ISSN 1669–9521

Asociación Argentina de Astronomía

Boletín N° 48

La Plata, 2005

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

La Plata, 20 al 23 de septiembre

Organizada por:

Instituto Argentino de Radioastronomía, IAR

COMITÉ EDITORIAL
Marcelo Arnal,
Adrián Brunini,
Juan José Clariá,
Juan Carlos Forte,
Daniel O. Gómez,
Diego García Lambas,
Zulema López García,
Gustavo E. Romero y
Stella Malaroda

2005

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 1421 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dr. Gustavo Romero
Vicepresidente: Dr. Hernán Muriel
Secretario: Dra. Sofía Cora
Tesorero: Dra. Paula Benaglia
Vocal 1: Dr. Mario Abadi
Vocal 2: Dr. Sergio Cellone
Vocal Sup. 1: Dra. Zulema López García
Vocal Sup. 2: Dr. Pablo Mauas

Comisión Revisora de Cuentas

Titulares:
Dra. Lilia Bassino
Dra. Cristina Cappa
Ing. Pablo Recabarren
Suplentes:
Dra. Mercedes Gómez
Dra. Irene Vega

Comité Nacional de Astronomía

Secretario: Dr. Adrián Brunini
Miembros: Dr. Diego García Lambas
Dra. Olga Inés Pintado
Dr. Roberto Claudio Gamen
Lic. Guillermo Federico Hägele

Comité Científico de la Reunión

Dr. Marcelo Arnal
Dr. Adrián Brunini
Dr. Juan José Clariá
Dr. Juan Carlos Forte
Dr. Daniel O. Gómez
Dr. Diego García Lambas
Dra. Zulema López García
Dr. Gustavo Romero (Presidente)

Comité Organizador Local

Dr. Marcelo Arnal
Dra. Paula Benaglia
Dra. Cristina Cappa (Presidente)
Lic. Nicolás Duronea
Dr. Ricardo Morras
Lic. Mariana Orellana
Lic. Gisela A. Romero
Lic. Javier Vasquez

INSTITUCIONES PARTICIPANTES

Astrophysik Inst. of Postdam, Alemania
Calar Alto Observatory, España
CASLEO, Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina
CEA-DSM-DAPNIA, Service d'Astrophysique, Francia
CIC, Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina
CONICET, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
CRAAM, Universidade Presbiteriana Mackenzie, Sao Paulo, Brazil
DAA, Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Santiago, Chile
DAC, Department of Astronomy, Cornell University, USA
Departamento de Astronomía, Universidad de São Pablo, Brasil
Departament d' Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona, España
Departamento de Física, Universidad de Buenos Aires, Argentina
Departamento de Física, Universidad de Ceara, Fortaleza, Brasil
Departamento de Física, Universidad de Concepción, Chile
Departamento de Física, Universidad de La Serena, Chile
Departament of Physics, The Citadel (Charleston, SC), USA
Department of Physics and Electronics, University of Puerto Rico at Humacao CUH Station, Humacao, Puerto Rico
Escuela N^0 2250, Juncal, Santa Fé, Argentina
ESO, European Southern Observatory, Chile
Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina
FAMAF, Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
FCAGLP, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, La Plata, Argentina
FCEFyN, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan, Argentina
FCEyT, Departamento de Física, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina
Gemini Observatory, Chile
Grupo de Astrofísica, Universidad Autónoma de Madrid, España
IAC, Instituto de Astrofísica de Canarias, España
IAFE, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina
IAG/USP, Instituto de Astronomía y Geofísica, Sao Paulo, Brasil
IALP, Instituto de Astrofísica de La Plata, UNLP, Argentina
IAP, Institute dAstrophysique de París, France
IAR, Instituto Argentino de Radioastronomía, Buenos Aires, Argentina
IATE, Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Córdoba, Argentina
INAF, Osservatorio Astrofisico di Bologna, Italia
INAF, Osservatorio Astrofisico di Catania, Italia
IFIR, Instituto de Física de Rosario, Argentina

Johns Hopkins University, USA
Max Planck Institute for Solar System Research, Alemania
NASA, Goddard Space Flight Center, Washington, USA
NRAO, National Radio Astronomy Observatory, Socorro,
New Mexico, USA
OAC, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
OAMR, Observatorio Astronómico Municipal de Rosario, Argentina
OAS, Observatorio Astronómico de Suyapa, Honduras
Observatorio Pierre Auger, Malargüe, Mendoza
OP, Observatoire de Paris, LESIA. Meudon, France
Planta de Campamentos N^0 7502, Máximo Paz, Santa Fé, Argentina
SECyT-UNC, Secretaría de Ciencia y Técnica, Universidad Nacional de
Córdoba, Argentina
Space Telescope Science Institute, Baltimore, USA
Tohoku University, Japón
UBA, Universidad Nacional de Buenos Aires, Argentina
UFMG, Departamente de Física, Belo Horizonte, Brasil
UFRGS, Instituto de Física, Universidad Federal de Río Grande do Sul,
Brasil
Universidad de Jaén, España
UNC, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
University of Cambridge, UK
University of Roma, Italia
University of Victoria, Canadá
UNLP, Universidad Nacional de La Plata, Argentina
Universidad Nacional de Mar del Plata, Argentina
UNR, Universidad Nacional de Rosario
UNSJ, Universidad Nacional de San Juan, Argentina
Universidad de La Serena, Chile
UT, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina
Warsaw University Observatory, Waszawa, Polonia

INDICE GENERAL

Procesos térmicos en el Sistema Solar interior
R. D. Duffard 2
Millimagnitude photometry for OGLE transiting extrasolar planetary candidates
D. Minniti, J. M. Fernández, W. Gieren, G. Pietrzynski, M. T. Ruíz, A. Udalski, T. Szeifert, S. Ramírez & M. Zoccali . . 13
Radiación UV como limitante biológico en el origen y desarrollo de la vida en planetas extrasolares
A. P. Buccino, P. J. D. Mauas & G. A. Lemarchand 19
Formación de planetas gigantes
L. Dirani & A. Brunini 23
Nuevos resultados en el cálculo de la formación de planetas gigantes
A. Fortier, A. Brunini & O. G. Benvenuto 29
Spectral classification of stars likely to have planetary systems
A. V. Ahumada, J. J. Clariá & D. Minniti 35
Dinámica global de sistemas no lineales
P. M. Cincotta & C. M. Giordano 40
Método general para controlar órbitas periódicas inestables en el problema Cuasi–Bicircular Sol–Tierra–Luna
A. M. Leiva & C. B. Briozzo 47
Intersección de familias de órbitas periódicas de transferencia rápida en el Problema Planar Circular de Tres Cuerpos Restringido Tierra–Luna
A. M. Leiva & C. B. Briozzo 53
Identificación de una órbita periódica de transferencia rápida en el Problema CuasiBiCircular Sol–Tierra–Luna
A. M. Leiva & C. B. Briozzo 57
Órbitas periódicas de transferencia rápida en el PC3CR: dependencia con el cociente de masas y relación con las familias generatrices
A. H. Martínez, C. B. Briozzo & A. M. Leiva 61
Identificación de los miembros del cúmulo NGC 2587
R. B. Orellana, M. S. De Biasi y R. Teixeira 67
Propiedades estadísticas observacionales de planetas extrasolares
J. Correa & F. López García 72
Analysis of 20 magnetic clouds at 1 AU during a solar minimum
A. M. Gulisano, S. Dasso, C. H. Mandrini & P. Démoulin . . . 79
Análisis de la topología magnética de una fulguración de clase M6.7
M. L. Luoni, C. H. Mandrini & P. Démoulin 84

Observations of an X1.2 flare at submillimeter wavelenghts
G. Cristiani, C. G. Giménez de Castro, C. H. Mandrini, M. G. Rovira & P. Kaufmann 88
Study of an expanding magnetic cloud
M. S. Nakwacki, S. Dasso, C. H. Mandrini & P. Démoulin . . . 93
Cinemática de dos CMEs observadas en diferentes longitudes de onda en la baja corona
G. H. Paissan, M. G. Rovira & G. Stenborg 97
Eta Carinae
Z. Abraham 103
Objetos estelares jóvenes
M. Gómez 114
Non–thermal emission from early–type stars
P. Benaglia 127
Spectroscopic study of star clusters in the Small Magellanic Cloud: star formation history
J. J. Clariá, A. E. Piatti, J. F. C. Santos Jr., E. Bica, A. V. Ahumada & M. C. Parisi 140
El estado evolutivo de la enana blanca en el pulsar binario PSR J1713+0747
O. G. Benvenuto, R. D. Rohrman & M. A. De Vito 146
Hα y la línea D_3 del He I como indicadores de actividad
C. Cincunegui & P. J. D. Mauas 152
Monitoreo fotométrico en banda óptica de η Carinæ desde La Plata. Período 2003–2005
E. Fernández Lajús, M. Schwartz, A. Torres, N. Salerno, C. Fariña, C. Llinares, L. Simontacchi, R. Gamen & V. Niemela . . 158
Modelado de las distribuciones espectrales de energía para tres protoestrellas de Clase I en Taurus
L. V. Gramajo, M. Gómez & B. A. Whitney 163
A study of embedded star clusters in reflection nebulae
J. B. Soares, E. Bica, A. V. Ahumada & J. J. Clariá 167
Long–term variations of the Be star 88 Her
A. Granada & L. S. Cidale 171
Nuevo catálogo de *blue stragglers* en cúmulos abiertos
J. A. Ahumada & E. Lapasset 177
Lyngå 11: an unstudied open cluster in the inner Galactic disk
A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada 181
Formación de enanas blancas DA con envolturas delgadas de hidrógeno
M. M. Miller Bertolami, L. G. Althaus & A. H. Córsico 185
NGC 6318: a young, highly reddened open cluster in the Galactic center direction
A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada 192

Observaciones de variabilidad en estrellas de tipo solar
R. Díaz, C. Cincunegui & P. J. D. Mauas 196
Analysis of the chemical evolution of the Galactic disk via dynamical simulations of the open cluster system
T. E. Tecce, L. J. Pellizza & A. E. Piatti 200
Modelos cromosféricos de estrellas de tipo espectral K
M. C. Vieytes & P. Mauas 207
Abundancias químicas en estrellas CP del grupo HgMn
Z. López García, R. Tapia Vega, E. González, S. M. Malaroda & F. Leone 211
Integrated spectral evolution of star clusters of the Milky Way and the Small Magellanic Cloud
A. V. Ahumada, J. J. Clariá & E. Bica 214
Overall properties of open clusters projected towards the galactic anticenter direction: Washington photometry of NGC 1817 and NGC 2251
M. C. Parisi, J. J. Clariá, A. E. Piatti & D. Geisler 220
UBV, DDO and Washington photometric study of late–type evolved stars in the open cluster NGC 2447: membership and chemical composition
J. J. Clariá, A. E. Piatti, E. Lapasset & M. C. Parisi 226
Spectral classification in NGC 4852
G. R. Solivella, E. E. Giorgi, R. A. Vázquez & G. L. Baume . . 230
Transporte de radiación en envolturas circumestelares de objetos de Pre–Secuencia Principal
S. Coca & R. D. Rohrmann 234
Análisis del comportamiento de la envoltura circumestelar de HR 5941
L. Areas Zabala, L. Cidale. J. Zorec & J. Chauville 238
Comparación entre dos métodos para la determinación de abundancias químicas
O. I. Pintado, S. E. Pedrosa & S. J. Adelman 242
Fuentes de absorción continua y dispersión para temperaturas bajas e intermedias en atmósferas estelares
L. A. Milone & D. C. Merlo 246
Discos circumestelares en objetos FU Orionis
J. A. Rodón & M. Gómez 253
Detection of a young stellar population in the background of open clusters in the Third Galactic Quadrant (implicancies)
R. A. Vázquez, G. Carraro, A. Moitinho & G. Baume 257
Perfiles de Hα en emisión con picos múltiples
J. Zorec, M. L. Arias & Y. Frémat 263
Magnitudes absolutas de estrellas R Corona Boreales Galácticas
L. A. Milone & D. C. Merlo 267

Develando los misterios de Sandqvist 182
G. A. Romero, R. Barbá & M. Arnal 272
The very young stellar population of M8
J. I. Arias, R. H. Barbá & N. I. Morrell 277
Perfiles de líneas en estrellas magnéticas y peculiares en Helio
R. E. Vallverdú, L. S. Cidale & R. D. Rohrmann 283
Variations in the radio spectral index across the SNR Puppis A
G. Castelletti, G. Dubner, K. Golap & W. M. Goss 288
Estudio espectroscópico de la Nebulosa Planetaria Ap 2-1
W. A. Weidmann & G. J. Carranza 294
Una nueva cáscara de HI en dirección a Centauro
M. C. Martín, C. E. Cappa & J. C. Testori 298
The complex ISM towards the HII region Sh2–157
J. Vasquez, C. E. Cappa & S. Pineault 302
Observaciones de ^{12}CO (J=1→0) en los alrededores de estrellas Wolf-Rayet galácticas
N. Duronea & E. M. Arnal 308
Nuevas fuentes de rayos gamma descubiertas por el satélite INTEGRAL
J. A. Combi 315
A leptonic model for the electromagnetic emission from microquasars
G. E. Romero, V. Bosch–Ramon & J. M. Paredes 327
A hadronic model for the high–energy gamma–ray emission from the microquasar LS I 61 303
M. Orellana, G. E. Romero & H. R. Christiansen 334
Validez de la aproximación de Boussinesq en la inestabilidad magneto–rotacional
M. F. Montero & A. M. Platzeck 341
Primeros resultados del Observatorio Pierre Auger
A. C. Rovero 346
Numerical simulations of thin accretion disks
C. D. Vigh, M. F. Montero & D. O. Gómez 352
Accretion disk precession in GRBs
M. M. Reynoso, G. E. Romero & O. A. Sampayo 358
Pulsaciones del milisegundo y estrellas colapsadas
E. Losada, H. D. Navone & R. Aquilano 364
Electronic pressure effects on the magneto–rotational instability in accretion disks
M. F. Montero, A. M. Platzeck & D. O. Gómez 368
Formación de galaxia en el modelo de materia oscura fría con costante cosmológica
M. G. Abadi 373

Extreme microvariability of blazars: fact and fiction
A. T. Araudo, S. A. Cellone & G. E. Romero 379
The jet–cloud interaction in 3CR galaxies
C. Feinstein, D. Macchetto, M. F. Montero & G. Hägele 385
Young and explosive BAL QSOs at low and high redshifts
S. Lipari, R. Terlevich, W. Zheng, E. Mediavilla, B. García, J. Acosta, S. F. Sánchez, M. Bergmann, J. A. Ahumada & D. Merlo 391
Metallicity and colours in galaxy pairs in chemical hydrodynamical simulations
J. Pérez, P. Tissera, D. García Lambas & C. Scannapieco 395
Galaxias enanas: cantidad y variedad
S. A. Cellone & A. Buzzoni 401
Estudio cinemático de galaxias con anillos circumnucleares
D. Mast, W. Weidmann, M. P. Agüero, G. Gimeno, G. Günthard & R. Díaz 405
Deep Gemini GMOS–IFU spectroscopy of BAL+IR+Fe II QSOs
S. Lipari, S. F. Sánchez, M. Bergmann, R. Terlevich, B. Punsly, E. Mediavilla, H. Dottori, Y. Taniguchi, M. Ajiki, B. García, J. Acosta, J. Jahnke, J. A. Ahumada & W. Zheng 409
Análisis de velocidad de galaxias satélites en la simulación Millennium
L. Sales, D. García Lambas & J. F. Navarro 417
Impact of supernova explosions on galaxy formation
C. Scannapieco, P. B. Tissera, S. D. M. White & V. Springel . . 424
Gemini GMOS–MOS spectroscopy of Lyα–emitters at Z =5.7 – 6.0
S. Lipari, M. Ajiki, Y. Taniguchi, M. Bergmann, S. F. Sánchez, R. Terlevich, E. Mediavilla, H. Dottori, J. Jahnke, B. García, J. Acosta, J. A. Ahumada & W. Zheng 430
Incidence of the host galaxy on the measurements of the optical linear polarization of blazars
I. Andruchow, S. A. Cellone & G. E. Romero 434
Study of the origin of the luminosity–metallicity and the stellar mass–metallicity relations in hierarchical universes
M. E. De Rossi, P. B. Tissera & C. Scannapieco 441
Cinemática de galaxias tardías en fusión menor
G. Gimeno, R. Díaz & G. Carranza 445
Am 0459–340, un sistema peculiar de tipo M 51, en un estado avanzado de la interacción
G. I. Günthardt, R. J. Díaz & E. L. Agüero 450
Grupos compactos de galaxias: M/L y 'cores' en Shakbazian 362
G. Gimeno, M. Campos, R. Díaz & J. Calderón 454

Study of the relationship between the gamma ray bursts and their host galaxies
S. E. Nuza, P. B. Tissera, L. J. Pellizza, D. García Lambas, C. Scannapieco & M. E. De Rossi 459

The spatial clustering of Ultra Steep Spectrum radio sources and galaxies
C. G. Bornancini, N. Padilla & D. García Lambas 463

The nearby structure of the Local Arm
J. C. Cersosimo, R.J. Muller, N. Santiago Figueroa, S. Figueroa Vélez, P. Báez & J. C. Testori 469

Progresos técnicos desarrollados en el Telescopio Reflector de La Plata durante el año 2005
F. A. Bareilles, M. A. Schwartz, R. E. Garcia, J. H. Solans & E. Fernández Lajús 475

La opacidad atmosférica en 210 GHz: resultados de un año de mediciones en la Puna Salteña
F. A. Bareilles, R. Morras, J. C. Olalde, F. P. Hauscarriaga & E. M. Arnal 480

El Campamento–Observatorio: Un espacio de aprendizaje posible para la enseñanza y divulgación de la Astronomía
H. D. Navone, C. Gastaud, N. Pattini & R Aquilano 486

La producción científica en la Astronomía Argentina durante el último decenio
C. E. Boeris 490

Evolución colisional y dinámica del Cinturón Principal de Asteroides
G. C. de Elía & Adrián Brunini 495

Anillos y discos circunestelares
M. L. Arias & J. Zorec 503

Prólogo

El presente número del Boletín contiene parte de los trabajos presentados en la 48a Reunión Anual de la Asociaición Argentina de Astronomía, celebrada en la ciudad de La Plata, en septiembre de 2005. La reunión fue organizada por el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), con un comité local integrado por la Dra. Cristina Cappa (presidenta del comité), la Dra. Paula Benaglia, los Dres. Marcelo Arnal y Ricardo Morras, y los Lics. Nicolás Duronea, Mariana Orellana, Gisela Romero y Javier Vasquez.

Como es ya norma para el Boletín, todos los trabajos fueron sujetos a arbitraje por pares competentes. Queremos agradecer a los numerosos colegas del país y del extranjero que contribuyeron con sus reportes a mejorar la calidad científica y la presentación de los artículos, así como a los autores por respetar las fechas límite que debimos imponer.

Un agradecimiento especial va para la C.C. Sra. Nelva Perón (IAR) por su invalorable ayuda a la hora de manejar la enorme correspondencia electrónica generada por el proceso editorial, y otro a la Dra. Stella Malaroda (CASLEO), por participar del Comité Editorial en calidad de invitada, aportando su experiencia en la materia. Stella Malaroda agradece muy especialmente a la Sra. Laura Vega y a la Prof. Luisa Navarro por su colaboración en la confección del presente Boletín.

Gustavo E. Romero
Presidente del Comité Científico y Editorial.

SISTEMAS PLANETARIOS

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Procesos térmicos en el Sistema Solar interior

René Damián Duffard
Max Planck Institute for Solar System Research.
Max-Planck-Str. 2
37191 Katlenburg-Lindau
Alemania
duffard@mps.mpg.de

Abstract. Along the history of the Solar System, thermal processes affected the bodies. The differentiation of a body in a nucleus, mantle and crust, as in the Earth, is the extreme case of this kind of processes. Mercury, the Moon, Venus and Mars have extensive features in the surfaces that show volcanic activity associated to differentiation. The asteroid (4) Vesta is the only big asteroid with basaltic surface. On the other hand, the asteroid (1) Ceres, bigger than Vesta, do not present a basaltic surface but a great quantity of ices. Which thermal processes affected that internal structures? In this work we discuss the thermal processes present in the Main Belt of asteroids.

Resumen. A lo largo de la historia del Sistema Solar se produjeron procesos térmicos que afectaron en diferente grado a los cuerpos. El caso extremo de un proceso térmico es la diferenciación de un cuerpo, como sucedió con nuestro planeta, en un núcleo metálico, un manto y una corteza. Una consecuencia visible de estos procesos en las superficies de los cuerpos es la actividad volcánica, observada en Mercurio, Venus, la Luna y Marte, entre otros. Como primer punto será abordada la problemática del asteroide (4) Vesta que es el único asteroide grande que presenta superficie basáltica (volcánica). Por otro lado, el asteroide (1) Ceres, aún siendo mayor que Vesta, no presenta indicios de una corteza basáltica y sí de gran presencia de agua y otros hielos en la superficie. ¿Cuáles son estos mecanismos térmicos que pueden afectar esa estructura interna? En este trabajo se discutirá el problema de los procesos térmicos en la región del cinturón de asteroides.

Introducción

Históricamente los asteroides fueron divididos en categorías de acuerdo a su órbita o a su tamaño. En la primera división, de acuerdo a la órbita, estos cuerpos fueron separados en objetos cercanos a la Tierra (NEA's), objetos del Cinturón principal, y posteriormente los objetos trans-neptunianos (TNO'S). Luego, con mas detalles, los NEA's son separados en Atenas, Apolos y Amors, considerando si la órbita cruza o no a la de la Tierra. En el Cinturón principal podemos encontrar varias divisiones, dependiendo del criterio, como grupos

dinámicos y familias de asteroides. Luego en la parte externa del Sistema Solar los objetos son separados dinámicamente en Centauros, objetos del disco disperso, los del cinturón de Kuiper y finalmente los cometas de largo y corto período. Los satélites regulares de los planetas siempre fueron considerados en un área separada de los asteroides.

Desde el punto de vista del tamaño, los objetos del Sistema Solar fueron separados en muy pequeños como las partículas interplanetarias (IDP's) y meteoritos, luego los cuerpos pequeños (entre 10 metros a 1000 Km de diámetro) y los cuerpos mayores como Plutón, los satélites regulares de los planetas gigantes y los recientemente descubiertos TNO's con diámetros similares a Plutón.

En los últimos 30 años se produjeron grandes avances en la tecnología que permitieron obtener mucha más información de la superficie de estos cuerpos y comenzar a estudiarlos desde un punto de vista mas físico y no solamente dinámico. Luego, las áreas de estudio comenzaron a interrelacionarse y los estudios sobre meteoritos e IDP's fueron usados para entender los procesos de formación, colisión y transporte de material desde el cinturón principal de asteroides hasta la Tierra. Los grandes telescopios junto a espectrógrafos en el rango visible e infrarrojo del espectro proveyeron información sobre la composición superficial de los cuerpos estudiados. Las misiones espaciales llegaron a los asteroides y hasta se posaron en ellos (sonda NEAR) proveyendo información con detalles sin precedentes de la superficie de un asteroide.

Los objetos con órbitas próximas a la Tierra representan un grupo muy especial ya que se cree que su fragmentación contribuye en forma significativa al flujo de meteoritos presentes en la Tierra. La posibilidad de que parte de estos cuerpos provenga de cometas, y no de asteroides, genera aún más preguntas sin respuestas por el momento. En el otro extremo del Sistema Solar, los objetos trans-neptunianos están lo suficientemente lejos del Sol como para estar compuestos de materiales volátiles como metano, agua y dióxido de carbono. Estos cuerpos, por lo tanto, tienen que haber sufrido poca alteración en su historia, si se los compara con los asteroides del Cinturón Principal.

El próximo paso natural es entonces intentar modelar la estructura interna de estos objetos y el objetivo de este informe invitado es resumir algunos aspectos de este problema. Especial énfasis se dará a dos objetos en especial, los asteroides (1) Ceres y (4) Vesta, que serán visitados por la sonda DAWN en los próximos años.

Estructura interna y procesos térmicos

Algunos de los parámetros físicos más importantes para obtener información sobre la estructura interna de un cuerpo son el período de rotación y la densidad media. La determinación del período de rotación de un cuerpo se realiza a través de la observación de su curva de luz e históricamente se observó que los asteroides rotaban con períodos nunca inferiores a 2 horas que es el límite de ruptura de un cuerpo rocoso. Recientemente, fueron encontrados objetos muy pequeños

(metros o decenas de metros de diámetro) con períodos de rotación de algunos minutos, lo que indica una estructura monolítica (Pravec et al. 2002).

La determinación de la densidad media implica el conocimiento de la masa y del volumen. El descubrimiento de asteroides binarios, el uso de técnicas dinámicas de alta precisión para la determinación de perturbaciones en otros cuerpos, y las sondas espaciales orbitando estos asteroides, son algunos de los métodos para determinar la masa. El volumen o radio de un cuerpo puede ser determinado con métodos de ocultaciones estelares (Hilton, 2002). De esta forma fueron determinados una decena de densidades de asteroides que varían entre 1.3 a 3.4 g/cm^3.

La información sobre la composición de la superficie provino, inicialmente, de la fotometría y básicamente de la espectroscopia, primero en el visible y luego en el infrarrojo cercano. Las técnicas para determinar la mineralogía de la superficie de un objeto a través del espectro de reflexión en el visible-infrarrojo son cada día mas precisas.

La información proporcionada por los meteoritos es sumamente detallada pero tiene el problema que el objeto de estudio es un fragmento muy pequeño del cuerpo original. El estudio de los meteoritos recibió una mejora sustancial en los últimos años debido a las campañas de búsqueda en la Antártida y los desiertos como el Sahara. El número de meteoritos encontrados fue incrementado sustancialmente. De esta muestra, pueden ser identificados 135 cuerpos progenitores diferentes (Keil, 2000), de los cuales 27 son condritos (enstatitos, ordinarios, carbonáceos, etc.) lo que significa que sufrieron poco o ningún metamorfismo térmico. Los restantes 108 cuerpos progenitores sufrieron alto metamorfismo e incluso dan muestra de diferenciación como los meteoritos eucrites, howardites y diogenites, conocidos como HED's, los ferrosos que serían parte del núcleo de algún cuerpo diferenciado y luego fragmentado y por últimos los pallasites, mesosiderites, lodranites, etc. que serian parte de la región de transición entre el núcleo y manto de un cuerpo diferenciado.

Las diferentes misiones espaciales de los últimos años proporcionaron imágenes y espectros sin precedentes de las superficies de asteroides. Las sondas NEAR, Galileo, Hayabusa, etc. enviaron imágenes con resolución espacial de algunos metros y se observó una superficie compuesta de zonas playas, rocas, montañas, fallas tectónicas, movimientos de material, etc. En 1997 la sonda NEAR sobrevoló el asteroide (253) Mathilde enviando imágenes de la superficie y determinando la masa del asteroide. En el año 2000 la misma nave quedó en órbita en torno al asteroide de 30 Km (433) Eros y luego posó en su superficie. La sonda Galileo en su trayecto hacia Júpiter, sobrevoló los asteroides (243) Ida y (951) Gaspra obteniendo imágenes de ambos. Uno de los principales descubrimientos de esta sonda fue que el asteroide Ida posee un satélite natural, Dactyl. En 2005, la sonda Deep Impact, llegó hasta el cometa Tempel 1, una parte principal de la nave quedó orbitando en torno del cometa mientras que un pequeño proyectil impactó en la superficie del cometa. De esta forma se observaron detalles sin precedentes en la superficie de un cometa, como cráteres, fallas, etc. Otro dato importante que sólo se puede obtener con las sondas es la medición con detalle

del campo gravitatorio del objeto. De estos datos es posible obtener información sobre la estructura interna del cuerpo. De esta forma fue posible determinar que los satélites de Júpiter (Ganímedes, Io, Europa y Callisto) poseen una diferenciación en núcleo rocoso, un manto de roca y hielo y una corteza compuesta de diferentes hielos.

Con todas estas herramientas es posible entonces intentar modelar la estructura interna de un asteroide grande como lo son (1) Ceres y (4) Vesta.

Los casos de (1) Ceres y (4) Vesta

Ceres y Vesta son dos protoplanetas completamente diferentes, uno aparentemente "húmedo" y el otro "seco". Ellos nos pueden dar información sobre la posible relación entre los cuerpos rocosos del Sistema Solar interior y los cuerpos helados del Sistema Solar exterior. Ceres no parece presentar evidencias de diferenciación mientras que Vesta sufrió un gran calentamiento que llevó a una diferenciación del cuerpo. Ambos cuerpos se formaron durante la primera época del Sistema Solar y, aunque sufrieron impactos de otros objetos, permanecieron sin ser fragmentados, y por lo tanto guardando evidencia de los eventos y procesos del tiempo de la formación planetaria.

Un estudio detallado de estos dos cuerpos provee información sobre las condiciones del Sistema Solar primitivo y de los procesos que intervinieron en la evolución posterior. Estos dos cuerpos serán visitados por la misión DAWN que será lanzada en 2006, llegando a Vesta en 2010 y a Ceres en 2014, permaneciendo en cada asteroide unos 11 meses. Esta nave posee una cámara de imágenes con 7 filtros en el visible, un espectrógrafo en el visible-infrarrojo cercano y un detector de rayos gamma para determinar la composición superficial de los cuerpos.

Las principales características de ambos cuerpos pueden ser resumidas en la Tabla 1 donde pueden ser observadas las grandes diferencias tanto en densidad media como en albedo.

Tabla 1
Características físicas de (1) Ceres y (4) Vesta

	(1) Ceres	(4) Vesta
Semieje [UA]	2.767	2.360
Eccentricidad	0.097	0.097
Inclinación [^{o}]	9.73	6.43
Albedo	0.10	0.42
Masa [Kg]	$(9.43 \pm 0.05) \times 10^{20}$	$(2.75 \pm 0.25) \times 10^{20}$
Radio medio [Km]	475 ± 10	258 ± 12
Densidad media [gr/cm^3]	2.10 ± 0.10	3.3 ± 1.5
Meteoritos análogos	no tiene	HED's
Cuerpos análogos	Ganímedes, Callisto	Luna, Mercurio

En las siguientes secciones veremos con detalles algunas características y los últimos avances obtenidos en la estructura interna e historia térmica de estos dos cuerpos.

