Berisso, M	
González, M	
Gradziel, M	
Gramajo, L.V	
Granada, A	
Grandsire, L	

Grossi, M
Guevara, N 198
Guilera, O.M
Gularte, E 116
Gulisano, A.M
Günthardt, G219
Gutiérrez, C
Gutiérrez, E
Gutierrez, C

Н

Haack, R.F 19	2
Hamilton, JCh 17	7
Hampel, M.R 17	7
Harari, D	7
Hauscarriaga, F 26	8
Henrot-Versillé, S 17	7
Herpich, F.R	0
Horvath, J.E	3

I

Ibañez Bustos, R.V
Iglesias, F.A 19
Incardona, F 177
Isequilla, N.L
Iza, F.G

J

Juarez, A.	 	
Jules, E	 •••••	

κ

Kamphuis, P	
Kaplan, J.	
Koraj, M	
Koribalski, B.S.	
Kornecki, P	
Kraus, M.	.65, 83, 101, 104
Krause, G	1
Kristukat, C.	

L

Lagos, C.D.P.	165
Lamagna, L	177
Lanabere, V	4, 10, 280
Lanzarini, L	62
Lara-López, M.A.	189
Lares, M), 313, 316
Leiva, A.M.	56
Leuzzi, L.	25
Lloveras, D.G.	7, 28
Lopes, A.R.	180
López, F.M.	
López, I.E.	192
López, V	280
López, V.E.	4
López Armengol, F.G.	
López Fuentes, M	
Loucatos, S.	177
Louis, T.	177
Lousto, C.O.	268
Lozano, E	146
Luczywo, N.	313
Luna, S.H.	53

Μ

Mac Cormack, C.	
Maffei, B	
Manchester IV, W	7
Mancuso, G.C.	
Mandrini, C.H.	
Manini, F	
Marioni, O.F.	
Marnieros, S	
Martínez, J.R.	
Marty, W.	
Masi, S	
Mast, D	128, 219, 240
Mattei, A	
Mauas, P.J.D.	

May, A 177
McCulloch, M 177
Mele, L 177
Melo, D 177
Mendes de Oliveira, C.L
Mennella, A 177
Mercanti, L.V
Merenda, L.A
Mestre, M.F 180
Miculán, R.G 47
Minniti, D
Monachesi, A
Montero-Dorta, A.D
Montier, L
Morrell, N
Mosquera, M.E
Mousset, L 177
Müller, A.L
Mundo, L.M
Muratore, M.F 301
Murphy, J.A 177
Murphy, J.D 177

Ν

Nati, F	
Navone, H.D.	53, 119, 122
Niemelä-Celeda, A.E.	
Nieto, L.A.	
Nuevo, F.A.	
Nuza, S.E.	143, 146, 149

0

Ochoa, H	. 280
Oliveira Schwarz, G.B	. 180
Olivieri, E	. 177
O'Mill, A.L.	.310
Orellana, M	89
Oriol, C	. 177
Ortega, M.E.	. 137
O'Sullivan, C	. 177

Ρ

Paiella, A
Pajot, F
Palma, T
Paolantonio, S
Parisi, M.G
Paron, S
Passerini, A
Pastoriza, H
Paz, D
Paz, D.J
Pellizza, L.J
Pelosi, A
Pera, M.S
Peralta, J.I
Perbost, C
Perciballi, M
Pereira, M
Pereyra, P
Perren, G.I
Petriella, A
Pezzotta, F
Piacentini, F 177
Piat, M
Piccirillo, L
Pichel, A
Pignata, R.A
Pisano, G
Platino, M
Polenta, G
Prêle, D
Puddu, R
0

Q

Quiroga, C	•••	 • • •	•••	•••	 •••		• • • • • • •	
Quiroga, F	•••	 		•••	 	••••		

R

Rambaud, D	177
Ramirez Alegria, S	113

Rasztocky, E
Reula, O
Reynaldi, V 180, 192, 195, 204, 225, 243
Reynoso, E.M
Ringegni, P 177
Rodríguez Medrano, A.M 168
Rodriguez, C
Rodriguez, F
Rodriguez, M.J
Rohrmann, R.D95
Romero, G.E 177, 246, 262, 265, 271, 274
Ronchetti, F
Rossignoli, N.L 44
Ruiz Diaz, M.A
Ruiz, A.N

S

Saavedra, E.A
Sachdeva, N
Saez, M.M
Salum, J.M
Sánchez, B
Santos, N.A
Santucho, M.V
Saponara, J
Scalia, M.C
Scannapieco, C 143, 146, 149
Schillaci, A
Scóccola, C.G
Scully, S
Segura, E.C
Sesto, L.A
Silva, C.M
Simaz Bunzel, A
Smith Castelli, A.V 152, 174, 180, 186, 192, 195, 198,
204, 225, 243
Sodré, L
Solivella, G.R
Sosa Fiscella, V

Sotomayor Checa, P	262, 271
Souza de Almeida Garcia, I	180
Spagnuolo, M.G.	
Spinelli, S	
Stankowiak, G	177
Stasyszyn, F	168, 313
Stolpovskiy, M	
Supanitsky, A.D.	

т

Vallverdú, R.E		101, 104
----------------	--	----------

Valotto, C.A.	
Van der Holst, B	
Vásquez, A.M.	
Vázquez, R.A.	77, 119, 122
Vega-Martínez, C.A.	222
Vera Rueda, G.M.	
Vieytes, M.C.	
Viganò, D	177
Vittorio, N	
Voisin, F.	

W

Weidmann, W 50, 12	28
Wicek, F	77
Wright, M 1	77

Y

Yaryura, C.Y.		33
---------------	--	----

Ζ

Zandivarez, A	207
Zannoni, M	177
Zenocratti, L.J	189
Zullo, A	177