1. (1) Ceres

Se conoce bastante poco sobre el asteroide (1) Ceres a pesar de haber sido el primero en ser descubierto en 1801 por Giuseppe Piazzi. Se utilizaron tres diferentes métodos para determinar el tamaño y forma de Ceres: ocultaciones estelares, imagen directa desde el Telescopio espacial y óptica adaptativa. La masa de Ceres fue determinada midiendo las perturbaciones orbitales producidas en otros asteroides o el planeta Marte (Michalak, 2000; Viateau and Rapaport, 1998). Usando los valores de tamaño y masa (Tabla 1) es posible calcular la densidad media del objeto de la cual se pueden extraer algunas conclusiones.

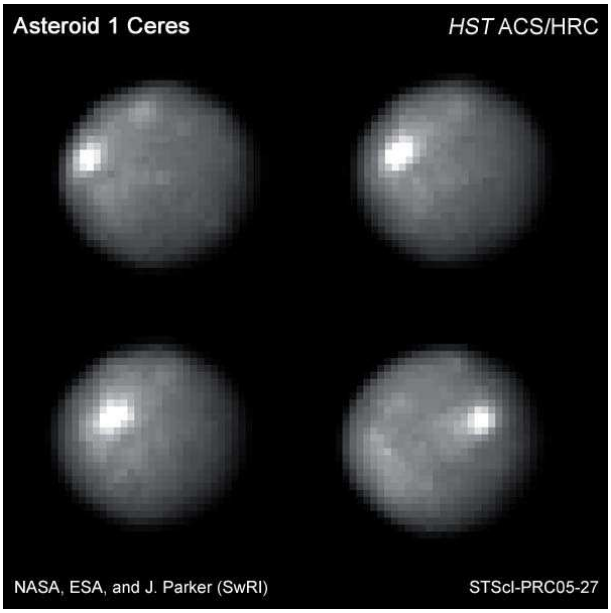


Figura 1. Ceres como es visto por el Telescopio Espacial Hubble.

Comparando con la densidad media de otros cuerpos, Ceres es similar a Ganímedes y Callisto que son cuerpos bien conocidos gracias a las mediciones de la sonda Galileo. Ganímedes sufrió un proceso de diferenciación que lo llevó a poseer un núcleo líquido metálico, un manto de silicatos y una corteza exterior de hielo de agua (Anderson et al. 1996). Callisto es menos diferenciado pero tiene grandes cantidades de agua líquida en el interior (Kivelson et al. 1999).

Por un largo tiempo, a partir de su espectro de reflexión plano, se propuso que la composición superficial de Ceres debería ser similar, pero no igual, a la del material condrito carbonáceo (Gaffey and McCord, 1978). Luego, se observó una banda de absorción en el ultravioleta y en 3.0 μm que fueron interpretadas como indicadores de la presencia de material hidratado. Evidencias posteriores confirmaron estas suposiciones e incluso identificaron compuestos mas complejos como OH, CO_3 y SO_4 (Lebofsky et al. 1981).

A partir de la baja densidad, del espectro de reflexión plano y de la posición en el Sistema Solar, se piensa que Ceres se formó con 75% de material condrito carbonáceo sin alteración y 25 % de agua (Wilson et al. 1999). Esto sugiere que la mayoría del agua presente en la formación de Ceres todavía está presente en el asteroide. Por otro lado estudiando los meteoritos condritos carbonáceos, que están formados por el material más parecido al de la superficie de Ceres, es posible realizar un modelo del cuerpo progenitor de estos fragmentos (para un *review* referirse a McSween et al. 2002). La motivación de esto es tener una idea del efecto del agua en la historia térmica de un cuerpo ya que el hielo de agua presente absorbería grandes cantidades de energía para derretimiento (calor latente de fusión) y el agua líquida resultante debe contribuir luego distribuyendo calor a través de la convección.

Grimm and McSween (1989) presentan una discusión en profundidad sobre las condiciones iniciales usadas en los modelos de formación. La fuente asumida de calor para los procesos térmicos es el decaimiento del ^{26}Al en ^{26}Mg. Los últimos modelos sobre la formación de Ceres tienen en cuenta como fuente de calor el decaimiento de todos los radionúcleos de larga vida como así también el ^{26}Al y se consideran también los efectos sobre los minerales como la hidratación. McCord and Sotin (2005) presentan como el modelo más plausible de formación y evolución de Ceres los siguientes escenarios.

Debido a la gran cantidad de agua presente en la actualidad en Ceres, uno debería esperar modelos que se asemejen a los de los satélites helados como Europa y Ganímedes. Basándose en los valores de los momentos de inercia de los cuerpos medidos por la sonda Galileo (Anderson et al. 1996) estos dos satélites están compuestos por un núcleo rocoso y un envoltorio de agua. Se predice incluso un núcleo de hierro en Ganímedes para poder explicar la presencia de un campo magnético intrínseco. Esta estructura diferenciada sugiere que el agua se separó de los silicatos cuando la temperatura superó la de derretimiento del hielo. Este evento sucedió en Ceres en forma rápida desde el punto de vista geológico.

Los modelos de formación de cuerpos del tamaño de Ceres acretan planetesimales del orden de kilómetros y lo hacen en tiempos menores que 0.1 millones de años (Weidenschilling et al. 1997). La evolución térmica de todo el cuerpo es controlada por el envoltorio de agua. La estructura de Ceres estaría dividida en una región superior de 10 Km compuesta de una mezcla de hielo original y silicatos, luego un manto líquido y finalmente un núcleo de silicatos.

Algunas de las predicciones que realiza este modelo pueden ser confirmadas cuando la sonda DAWN visite Ceres. Uno de las mediciones que va a realizar esta sonda será el campo gravitatorio y momento de inercia. Con estas mediciones será posible determinar con precisión la distintas profundidades de la corteza, manto y núcleo.

2. (4) Vesta

Comparando con Ceres, el asteroide Vesta es mucho mejor conocido y esto se debe a que es el único asteroide grande (mayor de 100 Km) que tiene una superficie basáltica. La propuesta que los meteoritos HED son fragmentos de la

corteza de Vesta trajo consecuencias muy importantes para entender la evolución geológica del asteroide. McCord et al (1970) fueron los primeros en determinar, usando espectroscopia en el visible e infrarrojo cercano, que la superficie de Vesta mostraba bandas de absorción debidas al piroxeno similares a las encontradas en los meteoritos eucrites. Utilizando observaciones con el Telescopio espacial (Fig. 2) se encontraron zonas de diversidad geológica, como un gran cráter en el hemisferio sur (Binzel et al. 1997) que estaría asociado a los fragmentos con composición basáltica que fueron encontrados en un survey espectroscópico algunos años antes (Binzel and Xu, 1993). Para un review reciente de la problemática de Vesta es posible referirse a Drake (2001).

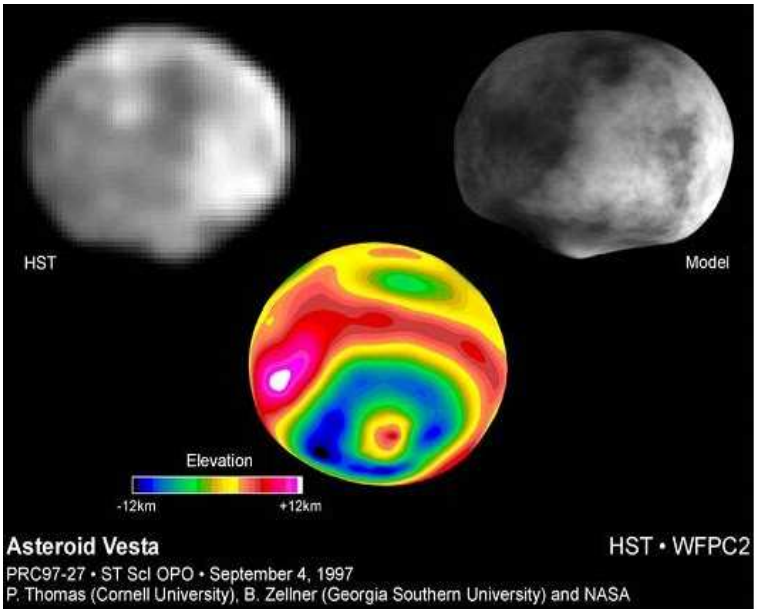


Figura 2. Vesta como es visto por el Telescopio Espacial Hubble.

En los últimos años se realizaron trabajos para intentar explicar la presencia de asteroides basálticos en la región de Vesta pero fuera de la familia dinámica (Florckzak et al. 2002, Duffard et al. 2004) y explicar cómo esos fragmentos podrían haber llegado a su posición actual (Carruba et al. 2005). Un ítem del problema aun sin resolver es la presencia de un objeto basáltico, (1459) Magnya, en el cinturón externo de asteroides (Lazzaro et al. 2000) ya que no estaría relacionado con Vesta.

La importancia de estudiar la evolución térmica de Vesta está en que de esa forma se entendería algunos de los procesos térmicos actuantes en la nebulosa solar y también para entender la formación de un núcleo y una corteza en los cuerpos proto-planetarios. Estos procesos térmicos a nivel planetario, como la formación de un núcleo metálico y la evidencia de vulcanismo basáltico que estuvo presente en Vesta, y con seguridad en otros planetesimales diferenciados,

son la fuente de producción de materiales que luego acretaron para formar los planetas mayores (Taylor and Norman 1990).

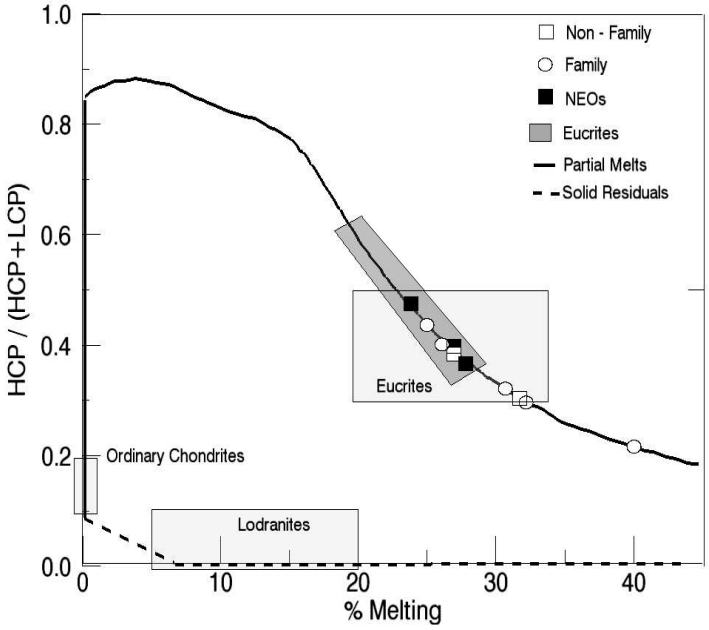


Figura 3. Resultados de Duffard & Lazzaro (2005a). Se observa la determinación de derretimiento a partir del cociente HCP/(HCP+LCP) para meteoritos eucrites (región oscura), asteroides de la familia (círculos) y fuera de la familia (cuadrados) de Vesta y tres objetos NEO (cuadrados llenos).

En nuestro último trabajo (Duffard & Lazzaro 2005a) mostramos que es posible modelar un espectro de reflexión para así obtener los diferentes minerales que estarían presentes para formar ese espectro. De esta forma, observamos los espectros de una veintena de asteroides basálticos pertenecientes (y otros fuera) a la familia dinámica de Vesta y realizamos una comparación con los meteoritos HED. El método utilizado fue el de aplicar una síntesis espectral (Modelo de las Gausianas Modificadas - Sunshine et al. 1990) para determinar la cantidad relativa de piroxeno con alto contenido de calcio (HCP) respecto al piroxeno con bajo contenido de calcio (LCP). La presencia de alto contenido de calcio en un piroxeno es un excelente indicador de derretimiento (Sunshine et al. 2004) y esto nos daría una pista sobre la historia ígnea de un asteroide. Una vez determinada la cantidad de HCP/(HCP+LCP) es posible colocar este valor en un modelo de derretimiento de un cuerpo precursor formado por material condrítico (original) y determinar el porcentaje de derretimiento. En la figura 3 es posible ver como cambia la cantidad de HCP/(HCP+LCP) con respecto al derretimiento, modelo presentado por Ghiorso and Sack (1995) y Asimow and Ghiorso (1998).

El valor inicial de HCP/(HCP+LCP) es de 0.139 para el material condrítico, incrementándose fuertemente hasta alcanzar 0.9, teniendo una ligera suba hasta alcanzar los 4% de derretimiento parcial para luego decrecer. Los cocientes de HCP/(HCP+LCP) son menores que 0.3 para las muestras con mayor que 30% de derretimiento parcial. Los residuos (lodranites) son pobres en HCP y tienen poco grado de derretimiento.

Nuestros resultados muestran que al calcular los valores de HCP/(HCP+LCP) para los asteroides, estos corresponden a porcentajes de derretimiento un poco mayor de lo esperado. En la figura se ve representado la zona rectangular teórica (sombreado claro) donde deberían estar los eucrites y la zona determinada por nuestro trabajo (sombreado oscuro), ligeramente dislocada. En cuanto a los asteroides, separamos nuestra muestra en aquellos que pertenecen a la familia dinámica de Vesta (círculos), aquellos que están fuera de la familia pero en la región (cuadrados) y finalmente 3 NEO's (cuadrados llenos). Con estos datos no observamos diferencia mineralógica entre los objetos que están dentro y fuera de la familia de Vesta, resultado coherente con el trabajo de Duffard et al. (2004). Esto nos indicaría que la corteza de Vesta no es homogénea, tanto en el sentido superficial como en profundidad. Con respecto a los NEO's es la primera vez que se prueba mineralogicamente que estos cuerpos son similares en composición a los meteoritos HED's (Duffard et al. 2005b).

Conclusiones

En este informe invitado hemos presentado hechos significativos sobre los procesos térmicos que modelaron el interior de los cuerpos del Sistema Solar. Por un lado, mostramos que existe una fuerte evidencia de la presencia de cuerpos diferenciados en el Cinturón de asteroides. Ceres estaría diferenciado en una parte rocosa y otra compuesta de hielos, en tanto que Vesta presentaría un núcleo ferroso, un manto de olivina y una corteza de piroxenos.

Uno de los mas importantes avances realizados en ciencias planetarias es la abertura hacia otras áreas de estudio. En este momento, es necesario trabajar comparando los trabajos realizados en áreas como la de meteoritos, cometas, dinámica, termodinámica, modelos teóricos de formación y evolución de un cuerpo, etc. De esta forma los datos adquiridos en los satélites helados de Júpiter sirven para comparar con los modelos del interior de Ceres. Las observaciones de los volcanes de la Tierra, superficies basálticas como la de la Luna, Marte o Mercurio, sirven para mejorar los modelos de Vesta. En el caso especial de los meteoritos HED podemos obtener en el laboratorio, información directa sobre la superficie de otro cuerpo como el asteroide (4) Vesta.

Finalmente, es necesario comentar que el uso de diversos instrumentos y técnicas como el Telescopio Espacial, óptica adaptativa en grandes telescopios y el radar como herramienta para determinar forma y rugosidad de objetos fue un importante avance en esta área. Se debe mencionar también el uso de la polarimetría, la interferometria e las observaciones en el infrarrojo próximo y térmico colaboraron con el nuevo concepto de "asteroide". Según los libros de texto, "asteroide"

quiere decir "casi estrella" ya que lo que se observaba era un objeto con forma estelar y con movimiento en el fondo de estrellas. Luego de todos los avances mencionados en este trabajo podemos pensar ahora en los pequeños cuerpos como un continuo entre los objetos rocosos del Sistema solar interior hasta los cuerpos helados del sistema solar exterior.

Por último, es bueno mencionar que la misión DAWN podrá determinar el papel del tamaño y del agua en la evolución de los planetas. Ceres y Vesta son los mejores objetivos para responder esta pregunta ya que son los mas masivos de los protoplanetas. Ceres es más primitivo y húmedo que Vesta y podría haber presentado procesos hidrológicos. Vesta, por el contrario, podría tener rocas fuertemente magnetizadas como en Marte, cambiando quizás nuestros conceptos de cómo y cuando funciona el efecto dínamo. Incluso Ceres podría presentar una tenue atmósfera, algo completamente nuevo en los asteroides. Los tres objetivos científicos de la misión son el de capturar los momentos iniciales de formación del Sistema Solar, determinar cuales fueron las piedras fundamentales que formaron los planetas terrestres y finalmente, contrastar la formación y evolución de estos dos pequeños planetas que siguieron caminos evolutivos diferentes y así poder entender los mecanismos que controlan la evolución. Si entendemos las condiciones de formación de nuestro Sistema Solar podremos entender las observaciones que comienzan a realizarse de otros sistemas planetarios.

Agradecimientos. Agradezco al Comité Organizador Local de la 48a. Reunión de la AAA la invitación para presentar este trabajo en la Reunión Anual de la Asociación.

Referencias

Anderson, J. D., Lau, E. L., Sjogren, W. L., Schubert, G., Moore, W. B. 1996. Nature, vol. 384, p. 541-543.

Asimow P.D. & Ghiorso, M.S. 1998, American mineralogist 83:1127.

Binzel, R. P.; Xu, S. 1993, Science, vol. 260, no. 5105, p. 186-191.

Binzel, R.P., Gaffey, M.J., Thomas, P.C., Zellner, B.H., Storrs, A. D., Wells, E.N. 1997, Icarus, Volume 128, Issue 1, pp. 95-103.

Carruba, V., Michtchenko, T. A., Roig, F., Ferraz-Mello, S., Nesvorný, D. 2005, Astronomy and Astrophysics, Vol. 441, Issue 2, pp.819-829.

Drake, M. J. 2001. Meteoritics & Planetary Science, vol. 36, no. 4, p. 501-513.

Duffard, R., Lazzaro, D., Licandro, J., de Sanctis, M.C., Capria, M.T., Carvano, J. M. 2004, Icarus, Volume 171, Issue 1, p. 120-132.

Duffard, R. & Lazzaro, D. 2005a. submitted to A&A.

Duffard, R., de León, J., Licandro, J., Serra-Ricart, M. & Lazzaro, D. 2005b. submitted to A&A.

Florczak, M., Lazzaro, D., Duffard, R. 2002, Icarus, Volume 159, Issue 1, p. 178-182.

Gaffey, M. J., & McCord, T. B. 1978, Space Science Reviews, vol. 21, Mar. 1978, p. 555-628.

Ghiorso, M.S. & Sack R.O. 1995, Contributions to Mineralogy and Petrology 119:197.

Grimm, Robert E. & McSween, Harry Y., Jr. 1989, Icarus, vol. 82, p. 244-280.

Hilton, J.L. 2002. Asteroids III, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel (eds), University of Arizona Press, Tucson, p.113-122

Keil, K. 2000, Planetary and spade science 48, pp. 887-903.

Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Stevenson, D. J., Bennett, L., Joy, S., Russell, C. T., Walker, R. J., Zimmer, C., Polanskey, C. 1999, Journal of Geophysical Research, Volume 104, Issue A3, p. 4609-4626.

Lazzaro, D., Michtchenko, T., Carvano, J. M., Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., Mothé-Diniz, T., Florczak, M., Angeli, C. A., Harris, Alan W. 2000, Science, Volume 288, Issue 5473, pp. 2033-2035.

Lebofsky, L. A., Feierberg, M. A., Tokunaga, A. T., Larson, H. P., Johnson, J. R. 1981, Icarus, vol. 48, Dec. 1981, p. 453-459.

McCord, T.B., Adams, J.B., Johnson, T.V. 1970, Science, Volume 168, Issue 3938, pp. 1445-1447.

McCord, T.B. & Sotin, C. 2005, Journal of Geophysical Research, Volume 110, Issue E5, CiteID E05009.

McSween, H. Y., Jr., Ghosh, A., Grimm, R. E., Wilson, L., Young, E. D. 2002, Asteroids III, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel (eds), University of Arizona Press, Tucson, p.559-571.

Michalak, G. 2000. Astronomy and Astrophysics, Vol. 360, p.363-374.

Pravec, P., Harris, A. W., & Michalowski, T. 2002, Asteroids III, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel (eds), University of Arizona Press, Tucson, p.113-122

Sunshine, J., Pieters, C. & Pratt S. 1990, JGR 95:6955-6966.

Sunshine, J.M., Bus, S.J., McCoy, T.J., Burbine, T.H., Corrigan, C. M., Binzel, R.P. 2004, Meteoritics and planetary Science 39, pp. 1343-1357

Taylor, S.R. & Norman M.D. 1990, in The origin of the Earth (H.E. Newson and J.J. Jones, Eds.) Oxford Univ. Press, New York.

Viateau, B., Rapaport, M. 1998. Astronomy and Astrophysics, v.334, p.729-735.

Weidenschilling, S. J., Spaute, D., Davis, D. R., Marzari, F., Ohtsuki, K. 1997, Icarus, Volume 128, Issue 2, pp. 429-455.

Wilson, L., Keil, K., Browning, L. B., Krot, A. N., Bourcier, W. 1999, Meteoritics & Planetary Science, vol. 34, no. 4, pp. 541-557.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Millimagnitude photometry for OGLE transiting extrasolar planetary candidates

Dante Minniti[1], José Miguel Fernández[1], Wolfgang Gieren[2], Grzegorz Pietrzynski[2], María Teresa Ruíz[3], Andrzej Udalski[4], Thomas Szeifert[5], Sebastián Ramírez[1] and Manuela Zoccali[1]
[1]*Depto Astronomía, P. Univ. Católica, Casilla 306, Santiago 22, Chile, E-mail: jfernand, mzoccali, sramirez, dante@astro.puc.cl*
[2]*Depto Física, Univ. de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile, E-mail: pietrzyn@hubble.cfm.udec.cl, wgieren@astro-udec.cl*
[3]*Depto Astronomía, Univ. de Chile, Santiago, Chile, E-mail: mtruiz@das.uchile.cl*
[4]*Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Waszawa, Poland, E-mail: udalski@astrouw.edu.pl*
[5]*European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Santiago, Chile, E-mail: tszeifer@eso.org*

Abstract. VLT images in the V-band are used to make light curves of transits of candidate OGLE planets. The data for some of the targets are complemented with NTT K-band images. Using difference image photometry, we are able to achieve milli-mag errors in the individual datapoints. Here we discuss the observations, and data reductions. We also present the preliminary results for OGLE-TR-109, arguing that it is likely to be a new transiting planet.
Resumen. Usamos imágenes del VLT en la banda V para obtener curvas de luz de tránsitos planetarios de OGLE. Algunos candidatos son complementados con imágenes del NTT en la banda K. Obtenemos errores de milimagnitudes en los puntos individuales usando fotometría diferencial de imágenes. Aquí discutimos las observaciones y reducciones de datos. Además, presentamos resultados preliminares para OGLE-TR-109, argumentando que es un nuevo tránsito planetario.

Introduction

We started a program to monitor photometrically the confirmed OGLE transiting planets. The main aim of this program is to improve upon the planetary parameters: the planetary radii are measured to about 10% by OGLE (Udalski et al. 2003). With millimagnitude photometry during transits we expect to halve this uncertainty as done by Moutou et al. (2005). Additional but not less interesting goals are to search for long time trends in the mean transit times in order to constrain the presence of other planets in these systems (Holman & Murray 2005, Agol et al. 2005), and to search for planetary satellites (Sartoretti

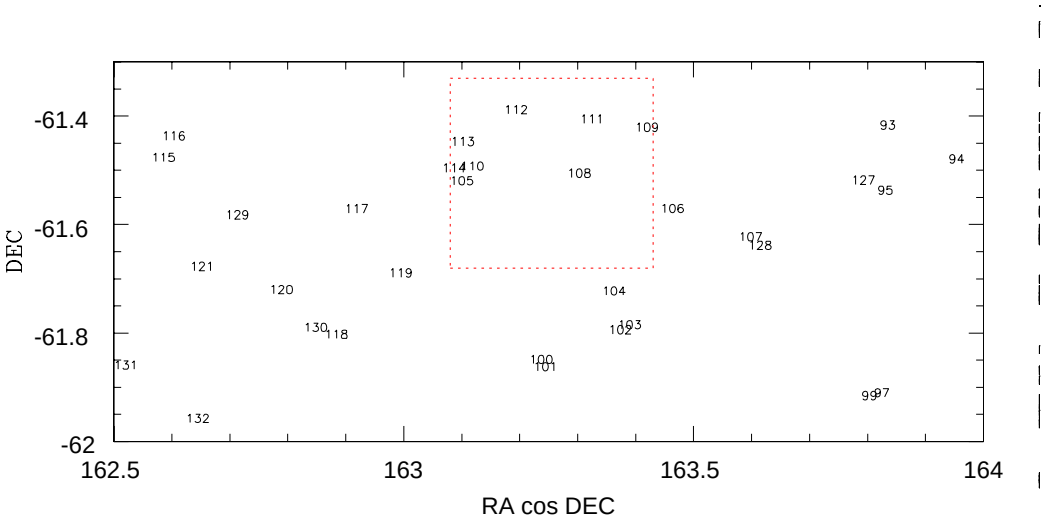


Figura 1. Map of OGLE transit candidates in the Carina field.

& Schneider 1999), and star spots (Silva 2003). In this paper we describe the observations and reductions, and present some of the results obtained.

Observations

The photometric observations were taken with VIMOS at the Unit Telescope 4 (UT4) of the European Southern Observatory Very Large Telescope (ESO VLT) at Paranal Observatory during the nights of April 9 to 12, 2005. VIMOS is an imager and multi-object spectrograph. Its field of view consists of four 7×8 armin fields covered by the four CCDs arranged in a square pattern with a separation gap of 2 arcmin. In preparation for the run a selection of fields was made based mostly on maximizing the number of interesting OGLE transiting candidates to be monitored simultaneously (Figure 1), and computed the expected transit ephemerides during the 4 nights of observations for all targets within the field of view (Figure 2). Because of the large effective field of view of 14×16 arcmin, that allows to monitor several transit candidates simultaneously, VIMOS is one of the most efficient instruments in the world for our project.
All four nights were clear throughout, with sub-arcsecond seeing during most of the time. The VIMOS pixel scale is 0.205 arcsec/pixel, and no images were undersampled during this run. No standard stars were observed, because we will perform difference photometry.
We monitored nightly two fields, one of which contained OGLE-TR-109. The two fields were observed alternatively, with three consecutive 15 second images acquired per field before offsetting to the other field. The observing sequence was then F1-F1-F1-F2-F2-F2-F1-F1-F1-F2-F2-F2- etc. For this to work, we had to reduce the overheads (the mirror active configuration, the telescope moving, the acquisition, etc.), doing a record number of presets through the whole nights. According to the VIMOS Users Manual there was going to be a 9 minute

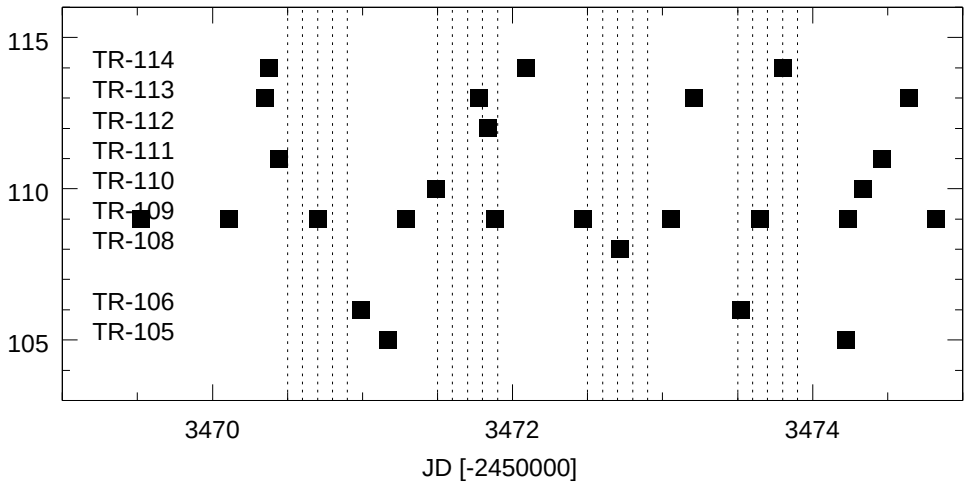


Figura 2. Computed transit times of the OGLE candidates monitored during the 4 nights of the VIMOS observing run in April 2005.

overhead in between two field exposures, which was clearly inefficient for our purposes. Even though the transit time of OGLE-TR-109 lasts ∼2 hours according to the light curve presented by Udalski et al. (2003), the ingress and egress times, where most of the transit information is contained, lasts of the order of 20 minutes. We aimed to have several photometric points during these short phases of the light curve. With the help of the ESO Paranal staff, we managed to reduce the nominal 9 minute overhead between two different field exposures, to 90 seconds. This ensured adequate sampling of the transit ingress and egress, while providing ~ 30 datapoints within a single transit, from which a very precise transit amplitude and duration can be measured. Typically 150 points per night were obtained in the field of OGLE-TR-109, resulting in well sampled transits. The observations lasted for about 9 hours per night, until the field went below 3 airmasses. Figure 3 shows an example of our best images taken near the zenith.

The filter used was the V_{bess}, with $\lambda_0 = 5460\mathring{A}$, $FWHM = 890\mathring{A}$. We choose the V-band in order to complement the OGLE I-band light curves. Note that the desired sampling rate did not allow us to use two different filters, unless we were willing to sacrifice the observations of the second field. One of the main objectives of this work was to discard blends and binary stars present among the transit candidates. For this, light curves measured in the V-band can be compared with the OGLE light curves in the I-band, and non-planetary eclipses can be discarded when very different amplitudes are measured, for example. In addition, while the I-band filter is more efficient for transit searches, the V-band shows better the effects of limb darkening during the transit, and is adequate for the modelling of the transit parameters.

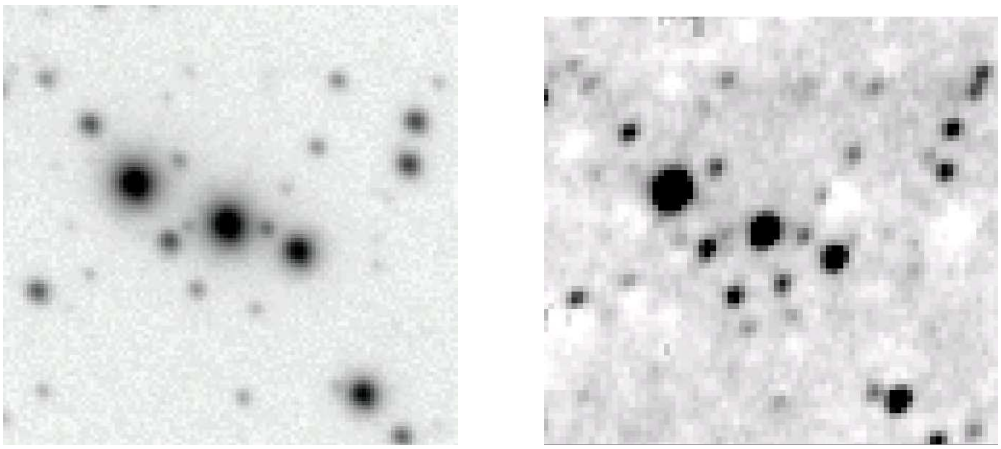


Figura 3. Reduced VIMOS V-band image (left) and SOFI K-band image (right) centered on OGLE-TR-109 ($V = 15.8$). The images cover 10×10 arcsec, and represent the best FWHM obtained ($0.5''$). The faintest stars detected in our images have $V \sim 24$ and $K \sim 21$.

Data analysis

The bulk of the data acquired with VIMOS amounts to 82 Gb. In order to reduce the analysis time, here we decided to process images around the transit candidates rather than the whole images. The future processing of the whole images is nevertheless a gold mine to identify additional hot Jupiters around stars with $16 < V < 20$, and even hot Neptunes around stars with $16 < V < 18$, complementing the OGLE search. We estimate that the whole images contain > 10000 stars with $15 < V < 19$ for which light curves can be obtained with individual photometric errors < 0.01 mag. The images of the transit candidates analyzed here are 400×400 pix, or 80 arcsec on a side. Each of these small images contains about 500 stars with $15 < V < 24$ that can be used in the difference images, and light curve analysis. The 7 best seeing images for each candidate were selected, and a master image was made for each night, which serves as reference for the difference image analysis (see Alard 2000).
The difference image photometry was performed in the individual raw and reduced frames. We obtained basically the same results, and we found that the raw images showed less photometric scatter. We note that the shear size of the telescope minimizes scintillation effects. Extensive tests with the difference image photometry were performed, varying different photometric parameters, and choosing different sets of reference stars. In addition, the seeing, position of the stars, peak counts, and sky counts were monitored. The individual light curves were checked against these parameters in search for systematic effects.

The transits of OGLE-TR-109

The shortest period planets known are OGLE-TR-56, and OGLE-TR-113 (Udalski et al. 2002, Konacki et al. 2003, Bouchy et al. 2004, Konacki et al. 2004).

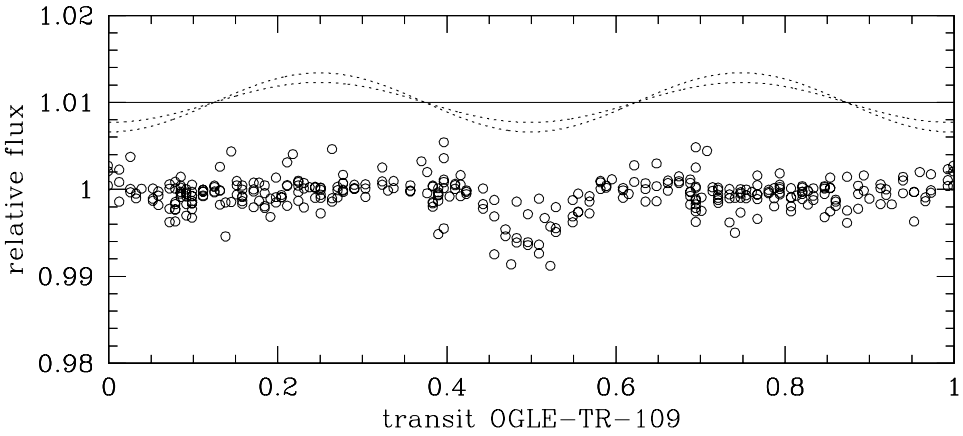


Figura 4. Phased light curve of OGLE-TR-109. For comparison, the expected ellipsoidal modulation corresponding to a companion with $M = 0.08$ and $0.045\ M_{\odot}$ are shown with the dashed lines above the light curve, with amplitudes 0.0034 and 0.0023 mag, respectively. The fact that no such light modulations are seen allows to constrain the mass of the companion.

With $P = 1.2\ d$, and $P = 1.4\ d$, their orbital periods more than double that of OGLE-TR-109. If this is a planetary transit, it would be the shortest period planet known so far, around the hottest star measured. Unfortunately, the star is rapidly rotating, with $V = 35.4 \pm 1.8$ km/s, which makes the measurement of precise velocities very difficult (Pont et al. 2005). Therefore, in this (and other similar cases that might arise), it is rather important to find other means of establishing the presence of a planet that do not require the measurement of $M_p\ sin\ i$ by radial velocities.

One such possibility is to place limits to the ellipsoidal modulation of the light curve due to tidal effects, as discussed by Drake (2003) and Sirko & Paczynski (2003). A short period massive companion would induce a detectable photometric signature in the light curve of the primary star, with a periodicity of half the orbital period. Sirko & Paczynski (2003) measure for OGLE-TR-109 one of the light curves with least modulations. No ellipsoidal modulation with $P = 0.3\ days$ is detected in our light curve for OGLE-TR-109 larger than ~ 0.001 mag (Figure 4), supporting their conclusions.

Drake (2003) studied the expected amplitudes of the modulation due to ellipsoidal effects for main sequence stars of different spectral types as function of their companion mass. The effect is larger for early type main sequence stars, because their surface gravity is lower than that of a solar-type star, for example. He considered a single period of 2 days, but the modulation increases with decreasing period as P^{-2}, and one would expect for his models to provide a strong upper limit for the case of OGLE-TR-109 with $P = 0.589$ days. In fact, the effect in the light curve amplitudes for this star should be more than 11 times that shown in Figure 1 of Drake (2003). For example, an F0V star with

a 0.1 $M_{\odot}$ companion would exhibit a modulation with amplitude of 0.4 *mmag* if the orbital period is $P = 2$ *days*. For an orbital period of $P = 0.589$ *days*, this amplitude would be about 4.5 *mmag*, certainly not observed in the light curve of OGLE-TR-109. Figure 4 shows the phased light curve of OGLE-TR-109 for nights 2, 3, and 4, along with the expected modulation corresponding to a companion with $M = 0.080$ $M_{\odot}$ (the brown dwarf limit), and 0.045 $M_{\odot}$ (the radial velocity limit of Pont et al. 2005). These modulations, with amplitudes 0.0034 and 0.0023 mag, respectively, are not seen in our light curve (Figure 4), indicating that the companion mass is smaller than these limits.
The OGLE light curve provides an even more stringent limit to the mass. Using the amplitude measured by Sirko & Paczynski (2003) $a_{c2} = 0.61 \pm 0.33$ mmag to extrapolate in Figure 1 of Drake (2003) for an F-type main sequence star yields an upper limit of $M = 0.014 \pm 0.008$ $M_{\odot}$ for the companion mass. This rules out a low mass star or brown dwarf, and leaves the possibility of a transiting giant planet. Note that this constraint from the ellipsoidal modulation agrees with the maximum mass limit $M_{max} = 0.045$ $M_{\odot}$ established for the companion by Pont et al. (2005) using radial velocities.
In conclusion, we argue that OGLE-TR-109 is likely to be a new transiting planet. The only other alternative would be a triplet, i.e. an FOV star blended with a background eclipsing binary. We consider this possibility rather unlikely because of the absence of near-IR excess, of centroid shifts, and of ellipsoidal modulation.

Acknowledgments. We thank the ESO Paranal staff. DM, JMF, MZ, MTR, WG, GP are supported by FONDAP Center for Astrophysics No. 15010003.

References

Agol, E., et al. 2005, MNRAS, 359, 567
Alard, C. 2000, A&ASuppl., 144, 363
Bouchy, F., et al. 2004, A&A, 421, L13
Drake, A. J. 2003, ApJ, 589, 1020
Fernandez, J. M., et al. 2005, ApJ, submitted
Holman, M., & Murray, N., 2005, Science, 307, 1288
Konacki, M., Torres, G., Jha, S., Sasselov, D. D. 2003, Nature, 421, 507
Konacki, M., et al. 2004, ApJ, 609, L37
Moutou, C., et al. 2005, A&A, 424, L31
Pont, F., et al. 2005, A&A, in press (astro-ph/0501611)
Sartoretti, P., & Schneider, J. 1999, A&AS, 134, 553
Silva, A. V. R. 2003, ApJ, 585, L147
Sirko, E., & Paczynski, B. 2003, ApJ, 592, 1217
Udalski, A., et al. 2002, Acta Astron, 52, 317
Udalski, A., et al. 2003, Acta Astron, 53, 133

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Radiación UV como limitante biológico en el origen y desarrollo de la vida en planetas extrasolares

Andrea P. Buccino
IAFE, CONICET, Ciudad Autónoma de Bs. As., Argentina, abuccino@iafe.uba.ar

Pablo J. D. Mauas
IAFE, CONICET, Ciudad Autónoma de Bs. As., Argentina, pablo@iafe.uba.ar

Guillermo A. Lemarchand
CEA, FCEyN, Ciudad Autónoma de Bs. As., Argentina, lemar@correo.uba.ar

Abstract. In this work, we displayed a new biological criterion that restricts the traditional habitable zone. We set the internal boundary of this new UV habitable zone from the maximum radiation that tolerates the DNA and its external boundary from the levels of UV radiation needed in the biogenesis processes. We also analyzed the evolution of the habitable zones according to the variation of the stellar luminosity throughout the main sequence stage. We evaluated these criteria in those stars harbouring exoplanets that were observed by IUE satellite.

Resumen. En este trabajo, presentamos un nuevo criterio biológico que restringe la zona de habitabilidad tradicional. Como límite interno de la zona de habitabilidad UV tomamos la radiación máxima que tolera el ADN y como límite externo, los niveles de radiación UV que intervinieron en los procesos de biogénsis. Por otro lado, también analizamos la evolución de la zona de habitabilidad UV según varíe la luminosidad de la estrella a lo largo de la secuencia principal. Evaluamos estos criterios en aquellas estrellas que poseen planetas y que fueron observadas por satélite IUE.

Introducción

El *Principio de Mediocridad* establece que las condiciones que dieron lugar al origen y la evolución de la vida en la Tierra fueron condiciones promedio en comparación a otros planetas en el universo. Se desprende de este principio que la vida emergerá y evolucionará por las mismas reglas de selección natural que conocemos dondequiera que las condiciones apropiadas y el tiempo necesario estén dados. Así es como la concepción tradicional de zona de habitabilidad (HZ) está relacionada con la posibilidad de que un planeta tenga una temperatura tal que permita la existencia de agua en estado líquido, ya que el agua tuvo un papel primordial en el surgimiento de la vida en la Tierra.

En un trabajo anterior (Buccino et al. 2004), mostramos que también la radiación UVB (280-315 nm) y UVC (<280 nm) puede restringir las HZs de los sistemas planetarios. Efectivamente, se conoce que la radiación ultravioleta inhibe la fotosíntesis, daña el material genético (ADN), así como también altera la estructura de proteínas y lípidos.
Por otro lado, Toupance et al. (1977) consideraron que la radiación UV constituyó también una de las principales fuentes de energía en la sintetización de algunos compuestos biológicos derivados de HCN en atmósferas ricas en CH_4 y NH_3, que fueron las condiciones de la Tierra Primitiva, donde surgió la vida.

Implicancias biológicas de la radiación UV

Siguiendo los conceptos presentados en la sección anterior, definimos un criterio biológico que restringe la zona de habitabilidad tradicional HZ, según los niveles de radiación UV de la estrella central. Definimos una nueva zona de habitalidad HZ_{UV} donde los límites de la misma fueron determinados a partir del número de fotones estelares que iniciarían la vida (N^*_{UV}) y que puediesen destruir el ADN (N^*_{DNA}).
Definimos el límite externo (HZ^{ext}_{UV}) a partir de la radiación UV que intervino en los procesos que dieron origen a la vida en nuestro planeta ($N^{\odot}_{UV}(1\mathrm{AU})|_{t=t^{\odot}_{Arc}}$) hace aprox. 3.8×10^9 años , donde el Sol Arcaico emitía el 75% de la radiación ultravioleta presente en ausencia de ozono. Siguiendo el *Principio de Mediocridad*, consideramos que la radiación UV que contribuyó en los procesos de biogénesis en nuestro planeta fue la mitad de la necesaria. Lo que implica una definición del límite externo como la distancia en la cual se cumple la siguiente desigualdad:

$$N^*_{UV}(HZ^{UV}_{ext}) \geq 0.5 \times N^{\odot}_{UV}(1\mathrm{AU})|_{t=t^{\odot}_{Arc}} . \qquad (1)$$

Por otro lado, se puede cuantificar la acción negativa de la radiación UV a partir de la *biological action espectrum* (BAS), que representa el daño que produce un fotón de energía $h\nu$ en el ADN. Cockell (1998) obtuvo distintos valores de BAS para el ADN. En nuestro trabajo realizamos un ajuste semi-empírico $B(\lambda)$ de los dator presentados en Cockell (1998). La expresión de ajuste está dada por:

$$log\, B(\lambda) \sim \frac{6.113}{1+\exp(\frac{\lambda[nm]-310.9}{8.8})} - 4.6\,. \qquad (2)$$

Definimos el número de fotones dañinos que emite una estrella de edad t a una distancia d en AU, según la siguiente ecuación:

$$N^*_{DNA}(d) = \int_{200nm}^{315nm} B(\lambda)\frac{\lambda}{hc}\frac{F(\lambda,t)}{d^2}d\lambda\,, \qquad (3)$$

donde $F(\lambda,t)$ representa el flujo de la esrella de una edad t a 1 AU, d es la distancia de la estrella a la Tierra (en AU), h es la constante de Planck y c es la velocidad de la luz.
Luego, usando nuevamente el *Prinicipio de Mediocridad*, el límite interno de la zona de habitabilidad UV (HZ^{int}_{UV}) quedará definido por la radiación máxima

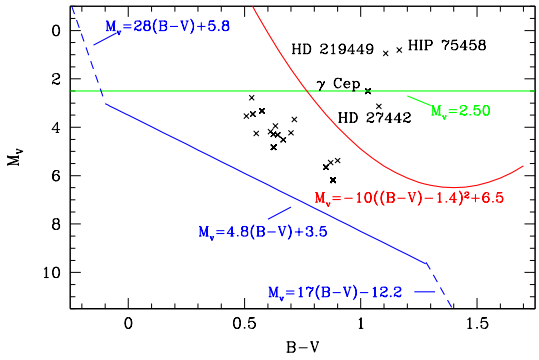


Figura 1. Diagrama HR de estrellas que poseen planetas con observaciones IUE.

que tolera el ADN. En este caso, considerada el doble de la que recibió la Tierra Primitiva.
Se estudió la evolución temporal de la zonas de habitabilidad de acuerdo a la trayectoria de cada estrella en la secuencia principal (10^9 -10^{10} años). Dado que las estrellas que son objeto de nuestro estudio tienen apróximadamente edades similares a la solar, consideramos, entonces, que la radiación UV de las estrellas sigue a gran escala las predicciones presentadas por el modelo standard del Sol.

Estrellas que poseen planetas y fueron observadas IUE

Aplicamos los criterios de habitabilidad UV para el total de estrellas que poseen planetas descubiertas hasta Agosto de 2005 observadas por el satélite IUE. Del total de estas 21 estrellas, sólo 17 permanecen en la secuencia principal por lo menos $3\times\ 10^9$ años, que es el tiempo necesario para el origen y evolución de la vida compleja.
En el diagrama HR de la Fig. 1, se muestra el conjunto de 21 estrellas y se indican, aquellas que fueron descartadas.
También calculamos en cada uno de los casos la zona de habitabilidad tradicional intermedia, según el criterio presentado por Kasting (1993).
En el 41% de los casos analizados, la zona de habitabilidad HZ no coincide en ningún momento con HZ_{UV}. Es decir, si bien un planeta de tipo terrestre puede orbitar alrededor de la estrella y tener agua líquida en su superficie, la radiación UV como fuente de energía en los preocesos de biogénesis es insuficiente y entonces se necesitaría otro mecanismo para originar la vida en estas condiciones. En la Fig. 2, mostramos algunos de estos casos.
Por el contrario, en los alrededores de υ And y HD89744 (ver Fig. 2), HZ y HZ_{UV} coinciden prácticamente en su totalidad. Sin embargo, desde el punto de vista dinámico un planeta de tipo terrestre no podría tener una órbita estable en la región HZ alrededor de υ And (Jones et al. 2004). Sin embargo, una luna alrededor de υ Andc podría reunir las condiciones necesarias para el origen y evolución de la vida.
τ Boo (HD120136) y HD114762 son las estrellas de mayor intensidad UV dentro de la zona de habitabilidad tradicional. Por lo tanto, para poder asegurar la

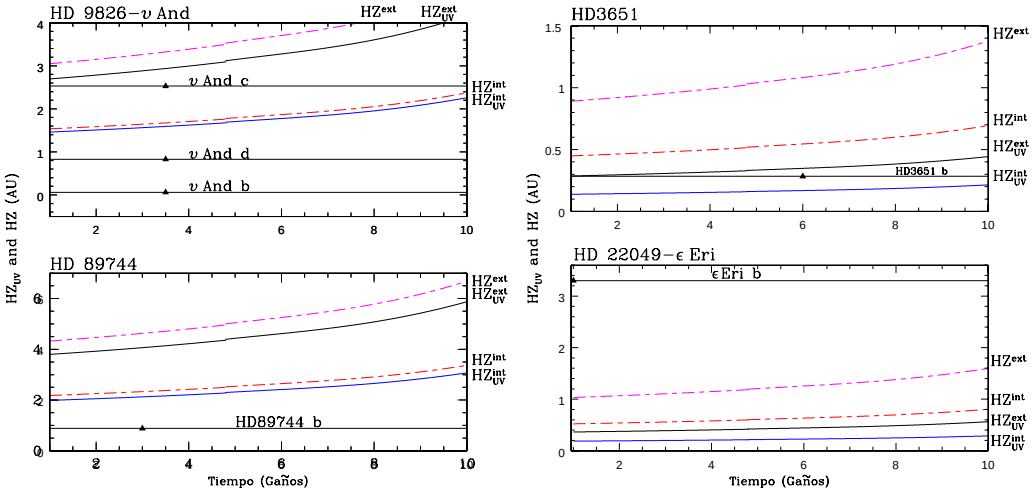


Figura 2. En HD22049 y HD3651, la zona de habitabilidad tradicional y UV no coinciden. Mientras que en HD9826 y HD89744, la zona de habitabilidad tradicional y UV coinciden casi en su totalidad.

continuidad de los sistemas biológicos es imprescindible la existencia de algún mecanismo de atenuación natural (atmosférico, acuoso, etc.).

Conclusiones

En este trabajo mostramos un nuevo criterio de habitabilidad, basado en las restricciones biológicas que representa la radiación UV. Observamos que en la mayoría de los casos analizados, se necesatría una fuente de energía más intensa que la radiación UV para inicializar los procesos que dieran origen a la vida en un hipotético planeta terrestre extrasolar. En el caso de las estrellas F, la radiación es suficiente para incializar la vida, pero también puede ser excesivamente intensa y destruirla. En este tipo de estrellas, aparece la necesidad de una atenuación.

Referencias

Buccino, A., G. A. Lemarchand and P. Mauas 2004.*Bioastronomy 2002: Life Among the Stars, Proceedings of IAU Symposium*,213, (R. Norris, and F. Stootman), Astronomical Society of the Pacific, San Francisco.

Cockell, C.S. 1998. *J. theor.Biol.*,193, 717.

Jones, B. W., Underwood, D. R. & Sleep, P. N. 2004.*Habitable Zones, Targets of Opportunity. ASP Conf. Proc.*, 321, 393.

Kasting, J.F., 1993. *Science*, 259, 920.

Toupance, G., Bossard A., Raulin, F. 1977, *Origins of Life* , 8, 259.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Formación de planetas gigantes

Lorena D. Dirani [1,2,3], Adrián Brunini [1,2,3]
(1) Grupo de Ciencias Planetarias
(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP
(3) Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) - CONICET

Abstract. In the present work we examine the accretion of cores of giant planets from planetesimals, gas accretion onto the cores, and their orbital migration, by means of N-body simulations in 3-D. We initially considered a set of 4 planetary embryos embedded in a protoplanetary disk of gas and dust. We analyzed the final stage of the planetary formation, in such a way that our study falls into the called oligarchic growth regime. In this scenario, the cores of the embryos grew rapidly from $0.05M_\oplus$ to several $M_\oplus$, and one of them evolved like **giant planet ($M_p \sim 120M_\oplus$).**

Resumen. En el presente trabajo examinamos la acreción de planetesimales y gas sobre los núcleos de planetas gigantes, y su migración orbital. Para ello realizamos simulaciones de N-cuerpos en tres dimensiones. Consideramos inicialmente un conjunto de 4 embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y material sólido. Analizamos el último estadio de la formación planetaria, de modo que nuestro estudio se enmarca dentro del régimen de acreción conocido como crecimiento oligárquico. En este escenario, los núcleos de los embriones crecieron rápidamente de $0.05M_\oplus$ a varias $M_\oplus$ y uno de ellos evolucionó como **planeta gigante ($M_p \sim 120M_\oplus$).**

Introducción

En el modelo clásico de formación planetaria, los planetas terrestres y los núcleos sólidos de gigantes gaseosos se formaron a través de la coagulación de planetesimales. Los núcleos más pesados que unas pocas masas lunares son capaces de formar atmósferas hidrostáticas. Si la masa de un núcleo sólido supera un valor crítico (varias $M_\oplus$), el gradiente de presión en la atmósfera del planeta no puede equilibrar la fuerza de gravedad y colapsa sobre su núcleo. La acreción subsecuente del gas del disco sobre el núcleo forma un *planeta gigante gaseoso.* Nos proponemos estudiar la evolución de un conjunto de protoplanetas interactuando dinámicamente con el disco protoplanetario.

Crecimiento oligárquico de los protoplanetas

El modo de crecimiento inicial en un disco de planetesimales es el crecimiento "runaway" (Wetherill & Stewart, 1989), donde los planetesimales más grandes

crecen más rápidamente que los pequeños y el cociente de masa entre ellos aumenta monótonamente. Esta etapa "runaway" finaliza cuando los protoplanetas más grandes dominan la dinámica del disco de planetesimales. El modo de acreción subsecuente es conocido como "crecimiento oligárquico" (Kokubo & Ida, 1998), donde los protoplanetas más grandes enlentecen su crecimiento mientras el cociente de masas entre ellos y los planetesimales sigue aumentando. En la etapa de crecimiento oligárquico, los protoplanetas crecen por acreción de planetesimales mientras interactúan gravitacionalmente con los demás.

Consideramos un disco formado por una componente sólida (rocas y hielo) y una gaseosa. Basados en el modelo fenomenológico de nebulosa solar de masa mínima (Hayashi 1981), adoptamos una ley de potencias para la distribución de la densidad superficial de sólidos $\Sigma_d = f_d \eta_{ice} \times 10 a^{-3/2}$, donde f_d es el parámetro de escala para la masa total del disco introducido por Ida y Lin (2004), constante a través del disco, a es la distancia a la estrella central y η_{ice} es la función escalón que refleja el efecto de la condensacíon del hielo en la llamada línea del hielo ($a_{ice} \sim 3UA$, $\eta_{ice} = 1$ para $a < a_{ice}$ y $\eta_{ice} = 4.2$ para $a > a_{ice}$).
Suponemos que la densidad superficial de gas Σ_g tiene una dependencia con a similar a la de Σ_d, de modo que $\Sigma_g = 2.4 \times 10^3 f_g a^{-3/2}$, donde variando el parámetro de escala f_g se obtienen diferentes modelos de disco.
La cantidad de gas es proporcional a la de sólidos, y su densidad volumétrica está definida unívocamente por la densidad superficial del gas y la altura de escala del gas del disco.

1. Crecimiento de los núcleos sólidos

De acuerdo a la teoría clásica de Safronov (1969), la tasa de acreción de un protoplaneta sumergido en un disco de sólidos está descripta por: $dM/dt = F(\Sigma_s/h){R_p}^2(1 + {v_{esc}}^2/{v_{rel}}^2)v_{rel}$, donde Σ_s es la densidad superficial de sólidos, h es la altura de escala del disco de sólidos, R_p el radio del protoplaneta, v_{esc} y v_{rel} son la velocidades de escape y relativa, y F es el *factor de enfocamiento gravitacional*. La densidad superficial de elementos sólidos cambiará, no sólo por el proceso de acreción, sino también debido al movimiento radial sistemático de los planetesimales, producto de su interacción con el gas. Debemos tener en cuenta el decaimiento orbital de los planetesimales y la *migración* de los núcleos. La variación del semieje mayor de los planetesimales bajo la acción de la fuerza de *drag* del gas fue dada por Adachi *et al.*, 1976. La variación de la densidad superficial de sólidos en un determinado radio a, debida sólo a la migración de planetesimales, fue calculada por Thommes *et al.* (2003) .

2. Acreción de gas

La condición necesaria para que se produzca una acumulación de gas sobre un núcleo protoplanetario es, como consecuencia de que éste alcance el *radio de acreción* mínimo ($R_a = GM_p/c^2$), que la velocidad de escape en la superficie del núcleo exceda la velocidad del sonido en el disco. El gas se acumula formando una envoltura alrededor del núcleo, y la atracción gravitatoria es equilibrada por el gradiente de presión.
Cuando la masa del núcleo supera un valor crítico, el estado de *cuasi*-equilibrio hidrostático no puede mantenerse y comienza la fase de acreción de gas sobre el

núcleo. A continuación, la acreción de planetesimales y gas se produce concurrentemente. En este trabajo simulamos la acreción de gas siguiendo el modelo de Pollack et al. (1997).

Migración orbital

En un disco que evoluciona lentamente se produce un intercambio de momento angular debido a las fuerzas viscosas con el protoplaneta. Esta interacción planeta-disco, genera que las partículas cercanas al planeta sean expulsadas de su entorno. El planeta abre una brecha a través de la cual el torque de marea regula el intercambio de momento angular. Los planetas mantienen el balance de transporte de momento angular ajustando su radio orbital a. Este proceso conduce a una migración planetaria. El planeta recibirá un impulso en dirección tangencial a su órbita. La viscosidad del disco tenderá a llenar nuevamente la brecha abierta. Si la masa del planeta es escasa, la brecha se irá llenando y el planeta orbitará en una región ocupada por el gas. Esta clase de migración es conocida como *migración de tipo I*.
Si el planeta es suficientemente masivo como para que la brecha no se cierre a su paso, el planeta migrará acoplado a la viscosidad del disco. Ésta se llama *migración de tipo II*. La masa mínima requerida para que se inicie este proceso depende de la viscosidad del disco. Después de que se ha abierto la brecha, el planeta puede invertir el sentido de la migración y migrar con el disco gaseoso hacia la estrella central, o alejándose de ella.

Simulaciones. Resultados obtenidos

Se realizaron simulaciones con un conjunto de 4 embriones planetarios, dispuestos en la zona externa a la línea del hielo (el más cercano a la estrella central exactamente en la línea del hielo) y separados mutuamente en 7 radios de Hill. Esta elección responde al hecho de que el aumento de la densidad de los cuerpos sólidos en esta región favorece la formación de núcleos protoplanetarios. Las excentricidades iniciales se eligieron bajas, todas de igual valor: $e = 0.01$, al igual que las inclinaciones: $i = 0.01 rad$, ya que este es el escenario resultante de la etapa de crecimiento runaway (Wetherill y Stewart, 1989). Se consideró un modelo de disco con una masa inicial de tres masas mínimas y una relación $f_g/f_d = 1$. Se empleó un código numérico desarrollado por Brunini y Viturro (2002), que implementa la técnica del árbol octal para el cálculo de las interacciones gravitatorias.
En la Fig. 1 se observa el crecimiento de la masa de los embriones (1) y (2) en función del tiempo (los embriones (3) y (4) tienen un comportamiento similar al embrión (2)). Las masas de estos últimos crecen a una tasa aproximadamente constante. En casi 7×10^6 años crecieron desde $0.05 M_\oplus$ hasta $\sim 5 - 6 M_\oplus$. Sin embargo, el protoplaneta (1) alcanzó la masa crítica en poco más de 6×10^6 años, lo cual desencadenó el colapso y posterior acreción de gas sobre su núcleo. El embrión (1) evolucionó como planeta gigante ($M_p \sim 120 M_\oplus$).
La evolución del semieje mayor de los embriones (1) y (2) se presenta en la fig. 2. El embrión (1) migró hasta la zona interna del sistema planetario, lo

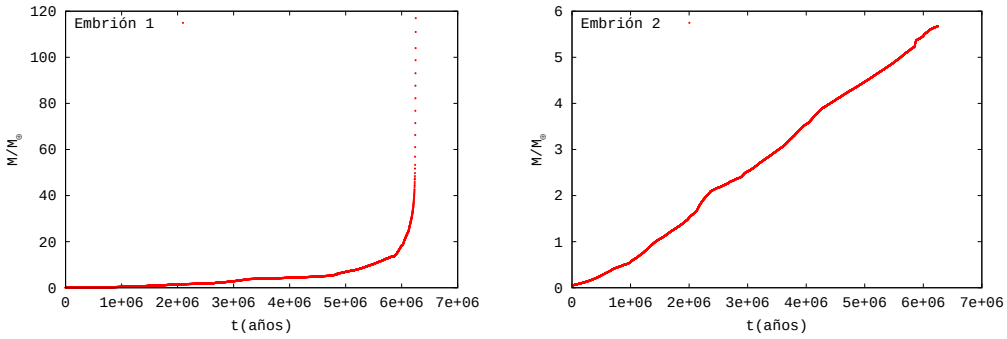


Figura 1. Evolución temporal de la masa total

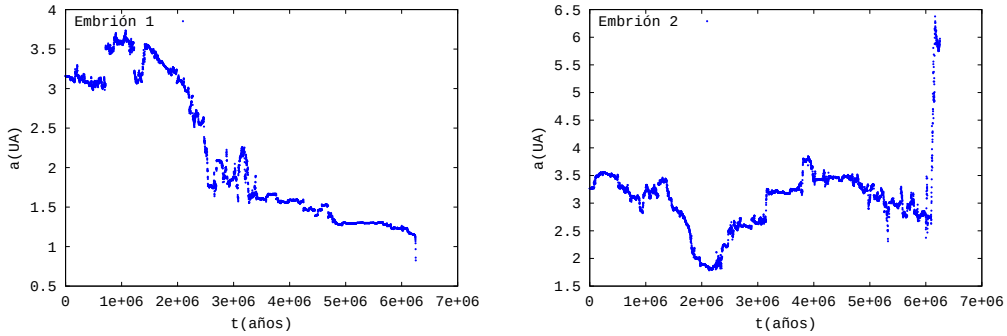


Figura 2. Evolución temporal del semieje mayor

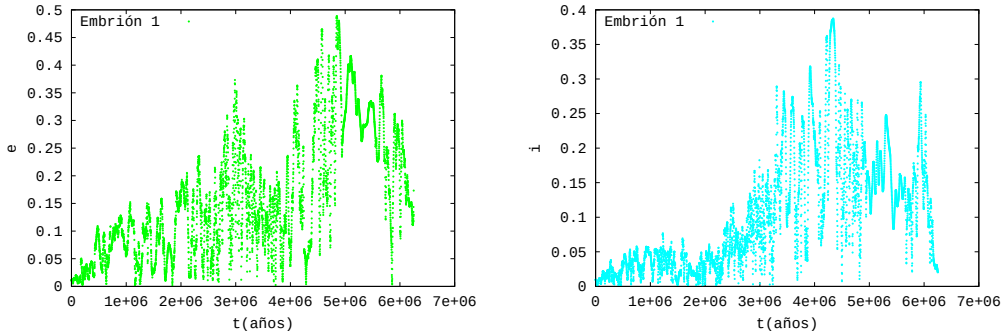


Figura 3. Evolución temporal de la excentricidad y la inclinación (los ángulos medidos en radianes)

cual favoreció su crecimiento. El embrión (2) también migró hacia el interior del sistema pero en menor medida e invirtió el sentido de la migración debido a encuentros (análogas situaciones se tienen para los restantes embriones). La Fig. 3 muestra la evolución de la excentricidad y la inclinación del protoplaneta (1). En estos elementos orbitales se produce una marcada dispersión, característica común a todos los embriones.

Conclusiones

Hemos analizado la evolución de cuatro embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y planetesimales. Uno de ellos evolucionó como planeta gigante, aproximadamente a 1 UA en 6×10^6 años, **dentro del tiempo de vida de la nebulosa gaseosa**. El siguiente paso es obtener una muestra significativa de simulaciones, modificando la dependencia funcional de la densidad superficial de sólidos con la distancia a la estrella central, y considerar escenarios con distintas densidades iniciales. Esto nos permitirá realizar un análisis estadístico y comparar con el conjunto de datos disponible de los más de 160 candidatos a planetas extrasolares hasta el momento descubiertos.

Referencias

Adachi, I., Hayashi, C., Nakazawa, K., 1976. The gas drag effect on the elliptic motion of a solid body in the primordial solar nebula. Prog. Theor. Phys. Suppl., 56(6), 1756-1771.

Brunini,A. & Viturro,H. 2003, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 346, Issue 3, pp. 924-932.

Hayashi, C. 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl., 70,35

Ida, S. & Lin, D.N.C. 2004, ApJ, 604, pp.388-572.

Kokubo, E. & Ida, S., 1998, *Icarus*, 131, 171

Pollack, J.B., Hubickyj,O., Bodenheimer,P., Podolak,M., Greenzweig,Y. 1996, *Icarus*, Volume 124, Issue 1, pp. 62-85.

Thommes, E.W., Duncan, M.J. & Levison, H.F. 2003, *Icarus*, Volume 161, Issue 2, p. 431-455.

Safronov, V.S., 1969. Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets. Nauka, Moscow [Engl. transl. NASA TTF-677, 1972]

Wetherill, G.W., Stewart, G.R. 1989, *Icarus*, Volume 77, 330.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Nuevos resultados en el cálculo de la formación de planetas gigantes

Andrea Fortier[1,2], Adrián Brunini [1,2] y Omar G. Benvenuto[1,3]
[1]*Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, B1900FWA, La Plata, Argentina; afortier@fcaglp.unlp.edu.ar, abrunini@fcaglp.unlp.edu.ar, obenvenu@fcaglp.unlp.edu.ar*
[2]*IALP, CONICET*
[3]*CIC*

Abstract. In this article we study the *in situ* formation of a giant planet like Jupiter in the frame of the nucleated instability scenario. The fundamental aspect of our work is related to the solid accretion rate prescribed, which is the one that corresponds to the oligarchic growth regime. Including this regime is crucial to the estimate of the giant planet formation timescale. Our results show that, considering the timescales involved and the final core masses obtained, the giant planet formation process should be solved together with an accurate protoplanetary disk evolution model.
Resumen. En el presente trabajo estudiamos la formación *in situ* de un planeta gigante indentificable con Júpiter, dentro del escenario de la inestabilidad nucleada. El aspecto fundamental de nuestros cálculos está ligado a la tasa de acreción de planetesimales adoptada para la formación del núcleo, la cual corresponde a un régimen de crecimiento oligárquico. Tener en cuenta este tipo de crecimiento es crucial a la hora de estimar la escala temporal de la formación planetaria. Nuestros resultados muestran que las escalas de tiempo asociadas a la formación planetaria y el tamaño final de los núcleos obtenidos obligan a resolver este problema en conjunto con un modelo para la evolución del disco protoplanetario.

Introducción

Actualmente, existen dos teorías que intentan resolver el problema de la formación de los planetas gigantes: la de inestabilidad del disco protoplanetario (Boss, 2000) y la de inestabilidad nucleada (Mizuno, 1980). De la primera solo diremos que no cuenta con muchos adeptos dadas las numerosas dificultades que presenta, las cuales no parecen poder resolverse sencillamente. Por su parte, la hipótesis de la inestabilidad nucleada es más aceptada entre los especialistas en el tema, a pesar de no estar libre de conflictos. Básicamente, este mecanismo sugiere que los planetas gigantes se formaron por una acumulación gradual de material sólido hasta dar origen a un núcleo de algunas masas terrestres, el cual

fue luego capaz de atraer gravitatoriamente al gas nebular circundante para formar la envoltura del planeta. Así, este escenario consigue explicar naturalmente la presencia del núcleo sólido en los planetas gigantes. Ahora bien, uno de los fuertes cuestionamientos al escenario de la inestabilidad nucleada está relacionado con las escalas de tiempo involucradas en sus modelos. Claramente, el proceso de formación debe completarse antes de la disipación del disco protoplanetario, ya que este último provee el material que da origen a los planetas. De las observaciones de discos circumestelares, se ha estimado que estos ya no están presentes en estrellas con edades superiores a los 10^7 años, con lo cual el período de formación se encuentra muy bien acotado. Los modelos actuales subestiman la longitud de este período, considerando tasas de acreción para la formación del núcleo sólido mucho más altas a las que surgen en simulaciones dinámicas de N-cuerpos. Luego, el principal objetivo de nuestro trabajo es continuar el estudio de la formación de planetas gigantes (Benvenuto & Brunini, 2005), considerando la tasa de crecimiento oligárquico para el núcleo, la cual sería mucho más apropiada que la de crecimiento en fuga, usualmente utilizada en este tipo de cálculos.

Generalidades

En sus orígenes, el disco protoplanetario está compuesto por gas y polvo. Las partículas de polvo colisionan entre sí, adhiriéndose unas con otras en un proceso de "pegoteo" que da origen a los primeros cuerpos masivos del Sistema Solar: los planetesimales.
Usando el modelo de partículas en una caja (Safranov, 1969), la tasa de crecimiento de un planetesimal puede estimarse según:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\Sigma}{h}\pi r_m^2 \left(1 + \frac{v_{esc}^2}{v_{rel}^2}\right) v_{rel} \qquad (1)$$

donde m es la masa del planetesimal, h es la altura de escala del disco de sólidos, Σ es la densidad superficial de sólidos del disco, r_m es el radio del planetesimal, v_{rel} es la velocidad relativa media entre los planetesimales y v_{esc} es la velocidad de escape de un objeto de masa m. El término entre paréntesis da cuenta del enfocamiento gravitatorio, donde se pone de manifiesto que las velocidades relativas entre los planetesimales determinan, en gran medida, la tasa de crecimiento de los mismos. Cuando los primeros planetesimales aparecen en el disco, las velocidades relativas están dominadas por las dispersiones mutuas que surgen como consecuencia de su débil interacción gravitatoria. Luego, la velocidad relativa es mucho menor a la velocidad de escape y, como esta última crece con la masa del planetesimal, aquellos objetos que por azar han surgido con masas relativamente mayores a las del resto, crecerán rápidamente (dado que el enfocamiento gravitatorio es grande) dando origen luego a los primeros embriones planetarios. Este régimen de crecimiento se conoce como crecimiento *en fuga*, ya que cuanto mayor es la masa del planetesimal, más grande se vuelve su tasa de crecimiento.
Ahora bien, la aparición de los primeros embriones altera este régimen de crecimiento. Los embriones excitan las velocidades de los planetesimales que los

rodean y cambian su distribución espacial. Las velocidades de los planetesimales relativas a un embrión aumentan y el enfocamiento gravitatorio se atenua: comienza un nuevo régimen de crecimiento que se conoce como *crecimiento oligárquico* (llamado asi porque los únicos objetos que siguen creciendo son los más masivos), el cual es mucho más lento que el anterior.
Diversos estudios (Ida & Makino, 1993; Rafikov, 2003) encuentran que la masa del embrión correspondiente a la transición entre el régimen de crecimiento en fuga y el oligárquico sería un poco inferior a la de la Luna. Si se tiene en cuenta que los núcleos de los planetas gigantes están estimados en el orden de la decena de masas terrestres, la escala de tiempo para su formación estará dominada por la correspondiente al crecimiento oligárquico, ya que el período de crecimiento en fuga hasta alcanzar la masa embrionaria resulta, en comparación, despreciable.
Pero la ecuación (1) no depende solo de las velocidades relativas, también se ve afectada por los cambios en la densidad superficial de sólidos del disco, Σ. La región de la cual los planetas extraen el material para formarse se conoce como "zona de alimentación", que extiende sus límites mientras el planeta aumenta su masa pero, paralelamente, va agotando su material a medida que éste es incorporado al planeta. Ésto puede pensarse como una evolución local en la densidad del disco (este proceso ocurre tanto con la componente sólida como con la gaseosa), ya que el efecto neto es la disminución de la densidad en un anillo alrededor de la órbita del planeta. Por otra parte, diversos mecanismos (como la fricción que sufren los planetesimales con el gas nebular, los vientos estelares, la fotoevaporación, etc.) gobiernan su evolución global, alterándolo radicalmente. De hecho, como ya hemos mencionado, no se observa la presencia de discos en estrellas con edades superiores a 10^7 años, indicando que existen mecanismos muy efectivos para su disipación.
Dado que, según los modelos (e.j. Pollack et al, 1996), los tiempos de formación de los planetas gigantes serían del mismo orden que los tiempos de vida estimados para los discos protoplanetarios, parecería relevante poder incorporar a estos modelos la evolución temporal de la densidad de ambas componentes del disco.

Modelos y resultados

El trabajo considerado más representativo para el estudio del origen de los planetas gigantes fue desarrollado por Pollack y colaboradores (1996). Según sus resultados, la formación de Júpiter podría caracterizarse en un tiempo menor a los 10^7 años exigidos por la posterior disipación del disco. Sin embargo, para alcanzar estos resultados el disco protoplanetario debe ser tres veces más masivo que el correspondiente al de la Nebulosa de Masa Mínima Solar (de ahora en más NMMS) y la tasa de crecimiento del núcleo sólido la correspondiente a un régimen de crecimiento en fuga (durante todo el proceso de formación). De este modo, con una tasa de acreción altamente sobreestimada, el núcleo sólido adquiere una masa de 12 $M_\oplus$ (partiendo de un modelo inicial del tamaño de Marte) en aproximadamente 5×10^5 años, lo cual representa solo una fracción despreciable del tiempo total requerido para la formación completa del planeta ($\sim 8 \times 10^6$ años) no incidiendo, de este modo, en la longitud del proceso completo (Observación: la masa final del núcleo al cabo de los $\sim 8 \times 10^6$ años es del orden de las 22 $M_\oplus$).

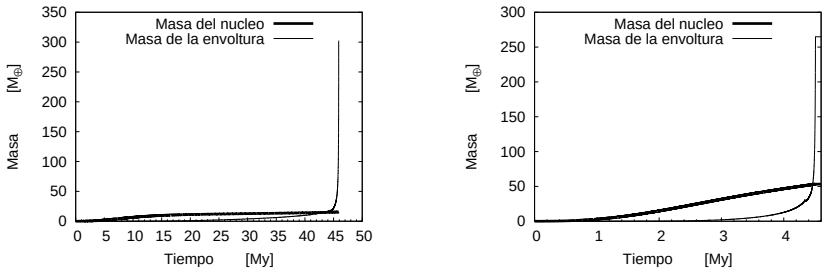


Figura 1. *Izquierda:* En línea gruesa (delgada) incremento de la masa del núcleo (de la envoltura) para un planeta en la posición de Júpiter considerando un disco de 3 NMMS. *Derecha:* Idem figura anterior pero para un disco de 10 NMMS.

Respecto de este trabajo, cabe mencionar que ellos encuentran que discos más masivos correlacionan con escalas tiempo menores para la formación pero con núcleos mayores y que si se disminuye la opacidad del gas el período de formación se acorta.

Según lo descripto en la sección 2, planetesimales de masa comparable con la lunar dejan ya el crecimiento en fuga para comenzar un crecimiento del tipo oligárquico. Por este motivo, nos pareció más realista comenzar nuestras simulaciones con un núcleo inicial de $5 \times 10^{-3}\ M_\oplus$ al cual se le prescribe una tasa de acreción oligárquica. Al igual que en el trabajo de Pollack et. al (1996), estudiaremos la formación *in situ* de un planeta asimilable a Júpiter, en órbita circular a 5.2 UA del Sol. Este objeto, que se encuentra acretando gas y planetesimales de su zona de alimentación (definida como un anillo de 8 radios de Hill alrededor de la órbita del planeta), crecerá hasta alcanzar la masa final prefijada (en este caso, la de Júpiter), momento en el cual se interrumpe la simulación, independientemente de si en el disco queda todavía material disponible para ser acretado (los detalle del modelo númerico, fundamentalmente en lo relacionado con la acreción de gas, pueden encontrarse en Benvenuto & Brunini, 2005).

Partiendo de un embrión de media masa lunar (el cual, practicamente, no posee gas ligado) y de un disco protoplanetario tres veces más masivo que la NMMS, encontramos que en un tiempo del orden de 46×10^6 años logramos formar el planeta completo, siendo la masa del núcleo sólido de aproximadamente 16 $M_\oplus$, como se observa en la figura 1 (izquierda). De este resultado, y en su comparación con el análogo obtenido por Pollack et. al (1996), puede verse claramente la incidencia que tiene en el período de formación la tasa de crecimiento que se prescribe para el núcleo. Es evidente que, considerando un crecimiento oligárquico, se necesitará de una nebulosa más masiva si el proceso de formación debe completarse antes de la disipación del disco. Ésto está en acuerdo con lo encontrado previamente por Thommes et. al (2003). Consideramos, entonces, un disco de 10 NMMS. En este caso, el tiempo de formación se reduce notablemente respecto del caso anterior, ya que el proceso completo toma poco menos de 5×10^6 años (ver figura 1 derecha), pero el núcleo sólido del planeta resulta inaceptablemente grande ($\sim 54\ M_\oplus$).

Si retornamos a la ecuación (1), vemos que $\frac{dM}{dt} \propto \Sigma$, donde Σ es el valor medio de la densidad superficial de sólidos en la zona de alimentación del planeta.

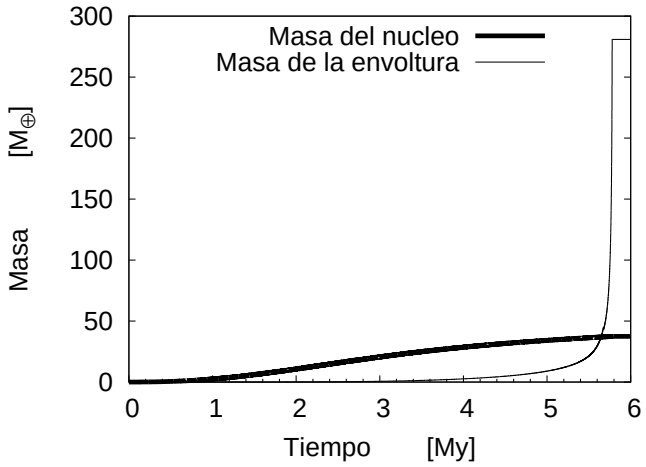


Figura 2. En línea gruesa (delgada) incremento de la masa del núcleo (de la envoltura) para un planeta en la posición de Júpiter considerando un disco de 10 NMMS incluyendo un modelo simple para la disipación del disco (ver texto).

A medida que el planeta crece va vaciando su zona de alimentación, con lo cual Σ decrece, siendo éste un factor importante en la variación de la tasa de crecimiento del núcleo. Pero la acreción no es el único mecanismo por el cual la densidad nebular se ve modificada. Dado que las observaciones indican que el disco protoplanetario no subsistiría más de 10^7 años, hemos propuesto para tener en cuenta la disipación del disco una disminución exponencial con el tiempo tanto en la densidad de sólidos como en la del gas: $\Sigma = \Sigma_0 e^{-t/\tau}$ y $\rho = \rho_0 e^{-t/\tau}$ con $\tau = 10^7$ años.

Si ahora recalculamos el caso de un disco de 10 NMMS pero incluyendo el decaimiento exponencial para la densidad, los tiempos de formación se extienden un poco respecto del caso anterior ($\sim 6 \times 10^6$) años pero la masa final del núcleo se reduce a $\sim 37\ M_\oplus$ (ver figura 2).

Notar que en ambos casos hemos conseguido formar al planeta antes de la disipación del disco, pero con núcleos muy masivos. Sin embargo, considerar la evolución del disco nos permitió una importante reducción relativa en la masa del núcleo sin incrementar demasiado el tiempo de formación.

El principal resultado que surge de estas dos últimas simulaciones, donde la única diferencia entre ellas es la inclusión del decaimiento exponencial para la densidad nebular, es que la evolución temporal del disco protoplanetario debe acoplarse, con modelos adecuados, a los cálculos de la formación del planeta, ya que afecta sensiblemente al tamaño final del núcleo y, en menor medida, a la escala temporal involucrada. Además, se puede apreciar en estos ejemplos que cuando se adopta la tasa de crecimiento oligárquico los tiempos de formación son efectivamente mucho más largos que cuando se considera el crecimiento en fuga para el núcleo. De hecho, aún con un disco de 10 NMMS, la escala temporal de formación de los planetas gigantes, si bien menor a la vida estimada para los discos, es todavía de un orden comparable. Como vemos, para acortar el período de formación la solución no puede pasar solamente por aumentar la masa del

disco, ya que en ese caso los núcleos adquirirían tamaños excesivamente grandes. Debe pensarse, entonces, en otros mecanismos que permitan la aceleración del proceso. En este sentido, existen numerosos trabajos (e.j. Ward, 1997) que indican que los planetas migran debido a su interacción con el disco. Este hecho permitiría al embrión, en nebulosas poco masivas, ingresar en regiones de la misma que no hayan sido vaciadas por la acreción, manteniendo alta su tasa de crecimiento. Por otra parte, si no se quiere abandonar la idea de la formación *in situ*, una disminución en la opacidad del gas ligado al planeta premitiría reducir apreciablemente las escalas temporales (Hubickyj et.al, 2004; Podolak, 2003).

Conclusiones

El presente trabajo tenía como objetivo estudiar la formación *in situ* de un planeta como Júpiter, en el marco de la hipótesis de inestabilidad nucleada y utilizando el modelo de crecimiento oligárquico para el núcleo sólido. De las simulaciones presentadas en la sección previa queda claro que, por las escalas de tiempo involucradas, el estudio de la formación de los planetas gigantes se debe resolver en forma acoplada con un modelo apropiado para la evolución del disco protoplanetario. Además, si bien es cierto que discos más masivos acortan los períodos de formación, hay que remarcar que también aumentan las masas de los núcleos, no pudiendo encontrarse, en nuestros modelos, una relación adecuada entre estos dos factores que permita formar al planeta dentro de la cota temporal impuesta por las observaciones de discos circumestelares con núcleos de tamaños aceptables. De este modo, en el marco del régimen de crecimiento oligárquico, para poder dar cuenta de la formación de los planetas gigantes, habría que incluir en los modelos hipótesis que permitan acelerar el proceso en discos poco masivos, como puede ser la reducción de la opacidad del gas de la envoltura o la propia migración del planeta; o, en nebulosas mas masivas, reducir el tamaño de los núcleos, hecho que podría darse si se considera la migración de los planetesimales presentes en el disco.

Referencias

Benvenuto, O.G. & Brunini, A. 2005, MNRAS, 356,1383

Boss, A. 2000, ApJ, 536, 101

Hubickyj, O., Bodenheimer, P. & Lissauer, J. 2004, RevMexAA, 22, 83

Ida, S. & Makino, J. 1993, Icarus, 106, 210

Mizuno, H. 1980, Prog. Theor. Phys. 64, 544

Podolak, M. 2003, Icarus, 165, 428

Pollack, J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J., Podolak, M. & Greenzweig, Y. 1996, Icarus, 124, 62

Rafikov, R.R. 2003, ApJ, 125, 942

Safranov, V.S. 1969, Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets. Nauka Press, Moscow (also NASA-TT-F-677, 1972)

Thommes, E.W., Duncan, M.J. & Levison, H.F. 2003, Icarus, 161, 431

Ward, W.R. 1997, ApJ, 482, 211

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Spectral classification of stars likely to have planetary systems

Andrea V. Ahumada and Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, andrea@oac.uncor.edu, claria@oac.uncor.edu
Dante Minniti
Universidad Católica, Chile, dante@astro.puc.cl

Abstract. Since all the techniques used for the detection of extrasolar planets are indirect, the characterization of the detected planets is not always quite certain. Up to the present, around 150 planets have been discovered orbiting other stars. The estimation of planetary masses and radii depends on the physical parameters of the mother stars. Therefore, the more those star's parameters are defined, the more accurate the estimates of the masses and radii of their related planets will be. It is essential to count on a reliable spectral classification of these stars in order to estimate the main astrophysical parameters of the stars that have orbiting planets. In this work, we determine the spectral type and luminosity class of 52 bright stars which are likely to have planetary systems. The spectral classification was performed by comparing low resolution spectra obtained at CASLEO (Argentina) with template spectra taken from the Silva & Cornell (1992) library. 73% of the observed stars proved to be of G spectral type, whereas 94% turned out to be main sequence stars or very close to main sequence.

Resumen. Todas las técnicas de detección de planetas extrasolares son indirectas, por lo que la caracterización de los planetas detectados resulta incierta. Hasta el presente se han descubierto algo más de 150 planetas orbitando alrededor de otras estrellas. Las estimaciones de las masas y radios planetarios dependen de los parámetros físicos de las estrellas progenitoras. Por lo tanto, cuanto mejor se conozcan los parámetros de estas estrellas, más precisas serán las determinaciones de las masas y los radios de los planetas asociados. Para estimar los principales parámetros astrofísicos de las estrellas que poseen planetas, es esencial contar con una clasificación espectral confiable de las mismas. En este trabajo se determina el tipo espectral y la clase de luminosidad de 52 estrellas brillantes candidatas a poseer sistemas planetarios. La clasificación espectral se realizó utilizando espectros de baja resolución obtenidos en el CASLEO (Argentina), mediante comparaciones realizadas con espectros patrones de la biblioteca de Silva & Cornell (1992). 73% de las estrellas observadas resultaron ser del tipo espectral G, en tanto que el 94% son estrellas de la secuencia principal o muy próximas a dicha secuencia.

Spectroscopic observations

The 52 stars observed in the present work were selected from a list based on a project of radial velocity determinations carried out by the N2K consortium (Fisher et al. 2003). This consortium was established to survey "the next 2000" closest and brightest high-metallicity stars using a distributed observing program and a quick-look strategy to identify stars with rms velocity scatter consistent with the presence of a hot Jupiter companion. All the selected stars are spread out in the southern celestial hemisphere, with declinations ranging from -1° to -78°. They were observed with the 2.15 m "Jorge Sahade" telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) during five nights in July 2004. The spectra were obtained using a CCD camera containing a Tektroniks chip of 1024x1024 pixels attached to a REOSC spectrograph (simple mode). A grating of 300 line/mm was used. The spectral coverage was (3300-6900) Å, with an average dispersion in the observed region of 3.4 Å/pixel ($\sim$ 140 Å/mm). The slit width in the focal plane was 400 μ ($\sim$ 4.2" in the sky), which resulted in a resolution of $\sim$ 15 Å, as measured by the FWHM of the comparison lines (Cu-Ar-Ne). The seeing during the observations at CASLEO was tipically 2". Two series of 15 minute exposures were taken for each object.

Three spectrophotometric standard stars selected from the list of Stone & Baldwin (1983) were nightly observed for flux calibrations. These standard stars were observed with 15 minute exposure and, just as with the program stars, two spectra were obtained for each standard star, which were later combined. After each exposure, both of a cluster and of a standard star, a Cu-Ar-Ne comparison lamp spectrum was obtained to facilitate calibration in wavelength. Moreover, during each observing night, we obtained the calibrators necessary for data reduction ("bias", "darks" and various types of "flat-field"). Using the IRAF package at the Observatorio Astronómico of the National University of Córdoba, all the spectra were first calibrated in wavelength, later in relative flux units, and finally they were normalized to unity at $\lambda = 5800$ Å

Spectral classification

The spectral classification of the observed stars was performed using the spectral library published by Silva & Cornell (1992, hereafter SC), which includes digital optical spectra corresponding to stars of different spectral and luminosity types. The spectra in this library encompass a region between $\sim$ 3500 Å and 8900 Å, and render a typical resolution of 11 Å. All the template spectra of the SC library were also normalized to $F_\lambda = 1$ at $\lambda = 5800$ Å. This fact permits comparing them with those obtained at CASLEO.

The assignment of spectral types in the MK system was carried out by using the so-called "template matching method", which consists of achieving the best possible match between the observed spectrum and the template finally chosen from the SC library. The best match is the one which minimizes the residual flux, calculated as the difference (cluster - template)/cluster. The match must consider not only the continuum distribution but also the presence and intensity

of the absorption lines. In order to achieve a satisfactory result, each observed spectrum was compared with different template spectra until a residual flux as small as possible could be reached.

Table 1
MK spectral types assigned to 52 stars candidates to have planetary systems

Star	MK spectral type	Star	MK spectral type	Star	MK spectral type
HD 1789	F3 IV	HD 146050	G0-G4 III	HD 192148	G6-G8 V
HD 118199	G6-G8 V	HD 148501	G1-G2 V	HD 193240	F3 IV
HD 119329	G9-K0 V	HD 150981	G0-G4 III	HD 195864	G6-G8 V
HD 123080	G2 IV	HD 151334	G9-K0 V	HD 196289	G6-G8 V
HD 123507	G8 IV	HD 156639	F6-F7 V	HD 200116	G6-G8 V
HD 123713	G8 IV		G1-G2 V	HD 202388	G1-G2 V
HD 125221	G1-G2 V	HD 156734	G1-G2 V	HD 203057	G2 I
HD 126614	G9-K0 V	HD 157378	G1-G2 V	HD 204988	G5 IV
HD 128363	G2 IV		G5 IV	HD 205983	G2 IV
HD 129202	F4-F7 III	HD 158912	G0-G4 III	HD 207047	G6-G8 V
HD 130712	G6-G8 V	HD 163358	F8-F9 IV		G2 IV
HD 134266	F8-F9 V	HD 168124	G8 IV	HD 208042	F6-F7 V
HD 135666	F6-F7 V	HD 170017	G5-G6 III	HD 210382	G8 IV
HD 143520	G2 IV	HD 170655	G6-G8 V	HD 214580	G2 IV
	G6-G8 V	HD 173070	G2 IV	HD 215032	G1-G2 V
HD 145318	G2 IV	HD 178340	G8 IV	HD 216087	G1-G2 V
	G6-G8 V	HD 178906	F6-F7 V	HD 216601	F6-F7 V
HD 145474	F6-F7 V	HD 179251	G6-G8 V	HD 220250	F8-F9 V
HD 145811	G2 IV	HD 183485	G8 IV	HD 223089	F6-F7 V

Results

To check the efficiency of the method used, Figure 1 shows, as an example, the comparisons that were made of one star candidate to have a planetary system. The figure presents not only the template spectrum which was finally chosen but also other spectra from the SC library so that a comparison is made possible. The resulting residual flux is included at the bottom of the figure. Comparisons are very good in almost all observed stars. Discrepancies are observed only in a few cases, mainly as a result of the discrete character of the SC library utilized. Since all the selected stars lie in the solar vicinity, it was not necessary to correct the spectra for interstellar reddening. Table 1 displays both the resulting spectral types and luminosity classes for the 52 observed stars. Note that 73% of the studied stars belong to the G spectral type, while 25% are apparently earlier. In addition, 94% of the stars are main sequence stars or very close to main sequence (classes IV and V).

Although the stars presented in this work are relatively bright, they prove to be very interesting since the sample includes objects which have not yet been characterized well enough. It is our intention to enlarge the present object sample in the near future in an attempt to include other stars candidates to have planetary systems. These stars will be selected from the photometric data

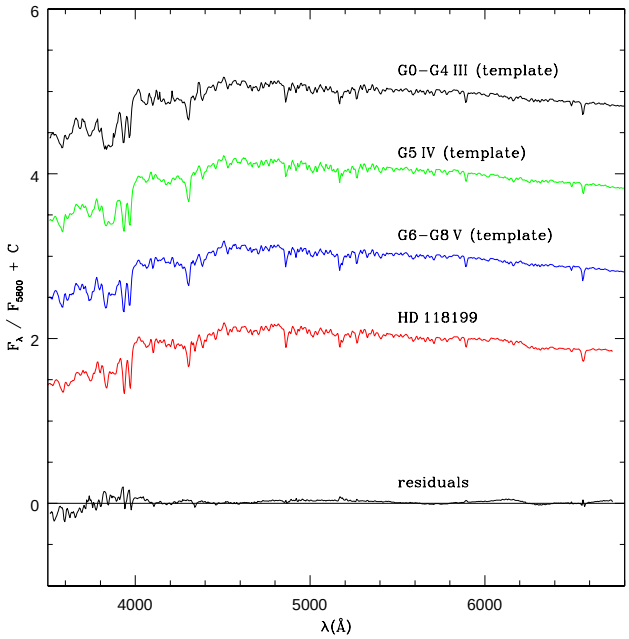


Figura 1. Comparison between the spectrum of HD 118199 and the template G6-G8 V from the SC library. The resulting residual flux is shown at the bottom.Templates G5 IV and G0-G4 III are included for the sake of comparison.

generated by OGLE-III (Udalski et al. 2003) using the "planetary transits" method. As these stars are much fainter than the ones observed in the present work ($15 < V < 18$), more powerful telescopes will be needed.

References

Fischer D., Laughlin, G., Butler, P., Marcy, G. et al. 2005, ApJ 620, 481

Silva D.R. & Cornell M.E. 1992, ApJS, 81, 865

Stone R. & Baldwin J. 1983, MNRAS, 204, 347

Udalski A., PietrzynskiG., Szymanski M., Kubiak M., Zebrun K., Soszynski I., Szewczyk O. & Wyrzykowski L. 2003, Acta Astronomica, 53, 133

ASTRONOMÍA DE POSICIÓN, MECÁNICA CELESTE Y DINÁMICA

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Dinámica global de sistemas no lineales

Pablo M. Cincotta & Claudia M. Giordano

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Univerdidad Nacional de La Plata–IALP (CONICET), Argentina.
pmc@fcaglp.unlp.edu.ar; giordano@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. In this paper we discuss alternative techniques to study global dynamics in multidimensional non–linear systems. We focus our attention in three dimensional models of elliptical galaxies.
Resumen. En este trabajo se analizan alternativas para estudiar la dinámica global de sistemas no lineales de más de dos grados de libertad, con especial aplicación a modelos representativos de galaxias elípticas.

Introducción

La característica distintiva de los sistemas dinámicos no lineales (Hamiltonianos N-dimensionales) es que presentan un espacio de fases (de dimensión $2N$) dividido en componentes regulares y caóticas.
La dinámica en las componentes regulares es básicamente estable, con una estructura foliada por toros invariantes (mayoritariamente toros N-D) donde yacen trayectorias cuasiperiódicas densas en los toros N-D. Existen otros objetos como toros de menor dimensionalidad elípticos e hiperbólicos, órbitas periódicas (estables e inestables), etc. En cada componente regular existe un conjunto de N integrales de movimiento locales que restringen la dinámica a variedades N-D (toros).
En cambio, la dinámica en la componente caótica es inestable (más precisamente presenta una fuerte inestabilidad **local**) debido a que las trayectorias yacen en variedades de dimensión mayor que N. En estas regiones la estructura de toros desaparece o, en otras palabras, no existe un conjunto de N integrales locales. En general puede existir un conjunto de $M < N$ integrales locales por lo que la dinámica ocurre sobre un variedad de dimensionalidad $(2N - M)$. En estas componentes puede manifestarse lo que suele denominarse *difusión caótica*: variación secular de las integrales locales de movimiento (si entendemos que existe una transición contínua de la dinámica regular a caótica). Esta difusión está caracterizada por un rate (local) de difusión, pero existen barreras a la difusión que pueden confinar la variación de las integrales a una región muy pequeña del espacio de fases.
La dinámica regular es completamente conocida y relativamente fácil de describir, no obstante no ocurre lo mismo con la dinámica caótica, pues no existe ninguna teoría general que describa los mecanismos de difusión caótica en el espacio de fases, excepto el caso de la denominada difusión de Arnol'd (para ser

precisos, el mecanismo de Arnol'd) que explica para un modelo muy particular, variaciones finitas de las integrales. Cabe señalar sin embargo, que lo que estrictamente se entiende como difusión de Arnol'd no tiene aplicación en problemas reales.
El estudio de la difusión en el espacio de fases es de suma importancia en la Astronomía Dinámica, pues ésta juega un rol central en, por ejemplo, la migración caótica de asteroides, la determinación de regiones de estabilidad e inestabilidad en sistemas planetarios, la construcción de modelos de equilibrio de galaxias y muchos otros problemas. Una descripción detallada de la dinámica de sistemas no lineales multidimensionales puede hallarse en el review Cincotta (2003).

Resonancias no lineales

La dinámica de cualquier sistema no lineal está gobernada por su estructura resonante. Esto es, aquellas regiones (toros) del espacio de fases que satisfacen la condición

$$m \cdot \omega(I) = 0,$$

donde $m \in Z^N/0$, ω es el vector de frecuencias (frecuencia de movimiento en cada grado de libertad), e I es el correspondiente vector de acciones (las N integrales globales).
El escenario ideal para tratar un problema es poder separarlo en dos partes, un término que llamaremos *sin perturbar*, H_0, y otro término que denominaremos *perturbación*, ϵV; de manera que el sistema pueda representarse en la forma $H = H_0 + \epsilon V$.
En general, lo que se pretende con esta representación es que H_0 incluya la dinámica regular o integrable, cuya solución es conocida, y que la perturbación ϵV ($\epsilon \ll 1$), que en general rompe la integrabilidad o regularidad de la dinámica, permita hacer una descripción más realista del modelo. De esta forma podemos tratar el problema utilizando técnicas standard de perturbaciones.
Tomemos por ejemplo una galaxia elíptica. Una forma posible de representarla es mediante un elipsoide perfecto (modelo de Stäckel) descripto por H_0, que es completamente integrable, más una perturbación tal que parámetros como el perfil de densidad se ajusten mejor a las observaciones. El potencial de Stäckel admite tres integrales globales, por ej. H_0, I_2 e I_3.
En el tratamiento perturbativo, lo que interesa conocer es la estructura resonante de H_0. Una forma de representar esta estructura es fijar la energía H_0 en algún valor particular (o varios valores) y analizar dicha estructura en el plano I_2, I_3. Dado que el modelo es integrable, existen expresiones analíticas para las frecuencias y pueden calcularse los valores de I_2 e I_3 que satisfacen la condición de resonancia para un valor de H_0 dado. Esto se muestra en la Fig. 1 para los vectores m que satisfacen la condición $|m_1| + |m_2| + |m_3| < 8$ (ver Pérez 2003, Pérez et. al, 2005).
Al añadir una perturbación genérica que rompe con la integrabilidad del modelo, la teoría nos permite inferir esquemáticamente que ocurrirá con la estructura resonante, tal como se muestra en la Fig. 2. Las resonancias se ensanchan dando lugar a la aparición de trayectorias que quedan atrapadas en la resonancia y que poseen una dinámica diferente, que no está presente en H_0. Particularmente, la *interacción de resonancias* da lugar a la aparición de una dinámica caótica,

inestable, especialmente en los bordes de las resonancias y en las regiones donde existe una superposición (overlap) de las mismas (incluyendo los cruces).
Al incrementarse la perturbación, crecerán los tamaños de las resonancias, produciendo una mayor superposición y dando lugar a regiones cada vez mayores de movimiento caótico donde tendrá lugar la difusión (ver, por ejemplo, Cincotta et al. 2003).

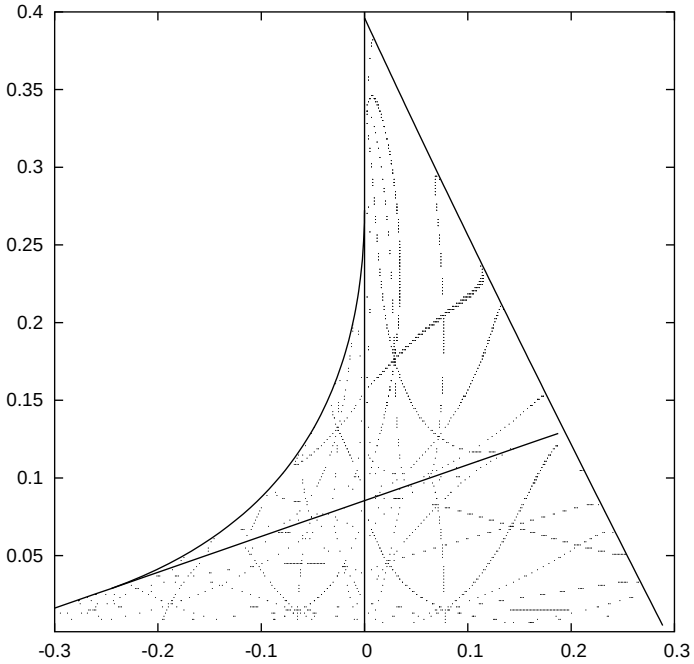


Figura 1. Estructura resonante del potencial de Stäckel en el plano I_2, I_3 [ara $H_0 = -0.3$]

Un análisis similar puede efectuarse al tratar, por ejemplo, la dinámica de un asteroide, a partir del conocimiento de la estructura de resonancias del Sistema Solar, donde H_0 en este caso representa el Hamiltoniano de dos cuerpos, y ϵV incluye la perturbación producida por los planetas que se consideren en el modelo.
Si bien el efectuar esta separación en un término integrable y una perturbación facilita el tratamiento del problema, nada puede inferirse acerca de los procesos de difusión caótica en el espacio de fases.

Dinámica de un modelo autoconsistente

Otro modelo, tal vez más realista de una galaxia elíptica, puede obtenerse a partir de simulaciones de N-cuerpos. Una vez que el sistema alcanza un cierto estado de equilibrio, se *congela* y se interpola un potencial estacionario mediante el ajuste de un desarrollo multipolar. Siguiendo este procedimiento, Muzzio et al. (2005) obtienen un potencial de la forma:

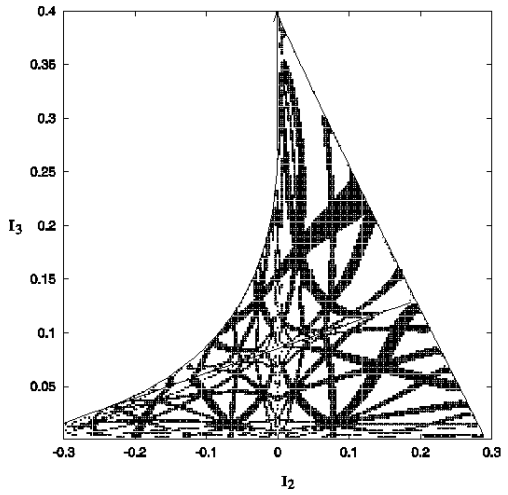


Figura 2. Efecto de una perturbación no integrable sobre la estructura resonante

$$\Phi(x,y,z) = f_0(p) + f_x(p)x^2 + f_y(p)y^2 + f_z(p)z^2, \tag{1}$$

donde

$$f_a = \frac{C_a}{\left[p^{k_a} + q_a^{k_a}\right]^{l_a}}, \qquad p^2 = x^2 + y^2 + z^2 + \varepsilon,$$

siendo C_a, k_a, q_a, l_a, y ε constantes.
La Fig. 3 muestra este potencial en los planos xz e yz, donde se observa claramente una figura elíptica de tres ejes distintos, $X > Y > Z$.

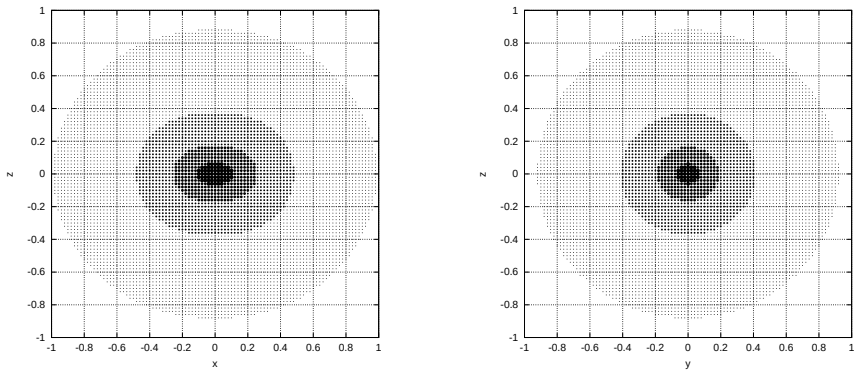


Figura 3. Representación esquemática del potencial dado por la Eq. 1, donde en negro se destaca su pozo central.

Es claro que para este potencial el Hamiltoniano no admite ser escrito en la forma $H = H_0 + \epsilon V$, donde H_0 representa un sistema completamente integrable. En estos casos, que son mayoría, es necesario recurrir a alguna herramienta

que permita caracterizar la dinámica, esto es, detectar regiones de movimiento regular, estable; regiones con una dinámica caótica, inestable; y la estructura resonante. Además, al no contar con integrales globales (excepto la energía), no existe un plano de energía constante que permita representar toda la dinámica, como en el caso del modelo de Stäckel. Muzzio et al. (2005) estudian familias

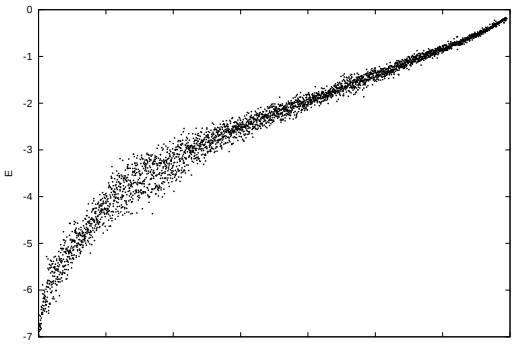


Figura 4. Distribución de energías de las $\sim 3,400$ órbitas estudiadas por Muzzio et. al.

orbitales (regulares) y el comportamiento de las trayectorias caóticas, discriminando entre "órbitas completamente caóticas" y "parcialmente caóticas". Para ello, toman una muestra de unas 3,400 órbitas con la distribución de energías que se muestra en la Fig. 4.

Mediante el cálculo de los tres exponentes de Lyapunov para este conjunto de órbitas, los autores identifican órbitas regulares (los tres exponentes nulos), órbitas "parcialmente caóticas" (un exponente no nulo) y órbitas "completamente caóticas" (dos exponentes no nulos). Cabe mencionar que un exponente será siempre cero pues existe una integral global, la energía. La idea subyacente en este criterio de referirse a trayectorias como parcialmente o completamente caóticas es que, en las primeras debería existir una integral adicional (local) que confina la variedad donde ocurre el movimiento, mientras que en las segundas la única integral es la energía, por lo que presumiblemente existirá una variedad de dimensionalidad mayor donde tiene lugar el movimiento y, en consecuencia, se observará mayor difusión caótica.

Al efecto de realizar un estudio de la dinámica global del modelo de Muzzio et. al, consideramos cinco niveles de energía: $E = -6, -5, -4, -3, -2$, y para cada uno de ellos tomamos $\sim 52,000$ órbitas de la denominada familia "box" que son aquellas trayectorias que cruzan el origen $x = y = z = 0$. Podemos utilizar entonces, por ejemplo, el plano (p_x^2, p_z^2) para representar los toros, como en el caso del modelo de Stäckel. Para caracterizar la dinámica, empleamos el MEGNO (Cincotta & Simó, 1999, Cincotta et al. 2003, Giordano & Cincotta 2004), herramienta que permite identificar claramente las regiones de dinámica estable e inestable así como la estructura resonante.

En la Fig. 5 se muestran los resultados correspondientes a $E = -2$; en blanco se representa la dinámica regular (estable) y en niveles de grises las regiones de dinámica caótica (inestable), donde el nivel de gris se corresponde con el grado de inestabilidad (o caoticidad) de la región.

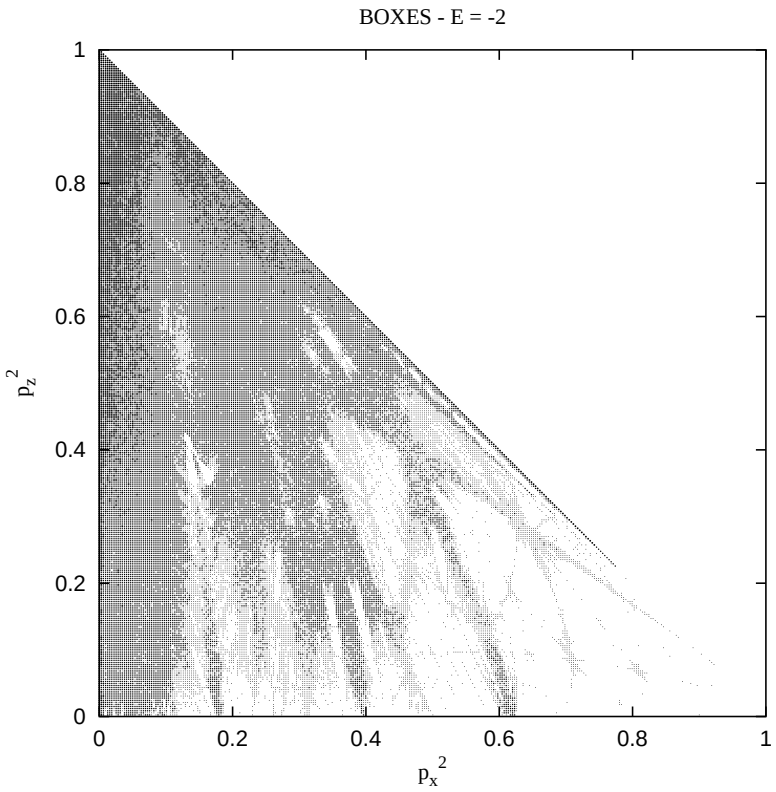


Figura 5. Estructura dinámica de la superficie de energía $E = -2$ para el potencial(1) en el plano p_x^2, p_z^2 normalizados. Las regiones en blanco corresponden a zonas de dinámica regular mientras que en escala de grises se representan las zonas de dinámica caótica (ver texto).

Claramente puede observarse la estructura resonante (ya ensanchada por la "perturbación"), las zonas de cruces de las mismas y una gran región de dinámica fuertemente caótica producto del overlap de resonancias. De esta figura podría inferirse que toda la región dominada por una dinámica caótica podría estar conectada y una dada trayectoria en dicha región podría visitar toda la zona. En cambio, aquellas trayectorias que yacen sobre las resonancias, si bien son caóticas, sólo podrían moverse dentro de una región mucho más acotada. Es en este sentido que Muzzio et al. discriminan entre órbitas parcial y completamente caóticas.

Si bien esta afirmación es localmente correcta, el hecho de que una trayectoria esté inmersa en una gran región caótica, no implica que vaya a difundir por toda esa región. En efecto, el cómputo de los exponentes de Lyapunov como del MEGNO, es local, corresponde a una dada condición inicial de una órbita. Que esta trayectoria resulte altamente inestable, con dos exponentes de Lyapunov no nulos, sólo nos da información de lo que ocurrirá en una vecindad muy pequeña entorno a dicha condición inicial. La dinámica para otra condición inicial relativamente próxima a la anterior puede ser muy diferente, inclusive regular, lo que

significa en definitiva una fuerte barrera para la difusión. Esto es lo que suele observarse en la intersección de resonancias (ver, por ejemplo, Cincotta et al. 2003, Giordano & Cincotta 2004).

Conclusiones

Las conclusiones que se derivan de este trabajo pueden resumirse como sigue:
- Se requiere de herramientas eficientes para caracterizar la dinámica global;
- Es necesario una mayor comprensión de los mecanismos de la difusión (caótica) para poder caracterizarla: difusión lenta, rápida, rutas de difusión, etc.;
- Resulta de suma relevancia comprender la estructura de la dinámica en la intersección de resonancias.

Referencias

Cincotta, P.M., 2003, New AR, 46, 13.

Cincotta, P.M., Giordano, C.M. & Simó, C., 2003, Phys. D, 182, 151

Cincotta, P.M. & Simó, C., 2000, A&ASS, 147, 205.

Giordano C.M. & Cincotta, P.M., 2004, A&A, 423, 745.

Muzzio, J.C., Carpintero, D.D. & Wachlin, F.C., 2005, CeMDA, 91, 173.

Pérez, M.J, 2003, Tesis Doctoral, FCAGLP-UNLP.

Pérez, M.J, Cincotta, P.M., Giordano, C.M., 2005, preprint.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Método general para controlar órbitas periódicas inestables en el problema Cuasi-Bicircular Sol–Tierra–Luna

Alejandro Martín Leiva
OAC, UNC, Córdoba, Argentina, mleiva@mail.oac.uncor.edu
Carlos Bruno Briozzo
FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina, briozzo@famaf.unc.edu.ar

Abstract. We introduce a general method allowing the stabilization of unstable periodic orbits in the Sun–Earth–Moon Cuasi-Bicircular Problem. The method is successfully applied to diverse periodic orbits in the Earth–Moon system. In particular, we stabilize doubly unstable (hyperbolic-hyperbolic structure) periodic transfer orbits over more than 80 years with control impulses smaller than 12m/s per year.
Resumen. Se presenta un método general que permite estabilizar órbitas periódicas inestables en el problema Cuasi-Bicircular Sol–Tierra–Luna. El método se aplica con éxito a órbitas periódicas de diversos tipos en el sistema Tierra–Luna. En particular, se estabilizan órbitas periódicas de transferencia doblemente inestables (estructura hiperbólica-hiperbólica) sobre intervalos superiores a los 80 años con impulsos de control menores a 12m/s por año.

Introducción

En un trabajo previo (Leiva y Briozzo, 2004) se introdujo un método general que permite extender sistemáticamente algunas de las órbitas periódicas (OPs) de transferencia encontradas por Briozzo y Leiva (2004) del CR3BP Tierra–Luna al Problema Cuasi-Bicircular (QBCP) Sol–Tierra–Luna por continuación analítica. El QBCP (Andreu, 1998 Cap. 1) es un modelo mucho más realista que el CR3BP, y en particular incluye al Sol de manera no-perturbativa. Sin embargo, presenta todavía diferencias con el sistema solar real (RSS), de modo que una aplicación práctica de las OPs halladas en el QBCP requerirá un método de control.
Si bién existen a la fecha algunos trabajos en este sentido, por ejemplo para órbitas halo (Gómez, 1998), consideramos conveniente desarrollar un método de control que sea sencillo de implementar para órbitas de transferencia en el QBCP, y de generalización directa al RSS. En este trabajo presentamos una implementación de tal método en el QBCP.

Problema Cuasi-Bicircular

El QBCP es un problema de cuatro cuerpos en donde las primarias (Sol, Tierra, Luna) se mueven en órbitas cuasi–circulares y el cuarto cuerpo es una masa infinitesimal. Substituyendo en las ecuaciones del Problema de Tres Cuerpos Sol–Tierra–Luna desarrollos en serie de Fourier alrededor del Problema Bi-Circular (BCP), se obtiene una solución cerrada aproximada para el movimiento de las primarias, que en esa aproximación es periódico. En coordenadas sinódicas Tierra–Luna, con la Tierra y la Luna sobre el eje x en $x = \mu$ y $x = -1 + \mu$, respectivamente, el Hamiltoniano para la masa infinitesimal m es (Andreu 1998 pag. 42, Leiva y Briozzo 2004)

$$\begin{aligned} H_{QBCP} &= \frac{1}{2}\alpha_1(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) + \alpha_2(xp_x + yp_y + zp_z) + \alpha_3(yp_x - xp_y) \\ &\quad + \alpha_4 x + \alpha_5 y - \alpha_6 \left(\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} + \frac{m_S}{r_S} \right), \end{aligned} \tag{1}$$

donde $m_S = 328900.54$, $p_x = (\dot{x} - \alpha_2 x - \alpha_3 y)/\alpha_1$, $p_y = (\dot{y} - \alpha_2 y + \alpha_3 x)/\alpha_1$, $p_z = (\dot{z} - \alpha_2 z/\alpha_1$, $r_1^2 = (x-\mu)^2 + y^2 + z^2$, $r_2^2 = (x+1-\mu)^2 + y^2 + z^2$ y $r_S^2 = (x-\alpha_7)^2 + (y-\alpha_8)^2 + z^2$. Las funciones auxiliares $\alpha_k(t)$ pueden consultarse en (Andreu 1998 pag. 40–41); tanto ellas como H_{QBCP} son $T_\odot$-periódicos, con $T_\odot = 6.7911939$ el período de la órbita solar.

Orbitas periódicas

Una OP en un sistema $T_\odot$-periódico es necesariamente $kT_\odot$-periódica (Verhulst, 1990), y puede ser representada convenientemente como un punto fijo r^* del mapa de Poincaré $\phi_{kT_\odot}(x)$ dado por el flujo ϕ_t asociado a H_{QBCP}. La correspondiente sección Σ consistirá en el espacio de configuración completo a tiempos $t_0 + nkT_\odot$ (n entero). La linealización del mapa alrededor de r^* llevará un punto r_i a otro r_{i+1} de acuerdo a $r_{i+1} - r^* = \mathsf{M}\ (\mathsf{r_i} - \mathsf{r^*})$, donde M es la matriz de monodromía a tiempo $kT_\odot$ de la OP que parte de r^*, y es una matriz simpléctica 6×6 (Andreu, 1998). Su polinomio característico factoriza en la forma $p(\lambda) = \prod_{j=1}^{3}(\lambda^2 - s_j\lambda + 1)$, donde $s_j = \lambda_j + \lambda_j^{-1} \in \mathsf{R}$ son los llamados parámetros de estabilidad. Los subespacios invariantes asociados a cada par $\lambda_j, \lambda_j^{-1}$ pueden presentar tres estructuras diferentes:

Estructura hiperbólica (H): $\lambda > 1$. Los autovectores de M $\mathbf{e}_u$ y $\mathbf{e}_s$ asociados a λ y λ^{-1} respectivamente, son tangentes en r^* a las variedades inestable y estable del punto fijo. La dinámica linealizada presenta direcciones de contracción y dilatación, y es *inestable* en el subespacio asociado.

Estructura elíptica (E): $\lambda = e^{i\theta}$, $\theta > 0$. Los autovectores asociados $\mathbf{e}_e$ y $\mathbf{e}_e^*$ son complejos conjugados. La dinámica linealizada corresponde a una rotación alrededor de r^*, y es *orbitalmente estable* (Verhulst, 1990) en el subespacio asociado.

Estructura invariante (I): $\lambda = \pm 1$. Cualquier vector en el subespacio asociado es autovector. La dinámica linealizada está "congelada" en el subespacio asociado.

En los casos E e I, los subespacios asociados pertenecen a la variedad central de r^* y la linealización no basta para determinar la estabilidad. Sin embargo, la posible inestabilidad no-lineal será en general pequeña comparada con la inestabilidad lineal del caso H (Gómez, 1998).

Control

La estructura de la dinámica linealizada alrededor de un punto fijo r^* se descompondrá en todos los casos en una combinación cualquiera de H, E e I. Es claro que siempre podemos elegir tres vectores linealmente independientes $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c} \in \Sigma$ que no pertenezcan a la variedad inestable linealizada de r^*: Para subespacios de tipo H, tomamos el correspondiente $\mathbf{e}_s$. Para subespacios de tipo E, tomamos cualquier combinación lineal real de $\mathbf{e}_e$ y $\mathbf{e}_e^*$. Finalmente, para subespacios de tipo I tomamos cualquier autovector de M en I.
Supongamos ahora que una órbita dada intersecta Σ en un punto $r = r^* + \delta r$ cercano a r^*. El objetivo es aplicar un impulso de control Δ que elimine la componente de r sobre la variedad inestable linealizada de r^*. Denotemos coordenadas por x, y, z y velocidades por u, v, w, y definamos

$$
\begin{aligned}
r^* &= (x^*, y^*, z^*, u^*, v^*, w^*)^T, && (2)\\
\delta r &= (\delta x, \delta y, \delta z, \delta u, \delta v, \delta w)^T, && (3)\\
\Delta &= (0, 0, 0, \Delta u, \Delta v, \Delta w)^T, && (4)\\
\mathbf{a} &= (x_a, y_a, z_a, u_a, v_a, w_a)^T, && (5)\\
\mathbf{b} &= (x_b, y_b, z_b, u_b, v_b, w_b)^T, && (6)\\
\mathbf{c} &= (x_c, y_c, z_c, u_c, v_c, w_c)^T, && (7)
\end{aligned}
$$

donde el superíndice T indica transposición, y las primeras tres componentes de Δ son cero ya que no admitimos un reposicionamiento instantáneo. El objetivo del control queda expresado
por

$$r^* + \delta r + \Delta = \alpha \mathbf{a} + \beta \mathbf{b} + \gamma \mathbf{c}, \tag{8}$$

donde α, β y γ son constantes reales a determinar. Este es un sistema de 6 ecuaciones para las incógnitas $\alpha, \beta, \gamma, \Delta u, \Delta v, \Delta w$, de solución directa. Obtenemos así

$$\begin{pmatrix} \Delta u \\ \Delta v \\ \Delta w \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \delta u \\ \delta v \\ \delta w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_a & u_b & u_c \\ v_a & v_b & v_c \\ w_a & w_b & w_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_a & x_b & x_c \\ y_a & y_b & y_c \\ z_a & z_b & z_c \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \\ \delta z \end{pmatrix}, \tag{9}$$

donde la única hipótesis adicional es la invertibilidad de la segunda matriz, que deberá ser verificada en cada caso. En la práctica, aún no hemos hallado ningún caso donde esta matriz no sea invertible. La relativa libertad de elección para los vectores $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ que pertenezcan a subespacios de tipo E o I podría utilizarse

de darse ese caso y, más importante, para minimizar $|\Delta|$, aunque ello no ha sido implementado en este trabajo.
El método de control obtenido puede generalizarse fácilmente para incluir más de un punto de control a lo largo de un período de la órbita. En ese caso tomamos secciones $\Sigma', \Sigma'', \ldots$ adicionales a tiempos intermedios entre $t_0 + nkT_\odot$ y $t_0 + (n+1)kT_\odot$, y utilizamos el flujo sobre los correspondientes intervalos como mapas parciales $\Sigma \to \Sigma' \to \Sigma'' \to \cdots \to \Sigma$. Las correspondientes matrices de monodromía tienen la misma estructura que M, y la implementación es idéntica.

Resultados

En la Tabla 1 mostramos las condiciones iniciales de las cuatro OPs controladas en este trabajo. Todas ellas yacen en el plano xy, por lo que el plano zw es invariante ($z = w = 0$), y tomamos $\mathbf{c} = (0, 0, 1, 0, 0, 0)^T$. En todos los casos, a $t = 0$ las primarias están alineads sobre el eje x en el orden Luna–Tierra–Sol.

Tabla 1
Condiciones iniciales de las OPs estabilizadas.

OP	t_0	x_0 u_0	y_0 v_0	T
T_045	0.41000000000	-1.04101368759 1.35698500504	0.81033060541 1.63977546184	$T_\odot$
T_222	0.00000000000	1.01950751115 0.00000000000	0.00000000000 1.97782573253	$T_\odot$
T_146_t1	3.32685300000	-0.83389905629 -0.06577185444	-0.00175273901 0.03671462631	$3T_\odot$
T_013_t2	5.32015659140	-0.84107630521 -0.07089396114	-0.04167699500 -0.02323339353	$4T_\odot$

La Tabla 2 muestra la estructura, autovalores y estabilidad de cada OP estabilizada. En todos los casos los autovalores correspondientes al subespacio invariante zw son $\lambda_5 = \lambda_6 = 1$, y la estructura es tipo I.

Tabla 2
Características de las OPs estabilizadas.

OP	Estructura	λ_1 λ_2	λ_3 λ_4	Estabilidad
T_045	$H-E-I$	1.3408 0.7458	$0.6336 + 0.7737i$ $0.6336 - 0.7737i$	1-inestable
T_222	$H-H-I$	-5.3218 -0.1879	1.0193 0.9811	2-inestable
T_146_t1	$H-H-I$	336.1788 0.0030	-28.9513 -0.0345	2-inestable
T_013_t2	$H-H-I$	155.8569 0.0064	35.9070 0.0278	2-inestable

Para cada OP, se tomaron k puntos de control a tiempos $t_0 + nT/k$, $n = 1, \ldots, k$; se varió k entre 1 y 15, y se determinó el número óptimo k_{opt} que permitió estabilizar la OP sobre tiempos superiores a 80 años con menor consumo, medido

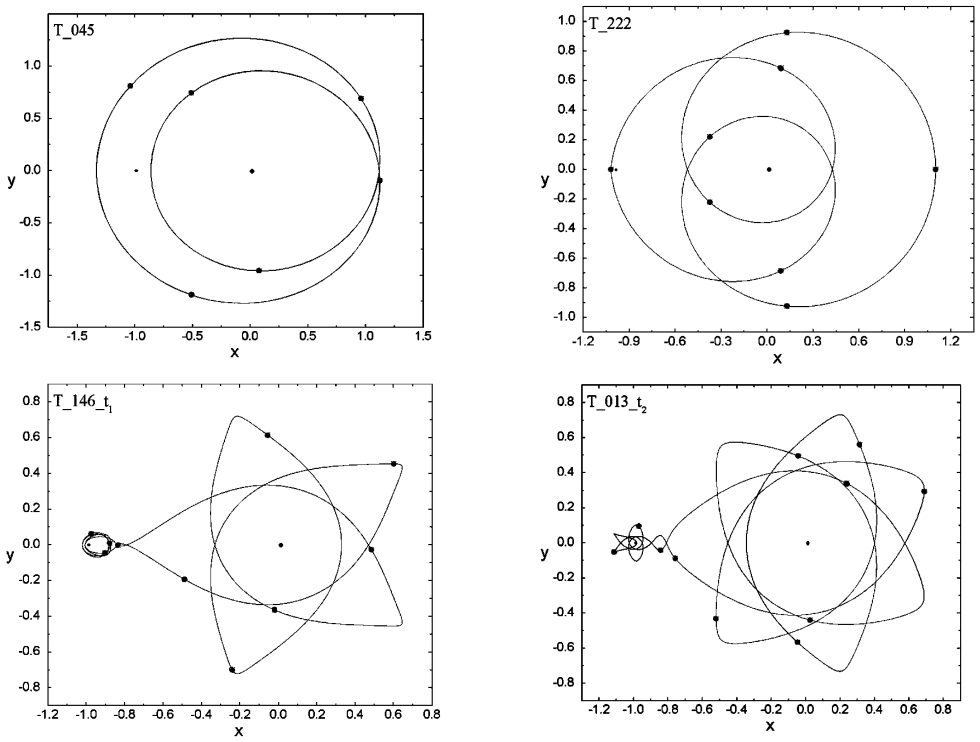


Figura 1. OP controladas en este trabajo, en coordenadas sinódicas Tierra–Luna. Los puntos indican la posición de la Luna (izquierda) y la Tierra (derecha). Los círculos llenos indican la posición de los puntos de control.

en Δv/año. Las integraciones numéricas se llevaron a cabo mediante un algoritmo de Bulirsch–Stoer (Press, 1992) con precisión relativa 10^{-14}. Los impulsos individuales aplicados fueron en todos los casos superiores a 1cm/s. En la Tabla 3 mostramos el número óptimo de puntos de control, el menor impulso aplicado Δv_{min} (en unidades del sistema sinódico Tierra–Luna) y el consumo, para las OP controladas sobre un intervalo de $1000T$.

Tabla 3
Resultados del control.

OP	Δv_{min}	k_{opt}	Δv/año
T_045	0.0003	6	11.94 m/s
T_222	0.00001	8	0.06 m/s
T_146_t1	0.0001	10	3.51 m/s
T_013_t2	0.000001	11	0.25 m/s

La figura 1 muestra las cuatro OP controladas, en coordenadas sinódicas Tierra–Luna, y los puntos de control utilizados en cada una.

Conclusiones

El método de control presentado es sencillo de implementar y generalizar a otros problemas, ya que sólo requiere la integración de la ecuación variacional relativa a la órbita de referencia. Como hemos mostrado aquí, ha permitido estabilizar diversas OP en el sistema Tierra–Luna, en el marco del QBCP Sol–Tierra–Luna, sobre intervalos superiores a 80 años, con consumos promedio menores a 12m/s por año en el peor de los casos mostrados (OP T_045), y bastante menores en los demás (OPs T_222, T_146_t1 y T_013_t2). Estos consumos son comparables a los obtenidos por Gómez (1998) para órbitas halo, pese a que en nuestro caso los intervalos entre puntos de control son bastante mayores, y los arcos descriptos por las órbitas son mucho mayores (del orden de las dimensiones del sistema Tierra–Luna). A este respecto, es de destacar que en el trabajo de Gómez (1998) las órbitas controladas son 1-inestables y el movimiento es tridimensional, lo que deja libres dos componentes del impulso de control y permite optimizar su dirección para minimizar su magnitud. En contraste, en nuestro caso las OP controladas son bidimensionales, y salvo la OP T_045, son 2-inestables. Ello hace que la dirección de los impulsos de control para las OPs T_222, T_146_t1 y T_013_t2 venga completamente determinada por el objetivo del método, y no pueda ser optimizada para disminuir su magnitud. (En todos los casos presentados aquí los impulsos de control yacen en el plano uv.) Pese a ello, la estabilización de éstas OP se consigue con consumos bastante pequeños. La estabilización de la OP T_045, que requiere un consumo comparable al mayor que aparece en (Gómez, 1998), podría conseguirse a un costo menor, por ejemplo anulando la componente de los impulsos de control en la subvariedad tipo E. Esta y otras posibles estrategias de optimización, como la reubicación de los puntos de control a lo largo de la OP, serán objeto de trabajos posteriores. Sin embargo, lo discutido aquí indica que el método de control presentado puede considerarse competitivo en cuanto a consumo.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 197/05 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Naciona de Córdoba.

Referencias

Andreu, M. A. 1998, *The Quasi-bicircular Problem*, Ph. D. Thesis, Universitat de Barcelona (`http://www.maia.ub.es/dsg/1998/9801mangel_e.ps.gz`).

Briozzo, C. B. & Leiva, A. M. 2004, BAAA, 47, 77–80.

Gómez, G., Howell, K. Masdemont, J., and Simó, C., AAS 98-168.

Hénon, M. 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.

Leiva, A. M. & Briozzo, C. B. 2004, BAAA, 47, 81–84.

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, New York.

Verhulst, F. 1990, *Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems*, Springer-Verlag, Berlin.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Intersección de familias de órbitas periódicas de transferencia rápida en el Problema Planar Circular de Tres Cuerpos Restringido Tierra–Luna

Alejandro Martín Leiva
Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina, mleiva@oac.uncor.edu

Carlos Bruno Briozzo
Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Córdoba, Argentina, briozzo@famaf.unc.edu.ar

Abstract. Through of the identification and analysis of families of fast transfer periodic orbits in the Earth-Moon circular restricted three body problem, two families are presented. This families present bifurcations and that they also have to each other intersections. In each case the characteristic curves are presented allowing the identification of points where they happen the bifurcations and the intersections.
Resumen. A partir de la identificación y análisis de familias de órbitas periódicas de transferencia rápida en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna se presentan dos familias que presentan bifurcaciones y que además se intersectan entre sí. En cada caso se presentan las curvas características que permiten identificar los puntos donde ocurren las bifurcaciones y las intersecciones.

Introducción

En un trabajo anterior (*Leiva y Briozzo 2004*) hemos determinado y clasificado 66 familias de órbitas periódicas (OP) de transferencia rápida y de baja energía en el problema planar circular de tres cuerpos restringido (PC3CR) Tierra-Luna. Estas OPs poseen períodos menores a 180 días. En este trabajo se muestran dos familias que presentan características especiales. Ellas presentan bifurcaciones pero además se intersectan entre sí. En la sección 2, se describe el modelo utilizado. Las características principales de OP en el PC3CR y de las familias utilizadas en este trabajo se detallan en la sección 3. Los resultados obtenidos se muestran en en la sección 4.

Problema de Tres Cuerpos Restringido

Este problema es un caso especial del problema general de tres cuerpos donde se asume una masa infinitesimal m que no afecta el movimiento de las dos masas primarias m_T, m_L (Tierra y Luna respectivamente) que describen órbitas coplanares circulares respecto del centro de masa del sistema. Se normalizan las unidades de masa y de distancia $m_T + m_L = 1$ con $m_L = \mu = 0,0121505$;

$m_T = 1 - \mu$; $d_{TL} = 1$ y se adopta para la constante de gravitación de Newton el valor $k^2 = 1$. Se elige un sistema de coordenadas xy rotante con velocidad angular $n = 1$. (sistema sinódico), de manera tal que las masas primarias queden fijas en el eje de las abscisas; $(x_T, y_T) = (-\mu, 0)$ y $(x_L, y_L) = (1 - \mu, 0)$. Los valores unitarios de distancia, velocidad y tiempo resultan equivalentes a 384400 km, 1024 m/s y 104 h respectivamente. En el sistema sinódico el hamiltoniano de la masa infinitesimal es(*Szebehely 1967*):

$$h = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1-\mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2} \tag{1}$$

con $r_1^2 = (x + \mu)^2 + y^2$ y $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$. En este sistema, h es una integral de movimiento (Integral de Jacobi).

Familias de Orbitas Periódicas

Una órbita periódica describirá una curva cerrada $\phi(t)$ en el espacio de fases. En el PC3CR, para un dado valor de μ, una OP integra una familia monoparamétrica de parámetro h, y queda caracterizada por una curva $\phi(t, h)$ y una función analítica $T(h)$, el período varía en forma continua a lo largo de la familia para un rango de valores $h_1 \leq h \leq h_2$ (*Henón 1997*). Dada una OP, uno puede reconstruir la familia por continuación analítica variando h.
La evolución en la vecindad de una OP puede analizarse directamente sobre una superficie de sección Σ através de la linealización de la dinámica alrededor del punto fijo que la representa. Esta evolución, es determinada por los autovalores de la matriz Jacobiana 2x2, los cuales cumplen las siguientes propiedades: $\lambda_I + \lambda_E$ es real y $\lambda_I = \lambda_E^{-1}$. Solamente cuatro casos son posibles:

- λ_I, $\lambda_E \epsilon R$ con $\lambda_I < -1$ (p. hiperbólico de reflexión) - carácter inestable.
- λ_I, $\lambda_E \epsilon R$ con $\lambda_I > 1$ (p. hiperbólico ordinario) - carácter inestable.
- $\lambda_I = \lambda_E^*$ pertenecen al círculo unidad (p. elíptico) - carácter estable.
- $|\lambda_I| = 1$ o $|\lambda_I| = -1$, también en este caso el punto pertenece al círculo unidad, pero yace en la variedad central y no puede caracterizarse mediante el análisis lineal. Estos valores se corresponden con un comportamiento extremo en h o, en el primer caso (segundo caso) a una intersección (bifurcación) de familias (*Henón 1997*).

Así, para analizar el desarrollo de una familia definimos como parámetro de estabilidad a la cantidad $sgn(\lambda_I)log(|\lambda_I|)$ que adopta valores positivos para puntos hip. ordinarios, valores negativos para puntos hip. de reflexión y se anula para puntos pertenecientes al círculo unidad.

Para este trabajo se seleccionaron las familias 197 A-B-C-D y 300 A- B-C-D (*Leiva y Briozzo 2004*). Estas familias fueron reconstruídas por continuación analítica usando como parámetros h e y con incrementos iniciales de $\pm 10^{-7}$. Las integraciones fueron realizadas en Fortran90 empleando un integrador Bulirsch-Stoer de presición 10^{-14} implementando un algoritmo de extrapolación lineal

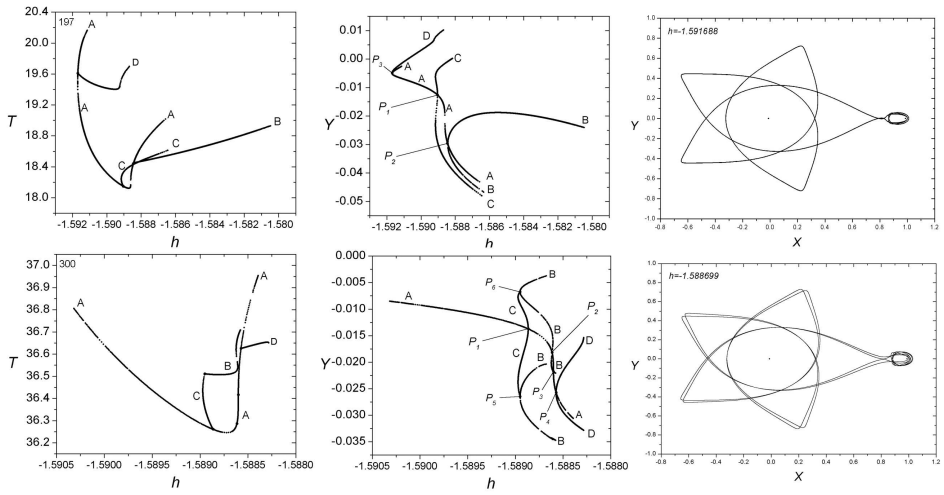


Figura 1. Curvas características $T(h)$, $y(h)$ en Σ y gráfica de una OP de las familias 197 (sup.) y 300 (inf.)(*Leiva y Briozzo 2004*)

cada 6 pasos utilizando una reconstrucción lineal de la dinámica en una sección de Poincaré Σ, $x = 0,836915310$; y ; Vy ; $Vx > 0$ logrando la convergencia con un error relativo de 10^{-9} mediante el algoritmo de Newton-Raphson (*Parker y Chua 1989*).
Para cada familia se muestran las curvas características que detallan los cambios en el período $T(h)$, $y(h)$ en Σ y la gráfica de una OP. Además, se muestran los puntos de bifurcación y la clasificación adoptada para cada rama (A, B, C,) (*Leiva y Briozzo 2004*).(ver fig. 1)

Resultados

Para que ocurra una intersección entre dos familias es necesario que $sgn(\lambda_I)$ $log(|\lambda_I|) = 0$. Esta condición es necesaria pero no suficiente para garantizarla. Así, para todas las condiciones iniciales de las OP de las familias 300 y 197 se seleccionaron solo aquellas cuyo parámetro de estabilidad se anula y que cumplen la condición:

$$d_\Sigma = \sqrt{(y_{197} - y_{300})^2 + (Vx_{197} - Vx_{300})^2 + (Vy_{197} - Vy_{300})^2} < 10^{-8} \qquad (2)$$

Analizando los valores de h de las OPs de cada familia, se determinaron los puntos de intersección. En estos puntos, la familia 300 duplica el período de la familia 197. La tabla 1 muestra las características de algunos de los puntos de intersección.
La figura 2 muestra las curvas $y(h)$ y $Vy(h)$ de cada familia y los puntos de intersección determinados.

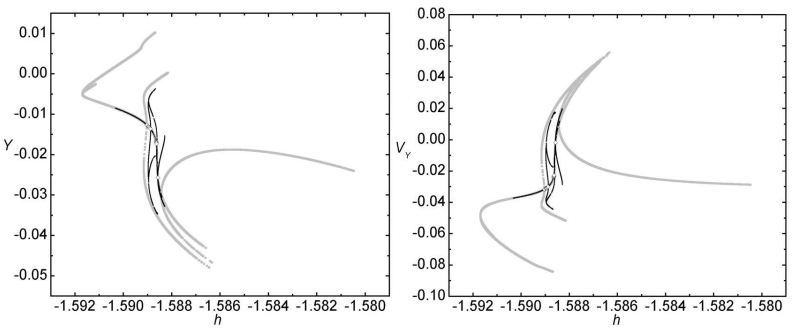


Figura 2. Curvas características $y(h)$ y $Vy(h)$ de las familias 197 (gris) y 300 (negro). Los cuadrados blancos corresponden a los puntos de intersección

Tabla 1: Condiciones iniciales en Σ, $x = 0,836915310$; y ; Vy ; $Vx > 0$ correspondientes a la intersección de las familias 197 y 300

h	y	Vy
-.1588902386649414E+01	-.1344885686269803E-01	-.3034885752777905E-01
-.1589002386649417E+01	-.1279886391776941E-01	-.3145251040797348E-01
-.1588956386649477E+01	-.1308061808109695E-01	-.3098204487879386E-01
-.1588878386649414E+01	-.1362873074898552E-01	-.3003217782248457E-01
-.1588650386649407E+01	-.1665014282313426E-01	-.2408135226341468E-01
-.1588572386649405E+01	-.2570487857932924E-01	-.1877943467857968E-02

Conclusiones

En este trabajo hemos logrado determinar puntos de intersección en Σ de las familias 197 y 300 compuestas de OP de transferencia rápida y de baja energía en el PC3CR Tierra-Luna. Se extienden así los resultados obtenidos en [biblio] abriendo la posibilidad de maniobrar entre OPs de distintas familias modificando ligeramente las condiciones iniciales en los puntos de intersección.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente financiado por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

Hénon, M.: 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.

Leiva, A. M., Briozzo C. B.:2004, *Catálogo de Familias de Órbitas Periódicas de Transferencia Rápida en el PC3CR Tierra - Luna.* BAAA, Vol. 47.

Parker ,T.S Chua, L.O.: 1989, *Practical Numerical Algorithms for chaotic Systems*, Springer-Verlag, New York.

Szebehely, V.: 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, New York.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Identificación de una órbita periódica de transferencia rápida en el Problema CuasiBiCircular Sol–Tierra–Luna

Alejandro Martín Leiva
Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina,
mleiva@oac.uncor.edu

Carlos Bruno Briozzo
Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Córdoba, Argentina,
briozzo@famaf.unc.edu.ar

Abstract. Through of the identification and classification of a family of periodic fast transfer orbits in the Earth-Moon circular restricted three body problem and using technical of analytic continuation, an unstable periodic orbit is determined in the Sun-Earth-Moon quasi-bicircular problem that completes a fast transfer (∼59 days) between the Earth and the Moon.

Resumen. A partir de la identificación y clasificación de una familia de órbitas periódicas de transferencia rápida en el problema circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna y utilizando técnicas de continuación analítica se determina una órbita periódica inestable en el problema cuasibicircular Sol-Tierra-Luna que completa una transferencia rápida (∼ 59 días) entre la Tierra y la Luna.

Introducción

Cuando se consideran órbitas periódicas (OP) de transferencia entre la Tierra y la Luna utilizando el problema de tres cuerpos restringido (PC3CR), son escasos los resultados que pueden extenderse a modelos más realistas que consideren la acción que ejerce el Sol, la excentricidad de la órbita lunar, etc. Con el fin de determinar OP de referencia, en este trabajo presentamos una órbita periódica de transferencia rápida en el problema CuasiBicircular Sol-Tierra-Luna (PCBC) determinada por continuación análitica a partir de una familia de OP en el PC3CR. En la sección 2 se describen los modelos utilizados, en la sección 3 se detallan las técnicas utilizadas para encontrar una familia que cumple con los requisitos adecuados y la mecánica con la que se relacionan por continuación analítica los dos modelos. Los resultados obtenidos se muestran en la sección 4.

Modelos utilizados

Problema de Tres Cuerpos Restringido

Este problema es un caso especial del problema general de tres cuerpos donde se asume una masa infinitesimal m que no afecta el movimiento de las dos masas primarias m_T, m_L(Tierra y Luna) que describen órbitas coplanares circulares

respecto del centro de masa. Se normalizan las unidades de masa y de distancia $m_T + m_L = 1$ con $m_L = \mu = 0,0121505$; $m_T = 1 - \mu$; $d_{TL} = 1$ y se adopta para la constante de gravitación de Newton el valor $k^2 = 1$.
Se elige un sistema de coordenadas xy rotante con velocidad angular $n = 1$ (sistema sinódico) de manera tal que las masas primarias queden fijas en el eje de las abscisas. En este trabajo se utilizan dos orientaciones: 1) Para la determinación y análisis de la familia de OP se asume $(x_T, y_T) = (-\mu, 0)$; $(x_L, y_L) = (1 - \mu, 0)$; 2) Para la continuación analítica que vincula el PC3CR con el PCBC asumimos $(x_T, y_T) = (\mu, 0)$; $(x_L, y_L) = (-1 + \mu, 0)$. Los valores unitarios de distancia, velocidad y tiempo resultan equivalentes a 384400 km, 1024 m/s y 104 h respectivamente. En el sistema sinódico el hamiltoniano de la masa infinitesimal m es(*Szebehely 1967*):

$$h = H_{PC3CR} = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1-\mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2} \tag{1}$$

con $r_1^2 = (x + \mu)^2 + y^2$ y $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$.

Problema CuasiBiCircular Sol-Tierra-Luna

A partir del problema general de tres cuerpos se deriva una solución cerrada para el sistema Sol-Tierra-Luna llamada solución CuasiBiCircular. El movimiento de las tres masas se desarrolla en un plano. El problema CuasiBiCircular (PCBC) es un problema de cuatro cuerpos restringido, en el cuál, una masa infinitesimal se mueve bajo la influencia gravitatoria de tres masas primarias que se encuentran en movimiento CuasiBiCircular. Se utiliza la formulación de Jacobi, se realiza una traslación a un sistema de coordenadas con origen en el baricentro Tierra-Luna que rota con velocidad angular constante y mediante una transformación homotética se mantiene la distancia Tierra-Luna constante. Estas transformaciones encuadran el problema de manera semejante a la empleada en el PC3CR. Asumiendo las unidades de masa, velocidad y distancia del PC3CR y mediante las funciones auxiliares $\alpha_k(t)$ publicadas por Andreu (1998) obtenemos el hamiltoniano para la masa infinitesimal m que se mueve en el plano xy:

$$H_{PCBC} = \frac{1}{2\alpha_1}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 - (\alpha_2^2 + \alpha_3^2)(x^2 + y^2)) + \alpha_4 x + \alpha_5 y - \alpha_6(\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} + \frac{M}{r_S}) \tag{2}$$

con $r_1^2 = (x-\mu)^2+y^2$, $r_2^2 = (x+1-\mu)^2+y^2$, $r_S^2 = (x-\alpha 7)^2+(y-\alpha 8)^2$, M =328900,54 y n =0,925196 . El movimiento del Sol es retrógrado y en $t = 0$ las masas primarias son colineales según L-T-S. El sistema es T^*-periódico con $T^* = 6.7911939$.

Órbitas Periódicas

En el PC3CR, para un dado valor de μ, una OP integra una familia monoparamétrica de parámetro h, y queda caracterizada por una curva cerrada $\phi(t, h)$ y una función analítica $T(h)$, el período varía en forma continua a lo largo de la familia para un rango de valores $h_1 \leq h \leq h_2$ (*Henón 1997*). Así, uno puede reconstruir la familia por continuación analítica variando h. Para determinar una OP en el PC3CR es conveniente no fijar el período de la órbita y utilizar una sección Σ transversal al flujo. Probablemente, cada vez que encontremos un punto fijo en Σ, la correspondiente OP no tendrá el período deseado, pero según el caso, será posible usar algún método de continuación analítica para encontrar un miembro de la familia que posea un período $T = T^*$.

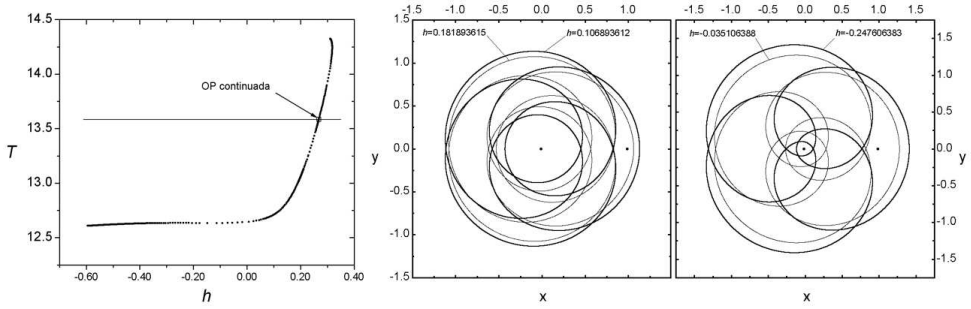


Figura 1. Evolución de la familia de OPs encontrada en el PC3CR Los puntos corresponden a las masas primarias Izq. (Der.) Tierra (Luna).

En un sistema no autónomo T^*-periódico, las OP tendrán períodos múltiplos enteros de T^*, pero, en general, serán aisladas. Aún así, si el sistema posee alguna simetría podremos sacar ventajas sobre OP simétricas (*Leiva y Briozzo 2005*). En este trabajo se determina una familia de OP en el PC3CR y se utiliza la familia monoparamétrica de hamiltonianos $H = H_{PC3CR} + \varepsilon(H_{PC3CR} - H_{PCBC})$ dependiente del parámetro ε. Así, una órbita kT^*-periódica en el PC3CR será continuada en el rango $0 \leq \varepsilon \leq 1$ hasta obtener una órbita kT^*-periódica en el PCBC (sección 4).

Resultados

Para determinar una OP de transferencia rápida en el PC3CR se utilizó una sección de Poincaré Σ ($x_{L1} = 0.8369153095, y, \dot{x} > 0, \dot{y}$) y se generó un set de condiciones iniciales de la forma $(y_0, \dot{x_0}, \dot{y_0}) = (m\Delta y,\ f(h, y_0, \dot{y_0}), -n\Delta\dot{y})$ con $\Delta y = \Delta\dot{y} = 10^{-3}$ y m, n enteros positivos. Se computaron sólo órbitas con tiempos de retorno t a Σ en el rango $12 < t < 14$ y se descartaron aquellas órbitas donde las distancias entre los valores iniciales y de retorno superaron el valor 10^{-3}. Este nuevo set se refinó mediante un algoritmo que aplica el método de Newton-Raphson hasta lograr una convergencia relativa de 10^{-10}. Las integraciones numéricas se realizaron con una rutina en Fortran90 con un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14}. Los criterios de búsqueda permitieron seleccionar una OP de condiciones iniciales $x_0 = x_{L1}$, $y_0 = 0.6851943460$, $\dot{x_0} = 0.1468076465$, $\dot{y_0} = -1.3492040881$ con $h = -0.586731385$ y $T = 12.609915689$ que describe un comportamiento periódico con un error relativo de 10^{-10}. Se reconstruyó la familia incrementando h en $\Delta h = \pm 10^{-5}$. La continuación se realizó en las dos direcciones hasta alcanzar la terminación natural, que en este caso, inicia y finaliza con una colisión. La familia se encuentra en un rango de valores $h_1 = -0.595412222$ y $h_2 = 0.318384071$ en el cuál, el período se incrementa monotonamente desde $T_1 = 12.608624093$ hasta $T_2 = 14.324846183$. La figura 1 muestra la curva característica $T(h)$ en Σ de la familia reconstruída y la evolución de las OPs para distintos valores de h.
La curva $T(h)$ muestra que existe un sólo candidato a ser extendido al PCBC con $T = 2T^* = 13.5823878$.

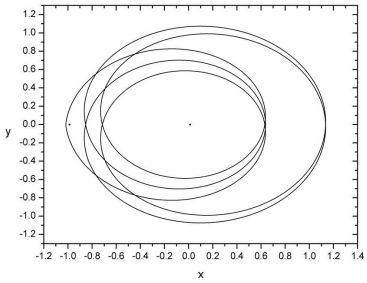


Figura 2. OP en el sistema sinódico. PCBC. Los puntos corresponden a las masas primarias Izq. (Der.) Luna (Tierra).

La órbita $2T^*$-periódica es simétrica. Así, se determinaron los nuevos valores de las condiciones iniciales de esta OP sobre una superficie de sección $\Sigma_2 = (x > 1, y = 0, \dot{x}, \dot{y} < 0)$ realizando el cambio de orientación del sistema de coordenadas (Sección2) para que sea consistente con el utilizado en el PCBC. La OP en Σ_2 queda representada por la condición $(x, y, \dot{x}, \dot{y}) = (-1.0236465987; 0; 0; 2.0421418962)$. Sacando ventaja de la simetría de la órbita se utilizó $t_0 = 0$ y através de la familia de hamiltonianos H se determinó la correspondiente órbita $2T^*$-periódica en el PCBC por continuación analítica variando ε en $\Delta\varepsilon = 3.5\ 10^{-5}$.
Así, determinamos las condiciones $(x, y, \dot{x}, \dot{y}) = (-1.0171758502; 0; 0; 2.1187470503)$ que corresponden a una OP retrógrada en el PCBC con un error relativo menor a 10^{-9} (fig 2). La OP tiene un acercamiento de 9573 km de la superficie lunar con una velocidad de 2169 m/s. La mínima distancia geocéntrica ocurre a 221718 km con una velocidad de 2099m/s.

Conclusiones

En este trabajo se determinó una órbita retrógrada $2T^*$-periódica de transferencia rápida en el PCBC Sol-Tierra-Luna a partir de una familia de OPs en el PC3CR Tierra-Luna y de la familia de hamiltonianos $H = H_{PC3CR} + \varepsilon(H_{PC3CR} - H_{PCBC})$. Esta OP permite acortar la barrera que existe entre trayectorias teóricas y verdaderas trayectorias de implementación práctica.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente financiado por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

Andreu, M.A.: 1998, *T*he Quasi-bicircular Problem, Ph. D. Thesis, Dept. Matemàtica Aplicada i Anàlisi, Universitat de Barcelona (available on-line at `http://www.maia.ub.es/dsg/1998/9801mangel_e.ps.gz`).(pg. 21-43)

Hénon, M.: 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.

Leiva, A. M. & Briozzo, C.B. 2005, *Cel. Mech. Dyn. Astr.* 91(3-4) 357-372

Szebehely, V.: 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, New York.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Órbitas periódicas de transferencia rápida en el PC3CR: dependencia con el cociente de masas y relación con las familias generatrices

Ariel Hernán Martínez
FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina
Carlos Bruno Briozzo
FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina, briozzo@famaf.unc.edu.ar
Alejandro Martín Leiva
OAC, UNC, Córdoba, Argentina, mleiva@mail.oac.uncor.edu

Abstract. Starting from a monoparametric family of fast unstable periodic transfer orbits in the Earth–Moon PC3CR, some members are analytically continuated for decreasing values of the mass parameter μ. After a bifurcation, the new branches are found to return to different families for the Earth–Moon mass parameter.
Resumen. Partiendo de una familia monoparamétrica de órbitas periódicas de transferencia rápida en el PC3CR Tierra–Luna, se continúa analíticamente algunos miembros para valores decrecientes del parámetro de masa μ. Después de una bifurcación, se halla que las nuevas ramas retornan a otras familias diferentes para el parámetro de masa Tierra–Luna.

Introducción

En un trabajo previo (Briozzo y Leiva, 2004) presentamos una clasificación de las órbitas periódicas de transferencia rápida en el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido (PC3CR) Tierra–Luna, consistente en más de 70 familias parametrizadas por $h = -C/2$, donde C es la constante de Jacobi. Surgió entonces naturalmente la cuestión de cómo se continúan éstas familias en función del parámetro de masa μ, y cuál es su relación con las Familias Generatrices estudiadas por Hénon (1997) para $\mu = 0$. En este trabajo presentamos los primeros resultados al respecto.

Continuación

Trabajamos en el PC3CR Tierra–Luna, en coordenadas sinódicas. Utilizamos dos secciones de Poincaré (Verhulst 1990): Σ_1 en la coordenada $x = x_{L1}$ del primer punto Lagrangiano, para la cual tenemos las curvas características de las diversas familias cuando $\mu = \mu_{TL} \simeq 0.012150$ (Briozzo y Leiva, 2004); y Σ_2 en $y = 0$, en la cual realizamos la continuación en μ.
De entre varios posibles candidatos, elegimos la familia 37 de Briozzo y Leiva (2004), y seleccionamos algunos miembros de la misma. En la figura 1 se

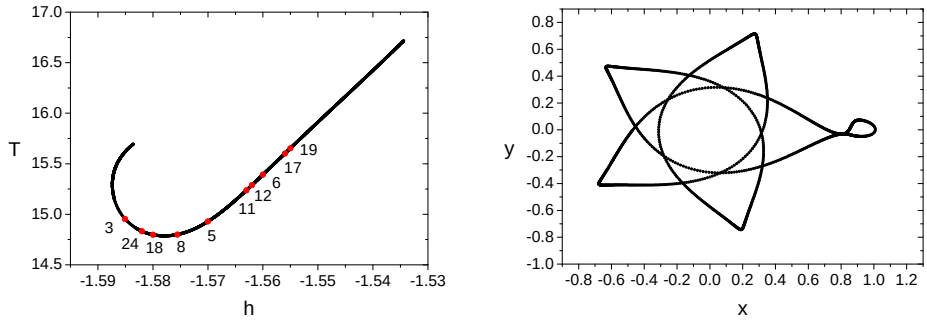


Figura 1. *Izquierda:* miembros de la familia 37 seleccionados para continuación. *Derecha:* una órbita típica de la familia 37, correspondiente al miembro 3; la Tierra se halla a la izquierda, la Luna a la derecha.

muestran los miembros seleccionados sobre la curva característica T–h de la familia 37; los parámetros de cada miembro sobre Σ_1 y Σ_2 se muestran en las Tablas 1 y 2 respectivamente. También se muestra en la figura 1, como ejemplo, la órbita correspondiente a un miembro típico de la familia 37.

Tabla 1
Miembros de la familia 37 seleccionados para continuación. Parámetros sobre Σ_1 ($x = x_{L1} = 0.8369153095$).

	h	T	y	v_x	v_y
3	-1.58506238	14.954041853	-0.03218909	0.1163054949	-0.02266492
5	-1.57000738	14.928765763	-0.06175868	0.1778055581	-0.04901425
6	-1.56000038	15.392258213	-0.09073832	0.1900226835	-0.06537461
8	-1.57555238	14.800119268	-0.04571612	0.1647922954	-0.04348200
11	-1.56300538	15.237353901	-0.08306732	0.1862750092	-0.05936511
12	-1.56200038	15.288544853	-0.08576794	0.1874466851	-0.06128721
17	-1.55600138	15.601816017	-0.09898556	0.1964466167	-0.07430291
18	-1.58000238	14.798032895	-0.03639689	0.1470205079	-0.03773861
19	-1.55500038	15.654090130	-0.01007018	0.1983411001	-0.07663752
24	-1.58200238	14.832575236	-0.03366485	0.1365576140	-0.03366155

Para cada miembro seleccionado, la continuación se realizó variando μ en pasos $\Delta\mu = 10^{-5}$ y reconvergiendo cada vez al nuevo punto fijo en Σ_2 mediante un algoritmo de Newton–Raphson (Press, 1992) con precisión relativa 10^{-10}. Las iteraciones del mapa de Poincaré se realizaron por integración de las ecuaciones de movimiento mediante un algoritmo de Bulirsch–Stoer con precisión relativa 10^{-14}.

Tabla 2
Miembros de la familia 37 seleccionados para continuación.
Parámetros sobre Σ_2 ($y = 0$).

	h	T	x	v_x	v_y
3	-1.58506238	14.954041853	0.4696971782	-0.639017373	-0.98835596
5	-1.57000738	14.928765763	0.4570033646	-0.710539639	-1.01095576
6	-1.56000038	15.392258213	0.4496213132	-0.750909039	-1.02537047
8	-1.57555238	14.800119268	0.4606735925	-0.687261286	-1.00521799
11	-1.56300538	15.237353901	0.4521459279	-0.738634612	-1.01979989
12	-1.56200038	15.288544853	0.4513372493	-0.742713400	-1.02152168
17	-1.55600138	15.601816017	0.4457665481	-0.767630807	-1.03476177
18	-1.58000238	14.798032895	0.4641730013	-0.666558386	-0.99934273
19	-1.55500038	15.654090130	0.4447179604	-0.771884338	-1.03745324
24	-1.58200238	14.832575236	0.4660418823	-0.656366175	-0.99593663

Resultados

Los puntos fijos obtenidos por continuación de los miembros seleccionados de la familia 37, forman familias en μ. En la figura 2 mostramos las curvas características x–μ, v_x–μ, v_y–μ y v_x–x obtenidas a partir del miembro 3; las familias en μ obtenidas a partir de los demás miembros son cualitativamente similares, y no son mostradas por motivos de espacio.

Puede observarse que se llega a una bifurcación para los valores de los parámetros mostrados en la Tabla 3. El análisis de estabilidad lineal muestra que el punto de bifurcación es elíptico. Puede observarse también que luego de la bifurcación tenemos una rama que retorna para μ crecientes hasta $\mu = \mu_{TL}$, y otra rama intermedia que hemos podido continuar para algunos valores de μ menores, y que también se continúa para μ crecientes hasta $\mu = \mu_{TL}$. Esta estructura en μ, que es cualitativamente la misma para todos los miembros de la familia 37 estudiados, implica que la familia 37 está relacionada, a través de la continuación en μ, con otras dos familias diferentes de órbitas periódicas para $\mu = \mu_{TL}$. Estas familias han podido identificarse entre las halladas por Briozzo y Leiva (2004), y resultan ser las familias 43 y 56 (véase figura 2).
La región circumterrestre de todas las órbitas es cualitativamente similar a la mostrada en la figura 1, hallándose las principales diferencias en las regiones cercanas a la Luna y al punto Lagrangiano L1. En la figura 3 mostramos las regiones circumlunares de varias órbitas correspondientes a las diversas ramas de la curva característica x–μ obtenida a partir del miembro 3 de la familia 37.

Tabla 3
Punto de bifurcación en Σ_2 de la familia en μ 3 ($y = 0$).

h	T	x	v_x	v_y	μ
-1.5817997	15.0671830	-0.4458545	-0.65904643	-1.078455	0.01075792

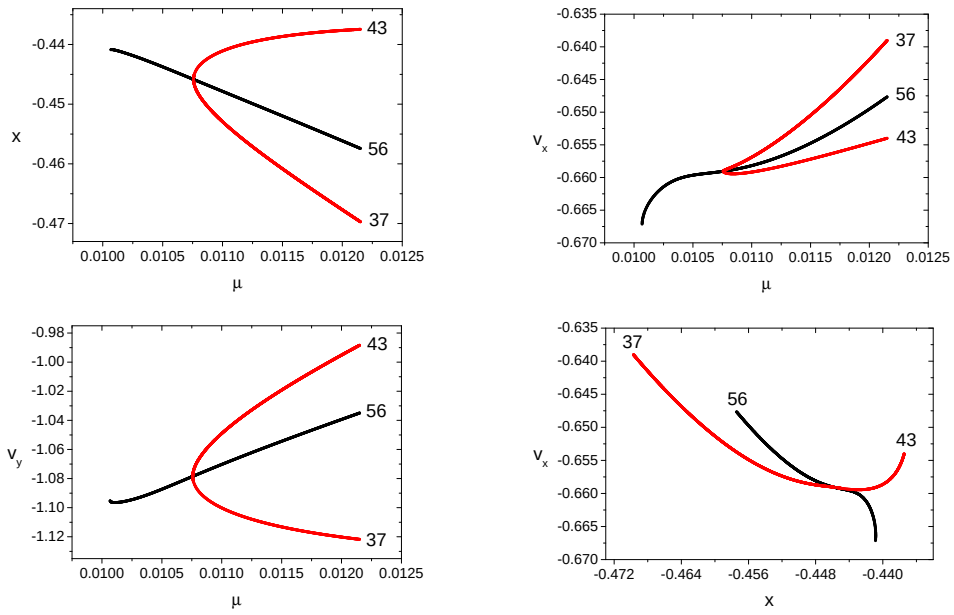


Figura 2. Curvas característcas en μ obtenidas a partir del miembro 3 de la familia 37. Los números junto a cada rama indican la correspondiente familia en h para $\mu = \mu_{TL}$.

Conclusiones

Los resultados hallados al continuar los diversos miembros elegidos de la familia 37, no mostrados aquí por brevedad, permiten afirmar que el comportamiento presentado por el miembro 3 es genérico para las diversas familias en μ. En el sentido de μ creciente, observamos una bifurcación de una rama simple de órbitas simétricas (correspondientes en este caso a la familia 56 para $\mu = \mu_{TL}$) a una rama doble de órbitas asimétricas, pero mutuamente simétricas (familias 37 y 43 para $\mu = \mu_{TL}$). Los puntos genéricos de cada rama son hiperbólicos, pero el punto de bifurcación es elíptico. Estos resultados se corresponden con los hallados analíticamente por Hénon (1997) para $\mu = 0$.

Es de destacar que la curva característica T–h de la familia 37 a $\mu = \mu_{TL}$, mostrada en la figura 1, es idéntica a la de la familia 43. Además, las órbitas de estas dos familias son mutuamente simétricas para un dado valor de h. Esto facilita la identificación de otras familias presentadas por Briozzo y Leiva (2004) como candidatas a una conexión similar por continuación en μ, de las cuales ya se han identificado unas pocas más (familias 77 y 84, y 146a y 146b). La existencia de éstas conexiones por continuación en μ permitiría entonces relacionar entre sí diversas familias de aquel trabajo, simplificando su clasificación.

A este respecto, otra posibilidad interesante es la identificación de nuevos miembros de una familia ya conocida, o incluso la identificación de nuevas familias, de órbitas periódicas de transferencia para $\mu = \mu_{TL}$. Ello porque en varios casos, la inestabilidad de las órbitas se hace tan grande que se vuelve imposible la continuación de una familia en h pese a que sabemos que no se ha alcanzado su terminación natural; sin embargo, ésas regiones pueden ser alcanzadas a través de la continuación en μ.

Finalmente, la continuación en μ decreciente no ha podido ser extendida hasta $\mu = 0$ para los miembros de las familias 37, 43 y 56 a $\mu = \mu_{TL}$. La curva característica v_x–μ de la figura 2 muestra que v_x parece hacerse singular a un valor finito de $\mu \sim 0.01007$, por lo que es probable que estemos ante una terminación natural. Esta cuestión será objeto de investigación posterior, pero parece claro que al menos algunas de las familias de órbitas periódicas presentadas por Briozzo y Leiva (2004) no son continuación de otras existentes a $\mu = 0$, y por lo tanto son ajenas a la clasificación de Hénon (1997).

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 197/05 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

Briozzo, C. B. & Leiva, A. M. 2004, BAAA, 47, 77–80.

Hénon, M. 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, New York.

Verhulst, F. 1990, *Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems*, Springer-Verlag, Berlin.

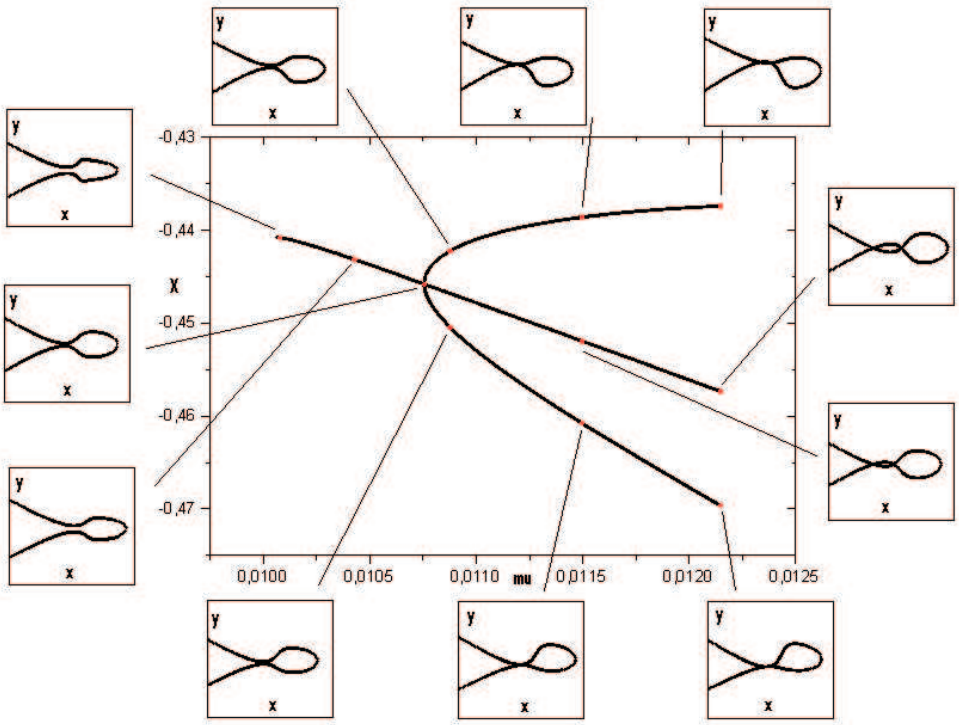


Figura 3. Regiones circumlunares (cuadros pequeños) de las órbitas obtenidas por continuación en μ del miembro 3 de la familia 37, y de las ramas que retornan a las familias 43 y 56. Las líneas indican el punto de la característica x–μ (cuadro grande central) al que corresponde cada una.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Identificación de los miembros del cúmulo NGC 2587

Rosa B. Orellana
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP), IALP (CONICET), Argentina, rorellan@fcaglp.unlp.edu.ar
María Silvina De Biasi
Facultad de Ciencias Astroómicas y Geofísicas (UNLP), CONICET, Argentina, debiasi@fcaglp.unlp.edu.ar
Ramachrisna Teixeira
Departamento de Astronomia, Universidade de São Paulo, Brasil, rama@sider.net

Abstract. We present here the results of the kinematic study in the sky region around the Open Cluster NGC 2587. A total of 14 cluster probable members have been identified.
Resumen. Se presentan los resultados de un estudio cinemático en la región del cúmulo abierto NGC 2587. Se identificaron 14 miembros probables del cúmulo.

Introducción

NGC 2587 es un cúmulo abierto del hemisferio sur que se encuentra en la constelación de Puppis ($\alpha(2000.0) = 8h23.4m$; $\delta(2000.0) = -29°30.5'$), su magnitud visual es de 9.2 y tiene 9' de diámetro aproximadamente (Lynga, 1987; Gottlieb, 1998). Es un cúmulo que no ha sido estudiado astrométrica, fotométrica o espectroscópicamente por lo que se desconoce el número de miembros del mismo, aunque se estima en unos 15.

La determinación precisa de los miembros reales de un cúmulo resulta un trabajo extremadamente necesario para poder llevar a cabo el estudio de diversos problemas de interés astrofísico relacionados con el cúmulo, tales como el análisis de evolución, el estudio de las abundancias químicas, la determinación de distancias, etc. El proceso de identificación de miembros es un requisito previo fundamental para poder abordar con seriedad estos estudios.

La identificación de las estrellas consideradas como miembros de un cúmulo siempre tiene una naturaleza probabilística y se basa en discriminar alguna clase de variable medida sobre la muestra. Las variables fotométricas y cinemáticas son las que frecuentemente se utilizan para llevar a cabo este tipo de estudios.

El uso de los datos cinemáticos, movimiento propio o velocidad radial, resultan ser más confiables que los fotométricos para determinar la probabilidad de pertenencia.

Este trabajo, que está organizado en 4 secciones, tiene por objetivo identificar los miembros físicos de NGC 2587 trabajando con el método de Vasilevskis-

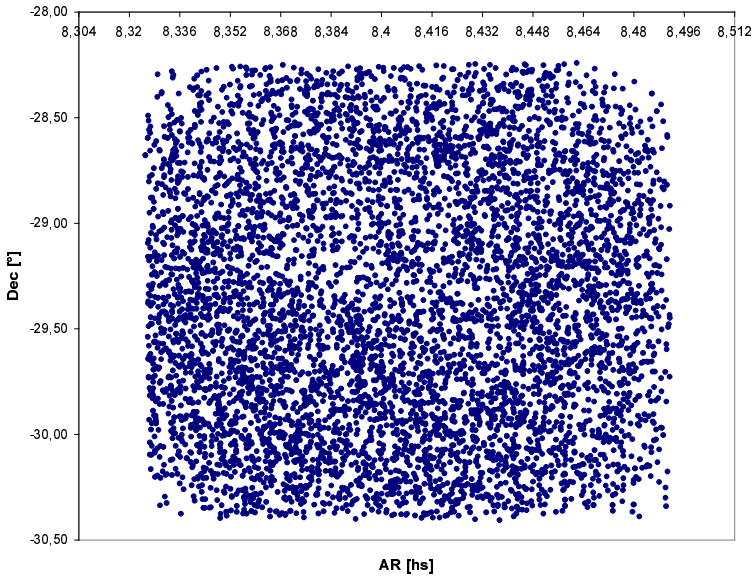


Figura 1. Diagrama de la distribución areal de las estrellas en la placa 6448, que contiene al cúmulo abierto NGC 2587. Posiciones ICRS, época 1917.13

Sanders (1958, 1971) modificado según Jones y Walker (1988) considerando la distribución espacial. El mismo forma parte de un estudio más amplio que involucra a otros cúmulos en regiones del hemisferio sur, observadas por el Carte du Ciel.

Observaciones y Movimientos Propios

El Observatorio Astronómico de Córdoba entre 1913 y 1926 formó parte del proyecto Carte du Ciel (CdC) obteniendo placas fotográficas de la zona que abarca la declinación entre -24° y -31° constituyendo un importante archivo de placas de un siglo de antigüedad.

Dentro de este proyecto se encuentra la placa fotográfica número 6448, centrada en α= 8h 19m ; δ= -29° y época 1917.13, que corresponde a una zona próxima al centro galáctico, y la cual contiene al cúmulo abierto NGC 2587.

A partir de esta placa de 2° x 2° se determinaron las posiciones de 5400 estrellas mediante la técnica de ajuste en bloque utilizando el catálogo Tycho2. El error en la determinación de las posiciones es de entre 0.20″ y 0.25″. (Bustos Fierro y Calderón, 2003).

En la Figura 1 se puede observar el diagrama en ascensión recta y declinación de todas las estrellas a las cuales se determinó la posición.

Para la determinación de los movimientos propios de las estrellas que se encuentran en la región del cúmulo hasta magnitud V=14, se utilizaron las posiciones de las estrellas comunes a la placa y a los catálogos astrométricos AC2000, USNOB1, UCAC2, resultando un total de 5054 con movimiento propio determinado. Los valores de los movimientos propios en ascensión recta y declinación, así como sus errores correspondientes son dados en milisegundos de arco por año. (Bustos Fierro, I, Calderón, J. 2005)

Modelo teórico y diagrama de movimientos propios

Para la identificación de los miembros del cúmulo se utilizaron los movimientos propios de las estrellas de la región y se aplicó una modificación al método de Vasilevskis-Sanders, considerando la distribución espacial a través del modelo delineado por Jones y Walker. La distribución de densidad superficial de las estrellas del cúmulo está dada por

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{r}{r_0}}$$

donde r es la distancia de la estrella al centro del cúmulo, mientras que la distribución de densidad superficial para las estrellas de campo es una constante f_0.

El modelo propuesto por Vasilevskis para la determinación de los miembros a partir de los movimientos propios, se basa fundamentalmente en que:

1.- La muestra de trabajo de los movimientos propios de las estrellas consiste en dos grupos: las estrellas de campo y las estrellas miembros del cúmulo.

2.- Los dos grupos se encuentran distribuidos según funciones normales bivariadas.

3.- La función asociada a las estrellas del cúmulo $\Phi_c(\mu_{xi}, \mu_{yi})$ es circular y la asociada a las estrellas de campo $\Phi_e(\mu_{xi}, \mu_{yi})$ es elíptica.

De esta manera la función distribución asociada al movimiento propio de las estrellas de la región será la superposición de dos funciones normales:

$$\Phi(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r) = \Phi_c(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r) + \Phi_e(\mu_{xi}, \mu_{yi})$$

donde

$$\Phi_c(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r) = \frac{\rho_0 e^{-\frac{r}{r_0}}}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{(\mu_{xi} - \mu_{xc})^2 + (\mu_{yi} - \mu_{yc})^2}{2\sigma^2}\right]$$

$$\Phi_e(\mu_{xi}, \mu_{yi}) = \frac{f_0}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\frac{(\mu_{xi} - \mu_{x0})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(\mu_{yi} - \mu_{y0})^2}{2\sigma_y^2}\right]$$

σ_x, σ_y = desviación standard de las estrellas de campo en x e y

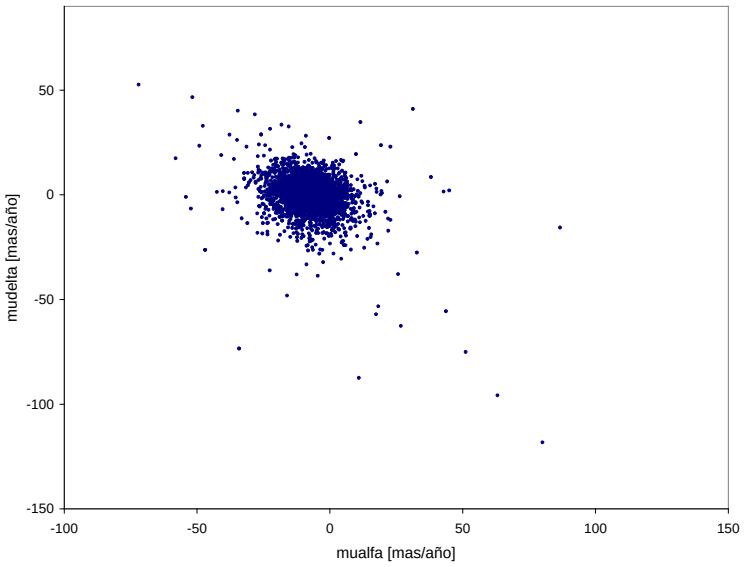


Figura 2. Diagrama de movimientos propios

σ = desviación standard de las estrellas del cúmulo
μ_{xc}, μ_{yc} = movimientos propios medios del cúmulo en x e y
μ_{x0}, μ_{y0} = movimientos propios medios del campo en x e y
μ_{xi}, μ_{yi} = movimientos propios en x e y para la i-ésima estrella de la muestra
ρ_0 = densidad central de las estrellas del cúmulo
r_0 = longitud de la escala
f_0 = densidad de las estrellas de campo

Debemos tener en cuenta que la desviación standard asociada con la distribución de la población del cúmulo estará generada únicamente por errores observacionales.

Resultados

A partir de la distribución de movimientos propios (ver Figura 2.) y trabajando con el método de Vasilevskis-Sanders modificado por la distribución espacial se pudo determinar los parámetros que caracterizan a la función distribución en la región del cúmulo NGC 2587.

Los parámetros ρ_0= 1.6, r_0=1.5, f_0=0.33 se obtuvieron a partir de realizar conteos de estrellas a diferentes radios.

Para la determinación de los siete parámetros restantes que caracterizan a la función distribución se aplicó el método de máxima verosimilitud sobre nuestra

función y el problema se redujo a resolver un sistema de 7 ecuaciones no lineales. Los resultados obtenidos son:

Parámetros del cúmulo:
μ_{xc} = -4.89 mas/año
μ_{yc} = 1.80 mas/año
σ = 2.37 mas/año

Parámetros para las estrellas de campo:
μ_{x0} = -7.12 mas/año
μ_{y0} = -0.15 mas/año
σ_x = 4.80 mas/año
σ_y = 5.22 mas/año

Una vez obtenidos estos parámetros, se determinó la probabilidad de pertenencia al cúmulo de las estrellas de la región de la siguiente manera:

$$P(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r) = P_i = \Phi_c(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r)/\Phi(\mu_{xi}, \mu_{yi}, r)$$

El cálculo de la probabilidad dio como resultado 14 estrellas con $P_i > 0.5$, las cuales se consideran miembros del cúmulo.

Conclusiones

Este trabajo representa el primer estudio de membresía realizado sobre el cúmulo NGC2587, donde los movimientos propios se determinaron utilizando posiciones de varios catálogos astrométricos y de una placa del proyecto Carte du Ciel del Observatorio Astronómico de Córdoba.

Los resultados obtenidos referentes al número de miembros y parámetros cinemáticos constituyen los primeros valores determinados a partir de la utilización de movimientos propios.

Agradecimientos. Los autores agradecen a I. Bustos Fierro y a J. Calderón los datos de posiciones y movimientos propios facilitados, y al IALP (CONICET) y a la SECYT el financiamiento de este trabajo.

Referencias

Bustos Fierro, I., Calderón, J., 2003, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica 39,303-310

Gottlieb, S., 1998, NGC/IC Observations Database.

Jones, B.F.,& Walker, M.F., 1988, AJ, 95, 1755.

Lynga, G., 1987, Catalogue of open cluster data. Computer based catalogue available through CDS, Strasbourg, France.

Sanders, W.L., 1971, A&A, 14, 226.

Vasilevskis, S., Klemoa, A.,& Preston, G., 1958, AJ, 63, 387

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Propiedades estadísticas observacionales de planetas extrasolares

Jorge Correa
Departamento de Geofisica y Astronomía de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNSJ, San Juan, Argentina, jorgecorrea@yahoo.com.ar
Francisco López García
Departamento de Geofisica y Astronomía de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNSJ, San Juan, Argentina, flgarcia@casleo.gov.ar

Abstract. The exoplanets period-mass distribution shows important observational results as lack of massive planets (M $> 2M_{jup}$) on short-period orbits (P < 100 days), a shortage of planets in the 10-100 days period range and a shortage of light planets (M $< 0.75\ M_{jup}$) on orbits with periods larger than 100 days. These characteristics were analyzed by Udry et al. (2003) with an observational sample of 116 exoplanets. In this work we analyze the same observational properties with an updated sample of 173 objects (see www.pbspm.fr/planets). We find a discrepancy with Udry et al for objects with masses less than 0.75 M_{jup}.

Resumen. La distribución período-masa de planetas extrasolares proporciona importantes propiedades observacionales, como la falta de planetas con masas mayores 2 M_{jup} y con períodos menores a 100 días; además, se observan pocos planetas con masas menores a 0.75 M_{jup} y con períodos mayores a 100 días. Estas características fueron analizadas por Udry et al. (2003) con una muestra observacional de 116 exoplanetas. En este trabajo analizamos las mismas características observacionales con una muestra de 173 exoplanetas al 2005 (consultar www.pbspm.fr/planets). El análisis realizado presenta cierta discrepancia con Udry et al. (2003) debido al aumento del número de objetos en la muestra, esta diferencia se manifiesta para objetos con masas menores que 0.75 M_{jup}.

Introducción

El número de planetas extrasolares descubiertos proporciona una muestra interesante que permite analizar estadísticamente las distintas relaciones entre sus parámetros orbitales. Dicha muestra a aumentado considerablemente en los últimos años, en especial si se considera los conocidos hasta el 2003, con respecto a los 173 que existen actualmente. Analizaremos en particular la relación **masa-período/distancia** a fin de corroborar los resultados obtenidos por Udry et al. (2003), estudiando las mismas características observacionales, teniendo en cuenta un aumento del 50% de la muestra. En su trabajo resaltan la ausencia de planetas masivos con período menor que 10 días, pocos planetas con períodos

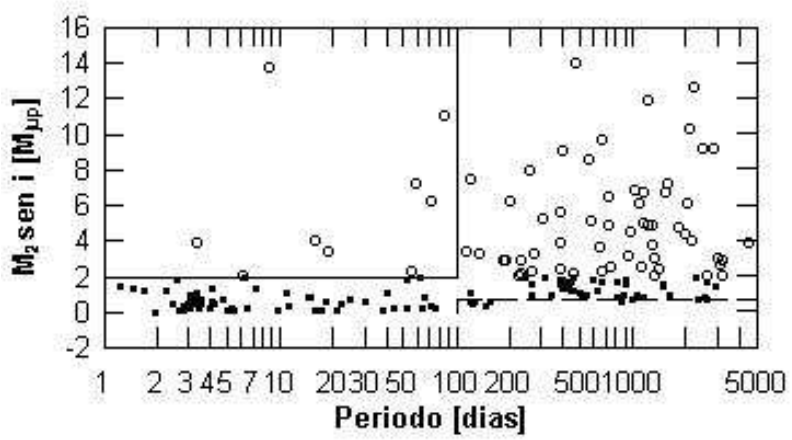


Figura 1. Masas mínimas vs. período para los exoplanetas conocidos, los círculos indican los planetas con M>2M_{jup}, y los cuadrados aquellos con M<2M_{jup}. Se limitan dos zonas, en línea punteada M<0.75M_{jup} y P>100 días, y en línea continua M>2M_{jup}, y P<100 días.

entre 10 y 100 días y la falta de planetas livianos (masas menores a 0.75 M_{jup}) con períodos mayores a 100 días, los cuales podrían estar relacionados con los procesos de formación planetaria, en especial con las hipótesis de migración. En su análisis sólo considera el sistema estrella-planeta.

Propiedades observacionales

La Fig. 1 muestra la relación **masa–período** considerando los 173 exoplanetas observados; los círculos representan los planetas con masas mayores a 2 M_{jup}, y los cuadrados aquellos con masas menores a 2 M_{jup}; las líneas continuas limita la región para M > 2 M_{jup} y P < 100 días y las punteadas la región M < 0.75 M_{jup} y P > 100 días. El criterio para dividir esta muestra en dos grupos(a partir de sus masas) se basa en las propiedades observacionales, a saber:

1) Ausencia de planetas masivos con períodos cortos: Los planetas masivos (círculos) no se observan en la región con períodos menores a 10 días, los tres puntos presentes corresponden a sistemas dobles (estrella binaria y exoplaneta), ver Fig. 1. En la sección siguiente analizaremos este hecho observacional.

2) La presencia de pocos objetos entre los períodos 10- 100 días: En la región comprendida entre 10 y 100 días el número de planetas con respecto al resto de la muestra es muy escaso. La presencia de objetos masivos (mayores que 2 M_{jup}) en esta región corresponden a sistemas dobles. Udry et al. (2003) destaca estas características(item 1 y 2), que se mantienen al aumentar la muestra.

3) Pocos objetos con masas menores que 0.75 M_{jup} y largo período: Se observan pocos planetas con masas menores a 0.75 M_{jup} con períodos mayores a 100 días. Un período de 100 días corresponde aproximadamente a un semi eje mayor de 0.4 UA. Esta característica observacional puede también ser analizada representando el semi eje mayor versus la masa. En la Figura 2 se muestran los resultados obtenidos, donde los círculos representan los planetas masivos y los cuadrados los cuerpos livianos. Las líneas punteada limitan la región M $<$ 0.75 M_{jup} y $a > 0.4$ UA; las curvas continuas representan tres valores de la semi amplitud de velocidad, K (m/s), cuyos valores son: 3.0, 10.0 y 30.0 m/s, las cuales se obtuvieron para una órbita con $e = 0$ e $i = 0$ y una estrella de masa solar. En este gráfico se observa una región limitada por la semi amplitud de velocidad correspondiente a 10.0 m/s y las líneas punteadas, la cual destaca la escasa presencia de objetos livianos. Este hecho difiere con los resultados obtenidos por Udry et al. (2003), quien resalta la ausencia de planetas.

4) Distribución de las poblaciones de la muestra: Estudiaremos la relación observacional **masa–período/distancia** , analizando la muestra en cuatro poblaciones. Para ello hemos utilizado el siguiente criterio:

a) Planetas con masas menores a 0.75 M_{jup},debido a los pocos objetos observados con P $>$ 100 días.

b) Masas comprendidas entre 0.75 M_{jup} y 2 M_{jup} por la falta de planetas masivos con P $<$ 100 días.

c) Masas comprendidas entre 2 M_{jup} y 4 M_{jup}.

d) Masas mayores a 4 M_{jup}.

La distribución estadística de las masas de los planetas respecto al semi eje mayor se muestran en la Fig. 3. La Figura de la izquierda corresponde a masas menores que 2 M_{jup} y la derecha a masas mayores a 2 M_{jup}. El intervalo elegido para los histogramas está relacionado con un período de 100 días correspondiente a a 0.4 UA. El primer histograma presenta una gran concentración de cuerpos para $a = 0.4$ UA, en cambio en el segundo la concentración se observa para $a > 0.4$ UA. Esta propiedad observacional pone de manifiesto que los planetas menos masivos se encuentran próximos a la estrella y los masivos están distribuidos más lejos de la estrella. En este histograma no se ha considerado los sistemas estelares dobles.

Teniendo en cuenta la distribución de masas propuesta, analizamos el porcentaje de cada población con los siguientes intervalos de períodos (días): 0-10; 10-100; 100-1000; 1000-3000 días. El resultado de este análisis se muestra en la Tabla 1, donde el porcentaje es el número de planetas correspondiente a los límites entre masas y períodos. La última columna es el número total de objetos en cada población y la última fila el número total de objetos en cada intervalo de períodos. Esta Tabla sintetiza las tres características observacionales que hemos mencionado anteriormente.

Consideraciones teóricas

Las propiedades observacionales mencionadas en la sección anterior fueron analizadas en el trabajo de Udry et al. (2003). Para planetas con masas mayores

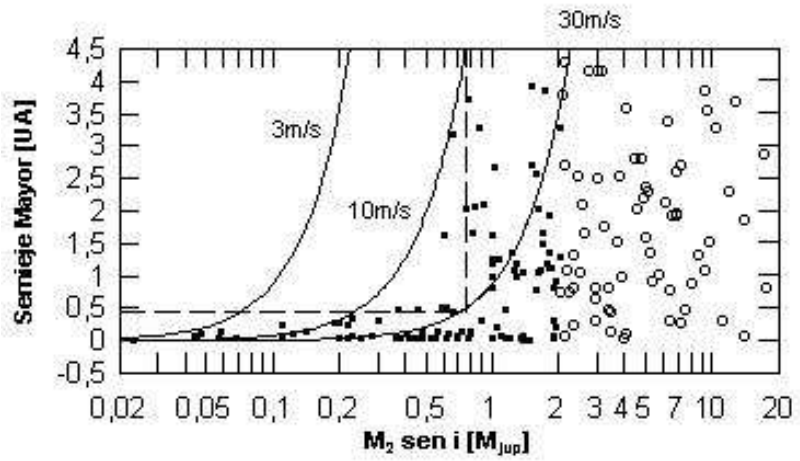


Figura 2. Diagrama masa–semi eje mayor para los exoplanetas conocidos. Los círculos representan los planetas masivos y los cuadrados los cuerpos livianos. Las líneas continuas ilustran 3 valores de semi amplitud de velocidad radial(K) para un exoplaneta orbitando una estrella de masa solar, en movimiento circular. Las líneas punteadas delimitan la zona M$< 0.75 M_{jup}$, y $a > 0.4$UA.

a 2 M_{jup} el aumento de la muestra confirma su análisis, es decir, la ausencia de planetas masivos en sistemas estelares simples con períodos menores a 100 días, debido a una ineficiencia en los procesos migratorios que actúan sobre los planetas gigantes, migración del tipo II (Trilling et al., 2002). Sin embargo, se observan algunos exoplanetas masivos (nueve), con períodos menores a 100 días, los cuales orbitan estrellas binarias que podrían haber afectado sus procesos evolutivos, por esta razón Udry et al. (2003) no los consideran en su análisis. No obstante, son tenidos en cuenta en la Fig. 1 y en la Tabla 1.

Para planetas con masas comprendidas entre 0.75 y 2 M_{jup} también se encuentra un acuerdo con el trabajo de Udry et al. (2003); los cuales seguirían una migración del tipo I (Trilling et al. 2002) y por tanto se pueden hallar a cualquier distancia de la estrella, ver Tabla 1. Cuando la masa del planeta es menor que 0.75 M_{jup}, a diferencia del trabajo de Udry et al., hallamos ocho planetas que orbitan con períodos mayores que 100 días. Según Udry et al. (2003), la ausencia de planetas en esta región, se debería a un proceso del tipo "runaway migration", el cual arrojaría a los cuerpos hacia las regiones más cercanas a la estrella, justificando asísu ausencia con grandes períodos. Este tipo de migración puede suceder cuando la masa del planeta es menor que cierta masa critica, 1 M_{jup} (la cual depende de factores ajenos al planeta como ser: la masa del disco, su viscosidad o su espesor, etc), sin embargo si la masa del exoplaneta es muy pequeña (menor a 1 M_{sat}) entonces los procesos de migración se hacen deficientes y los planetas no varían mucho de su posición original. Esta característica observa-

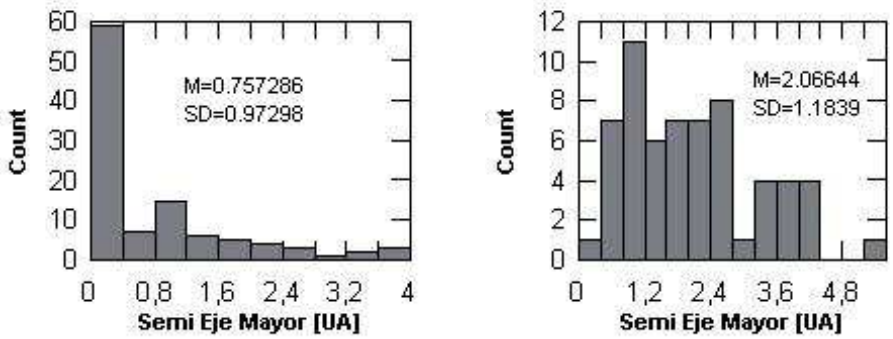


Figura 3. *Izquierda:* Histograma estadístico sobre la distribución del semi eje mayor de los exoplanetas con masas menores a 2 M_{jup}. *Derecha:* Histograma sobre la distribución estadística del semi eje mayor de los exoplanetas con masas mayores a 2 M_{jup}.

cional no está presente en nuestro trabajo, ya que en dicha región hallamos ocho planetas con masas mayores a la masa de Saturno, los cuales deberían haber sufrido el "runaway migration".

Tabla 1
Porcentajes de exoplanetas en cada región masa–período.

Población	0-10 d. %	10-100 d. %	100-1000 d. %	1000-3000 d. %	Total c/Pob.
0-0.75 M_{jup}	15	8.7	4	0.59	49
0.75-2 M_{jup}	6.3	4	16	5.8	56
2-4 M_{jup}	1.1	1.1	9.2	6.4	31
4-17 M_{jup}	0.58	2.3	8.1	10.4	37
Total c/Per.	40	28	65	40	173

Conclusiones

Nuestros resultados concuerdan con el de Udry et al. (2003) para planetas con masas mayores a 0.75 M_{jup} es decir, al aumentar el número de la muestra se confirman las hipótesis de formación vía migración sobre las hipótesis de formación in situ. También se verifica la hipótesis de dos tipos de migración (Trilling et al. 2002), puestas de manifiesto en la escasa cantidad de planetas con períodos entre 10 y 100 días, ver Fig. 1 y Tabla 1. Esta región correspondería a una zona de transición entre los dos tipos de migración.

Para los exoplanetas muy livianos, el aumento de la muestra no corrobora lo formulado por Udry et al. (2003) ya que existen ocho planetas extrapolares que no confirman esta hipótesis, los cuales tienen masas 0.37, 0.45, 0.58, 0.6, 0.61, 0.65, 0.66 y 0.75 M_{jup}, mayores que la masa de Saturno (0.3 M_{jup}). La falta de cuerpos en esta región no se debe a bias observacional (K $<$ 10 m/s) como se puede apreciar en la Fig. 2. Podemos concluir que esta discrepancia debe ser

analizada en el futuro, cuando la muestra sea mayor a la considerada en este trabajo, para decidir si se trata sólo de casos aislados y por tanto las conclusiones de Udry et al. (2003) siguen siendo válidas o si debe modificarse esta hipótesis.

Agradecimientos. Agradecemos al Dr. Cristian Beaugé por su asesoramiento.

Referencias

Udry, S., Mayor, M., & Santos, N.C. 2003, A&A, 407, 369

Trilling, D., Lunine, J., & Benz, W. 2002, A&A, 394, 241

Ferraz-Mello, S., Michtchenko, T.A., Beaugé, C., & Callegari, Jr. 2005, Lectures on Extrasolar Planetary Systems., (preprints)

ASTROFÍSICA SOLAR

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

CONTRIBUTED PAPER

Analysis of 20 magnetic clouds at 1 AU during a solar minimum

Ana M. Gulisano
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina, agulisano@iafe.uba.ar
Sergio Dasso
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, y Departamento de Física, FCEyN, UBA, Buenos Aires, Argentina
Cristina H. Mandrini
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina
Pascal Démoulin
Obsevatoire de Paris, LESIA, Meudon, France

Abstract. We study 20 magnetic clouds, observed *in situ* by the spacecraft Wind, at the Lagrangian point L1, from 22 August, 1995, to 7 November, 1997. In previous works, assuming a cylindrical symmetry for the local magnetic configuration and a satellite trajectory crossing the axis of the cloud, we obtained their orientations using a minimum variance analysis. In this work we compute the orientations and magnetic configurations using a non-linear simultaneous fit of the geometric and physical parameters for a linear force-free model, including the possibility of a not null impact parameter. We quantify global magnitudes such as the relative magnetic helicity per unit length and compare the values found with both methods (minimum variance and the simultaneous fit).

Resumen. Hemos estudiado las 20 nubes magnéticas observadas *in situ* por el satélite Wind, en el punto lagrangiano L1, durante el período comprendido entre el 22 de agosto de 1995 y el 07 de noviembre de 1997. En trabajos anteriores, bajo las hipótesis de simetría cilíndrica para la configuración magnética local y de una trayectoria que pasa por el eje del cilindro para el satélite, obtuvimos las orientaciones de las nubes utilizando un análisis de varianza mínima. En el presente trabajo, calculamos las orientaciones y configuraciones magnéticas usando un ajuste no lineal simultáneo de los parámetros físicos y geométricos para un modelo lineal libre de fuerzas, considerando además la posibilidad de una trayectoria del satélite tal que el parámetro de impacto no sea nulo. Cuantificamos magnitudes globales, tales como la helicidad magnética relativa por unidad de longitud, comparándose lo obtenido con ambos procedimientos (varianza mínima y método simultáneo).

Introducción

La estructura de las nubes magnéticas interplanetarias (NMs) puede ser modelada localmente usando simetría cilíndrica como ya ha sido hecho por varios autores, Burlaga (1988) y Lepping et al.(1990) entre otros. La orientación de las nubes se calcula usualmente suponiendo una trayectoria del satélite que atraviesa el eje de la nube, de ese modo el parámetro de impacto, Y_0 (la distancia entre el eje de la nube y la trayectoria del satélite), se considera despreciable. Cuando esta suposición es válida es posible estimar la orientación de la NM a partir de un análisis de varianza mínima (Bothmer et al., 1998). Utilizando observaciones *in situ* del campo magnético para un conjunto de 20 NMs, calculamos su orientación y parámetros físicos para un modelo libre de fuerzas (Lundquist, 1950), tomando Y_0 nulo y no nulo, y seguimos dos procedimientos. En el primero, realizamos un estudio de varianza mínima (Y_0 =0) y, teniendo la orientación y una estimación del radio, ajustamos los parámetros físicos B_0 y τ_0, intensidad del campo magnético y torsión en el eje de la nube, respectivamente. En el segundo procedimiento, ajustamos simultáneamente la orientación, el parámetro de impacto y los parámetros físicos del modelo. En ambos casos cuantificamos la helicidad relativa por unidad de longitud (Hr/L). Los detalles de las ecuaciones para el modelo pueden verse en Dasso et al. (2003) y referencias allí citadas. En la Sección 2 describimos los datos y en la Sección 3 explicamos los métodos para procesarlos. Finalmente, en la Sección 4 presentamos nuestros resultados y conclusiones.

Los Datos

Utilizamos datos de campo magnético del Magnetic Field Instrument (MFI), abordo de la sonda Wind, que fueron bajados de la página web:
http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public/.
Los datos fueron obtenidos en coordenadas GSE (Geocentric Solar Ecliptic System) con una resolución temporal de 3 segundos. Para tener en cuenta sólo las estructuras magnéticas de gran escala de las NMs, suavizamos los datos para obtener 100 puntos promediados para cada nube. En este estudio analizamos las nubes observadas por la sonda Wind desde el 22 de agosto de 1995 hasta el 7 de noviembre de 1997, que se listan en la Tabla 1 (ver http://lepmfi.gsfc.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html).

Procedimientos

1. Análisis de Varianza Mínima

La orientación del eje de la NM se calculó realizando un análisis de varianza mínima como se discute en Bothmer et al. (1998). A partir de este análisis estimamos la latitud (θ) entre el plano de la eclíptica y el eje de la nube y la longitud (ϕ) entre la proyección del eje de la nube sobre el plano de la eclíptica y la dirección Tierra-Sol (X_{GSE}), medida en sentido antihorario. Usando esta orientación y la velocidad promedio de la nube durante las observaciones, estimamos el radio (R). También determinamos el signo de la helicidad a partir del

Table 1. Lista de Eventos. Se muestran los tiempos de comienzo y fin de las nubes (día-mes-año y hora en TU)

# Evento	Comienzo	Fin	# Evento	Comienzo	Fin
1	22-Ago-95 22	23-Ago-95 19	11	16-May-97 07	16-May-97 14
2	18-Oct-95 19	20-Oct-95 00	12	09-Jun-97 02	09-Jun-97 23
3	16-Dic-95 05	16-Dic-95 22	13	19-Jun-97 05	19-Jun-97 17
4	27-May-96 15	29-May-96 07	14	15-Jul-97 06	16-Jul-97 01
5	01-Jul-96 17	02-Jul-96 09	15	03-Ago-97 14	04-Ago-97 01
6	07-Ago-96 13	08-Ago-96 10	16	18-Sep-97 00	20-Sep-97 12
7	24-Dic-96 03	25-Dic-96 10	17	21-Sep-97 22	22-Sep-97 18
8	10-Ene-97 05	11-Ene-97 02	18	01-Oct-97 16	02-Oct-97 23
9	21-Abr-97 15	23-Abr-97 07	19	10-Oct-97 23	12-Oct-97 00
10	15-May-97 09	16-May-97 01	20	07-Nov-97 05	08-Nov-97 04

comportamiento global de las componentes del campo magnético. Obtuvimos estas componentes en el referencial de la nube rotando las componentes GSE de manera tal que: X_{nube} correspondiese a la dirección radial cuando la sonda abandona la estructura, Z_{nube} fuese tal que $B_{z,nube}$ resultase positivo en el eje de la nube y paralelo a éste, e Y_{nube} complete un sistema de coordenadas de terna derecha. Luego ajustamos los parámetros físicos del modelo de Lundquist (Lundquist, 1950) a las observaciones en el referencial de la nube, utilizando la rutina estándard de ajuste por cuadrados mínimos no lineal de Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992).

2. Ajuste Simultáneo

En este caso ajustamos simultáneamente todos los parámetros involucrados B_0, τ_0, Y_0, θ, y ϕ al campo observado utilizando el modelo de Lundquist y la rutina mencionada arriba.

Resultados y Conclusiones

Después de haber aplicado ambos métodos a todas las nubes, seleccionamos aquellas con Y_0 <0.70 R (por lo que los eventos #3 y #5 fueron descartados), aquellas que fueran simétricas (descartamos los eventos #6, #17, #18, #20) y aquellas con un eje que no yaciera sobre el plano de la eclíptica, ya que una pequeña indeterminación en los valores de los ángulos que orientan la nube generaría una gran indeterminación en el radio (no hemos tenido en cuenta los eventos #9, #11, #12).
La variación de la determinación de los ángulos de orientación de la nube θ y ϕ con los dos procedimientos fue en promedio mayor para ϕ ($< |\Delta\phi| >$=21.28 grados) que para θ ($< |\Delta\theta| >$=9.11 grados), lo que implica que considerar un parámetro de impacto no nulo afecta más a la correcta determinación de la longitud que de la latitud. Utilizando los parámetros B_0 y τ_0 obtenidos,

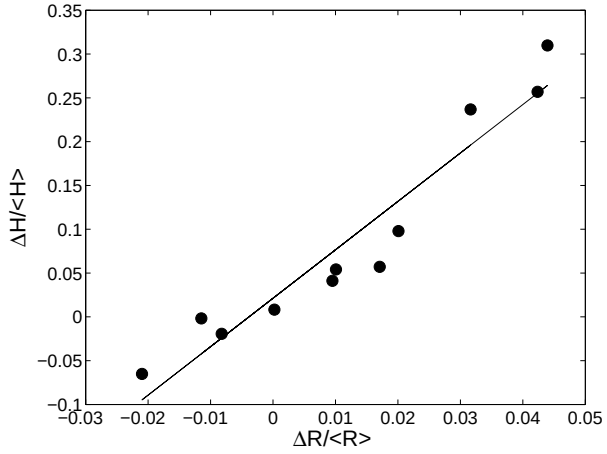


Figura 1. Diferencia relativa de $|Hr/L|$ entre los valores obtenidos para ambos procedimientos utilizando el modelo de Lundquist, en función de la diferencia relativa en el radio calculado de la misma manera. Regresión lineal en línea llena.

calculamos Hr/L de la expresión dada por (Dasso et al., 2003):

$$\frac{H_r}{L} = \frac{\pi B_0^2 R^2}{\tau_0}(J_0^2(2\tau_0 R) + J_1^2(2\tau_0 R) - \frac{J_0(2\tau_0 R)J_1(2\tau_0 R)}{R\tau_0}) \qquad (1)$$

donde J_0 y J_1 son la funciones de Bessel de primera especie, de orden cero y uno respectivamente. En la Fig. 1 se muestra la diferencia relativa del valor absoluto de Hr/L para los valores obtenidos según los dos procedimientos en función de la diferencia relativa en el radio calculada de la misma forma. El ajuste lineal de los puntos en esta figura ($\Delta H/ < H > = \Delta R/ < R > a + b$) dio como resultado los siguientes coeficientes: a =5.5 y b =0.021; mientras que el coeficiente de correlación lineal de Pearson fue de 0.96, lo que implica una buena correlación lineal.
Cuando $Y_0 < 0.55$ R, la corrección a Hr/L fue de a lo sumo 31% para un dado evento, mientras que cuando $Y_0 < 0.30$ R esta variación resultó menor que 7%. Esto sugeriría que para valores bajos de Y_0 la correción no es muy importante pero para valores mayores si debería ser tomada en cuenta. En promedio, la variación de $|\Delta H/ < H > |$ resultó $\sim 10\%$.

Agradecimientos

Agradecemos al servicio público de la NASA Space Physics Data Facility (SPDF) por las observaciones. Este trabajo fue financiado por: UBACyT X329 y PICTs 12187 y 14163 (ANPCyT). S.D. y C.H.M. son miembros de la Carrera del Investigador Científico, CONICET. C. H. M. y P. D. agracecen a la SECyT (Argentina) y a CNRS (Francia) por su programa de cooperación científica.

Referencias

Bothmer,V., & Schwenn, R, 1998. Ann. Geophysicae 16, 1.

Burlaga, L. F., 1988. J. Geophys. Res., 93, 7217.

Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, et al., 2003. J. Geophys. Res., 108, 1362.

Lepping, R. P., Burlaga L. F., & Jones J. A., 1990. J. Geophys. Res. 102, 11957.

Lundquist, S, 1950. Ark. Fys., 2, 361.

Press, W.H., Teukolsky, S. A., Vetteling, W. T., Flannery, B. P., 1992. Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing, Cambridge: University Press, 1992, 2nd. ed.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Análisis de la topología magnética de una fulguración de clase M6.7

María Luisa Luoni[1] y Cristina H. Mandrini[1]
[1]*Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Cdad. Autónoma de Buenos Aires, Argentina, mluoni@iafe.uba.ar*
Pascal Démoulin[2]
[2]*Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France*

Abstract. We study an M6.7 solar flare that occurred on October 27, 2003 (12:27 UT). We use data in different wavelengths: magnetograms from the Michelson Doppler Imager (SoHO/MDI), images from the Hα Solar Telescope for Argentina (HASTA) and Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (SoHO/EIT). We analyze the magnetic field evolution and compute the coronal field to identify the energy release site. From this study, we find evidence of a magnetic null point in the corona. We relate the chromospheric and EUV brightenings to the magnetic field topology in its neighborhood.

Resumen. Estudiamos la fulguración de clase M6.7 (12:27 UT) del 27 de Octubre de 2003. Para ello contamos con datos en distintas longitudes de onda: magnetogramas del Michelson Doppler Imager (SoHO/MDI), imágenes del Hα Solar Telescope for Argentina (HASTA) y del Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (SoHO/EIT). Analizamos la evolución del campo magnético y calculamos su topología para identificar la zona en donde tuvo lugar la liberación de energía. A partir de este estudio se evidencia la presencia de un punto de campo magnético nulo en la corona. Se relaciona la ubicación de los abrillantamientos cromosféricos y en EUV con las líneas magnéticas en la vecindad del punto nulo.

Introducción

Las fulguraciones solares son la manifestación de violentas liberaciones de energía magnética a altura coronal. Se considera que el mecanismo de liberación de energía es la reconexión del campo magnético. Los lugares propicios para que ésta ocurra son las regiones donde el campo es discontínuo o cuasidiscontínuo (Priest & Forbes 2000). En el primer caso, nos referimos a las separatrices del campo magnético, asociadas a puntos de campo magnético nulo, y en el segundo, a las cuasiseparatrices (Démoulin et al. 1997, Mandrini et al. 1997). En este trabajo comenzaremos describiendo la región activa (AR) 10486 utilizando datos provistos por distintos instrumentos y, a partir del modelado del campo coronal, discutiremos el posible origen de la fulguración M6.7 del 27 de Octubre de 2003.

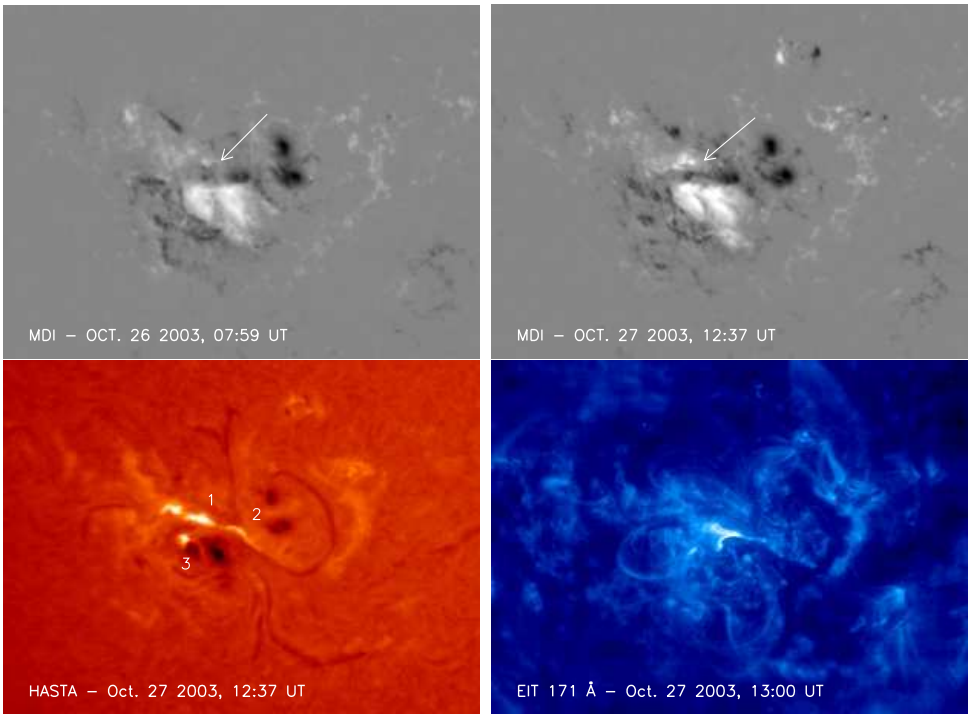


Figura 1. *Arriba:* Magnetogramas longitudinales del MDI donde se puede observar la evolución del bipolo parásito indicado con la flecha (polaridades negativas en color negro, polaridades positivas en blanco).Los valores del campo están saturados por encima (debajo) de 1400 G (−1400 G). *Abajo*: Ubicación de los núcleos 1, 2 y 3 en Hα durante la fase impulsiva de la fulguración (izquierda). Arcos en EUV observados por el EIT durante la misma fase (derecha).

Observaciones y Análisis de los Datos

La AR 10486 (número según la National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA) apareció por el limbo este el 23 de octubre de 2003 con una configuración α. AR 10486 evolucionó volviéndose rápidamente muy compleja. El 24 ya tenía características $\delta\gamma\beta$. Cuando desapareció por el limbo oeste, el 6 de noviembre, aún conservaba su complejidad. (ver la configuración durante el 27 de octubre en la Fig. 1, arriba a la derecha). Desde su aparición produjo: 8 fulguraciones de clase X y múltiples fulguraciones de clase M. Entre ellas la que se estudia en este trabajo, clasificada como M6.7 el 27 de octubre (E25 S17).
En la Figura 1 (arriba) se pueden ver dos magnetogramas obtenidos el 26 y el 27 de octubre de 2003 por el MDI (Scherrer et al. 1995). Los mismos han sido rotados diferencialmente a la imagen del 27 de octubre de las 07:59 UT. En el primero se pone en evidencia la aparición de un bipolo parásito (indicado por la flecha), cuya polaridad negativa da origen a la formación de un "puente" negativo entre la polaridad positiva al norte y la positiva principal al sur. El magnetograma de la derecha muestra al bipolo ya evolucionado. Debajo se

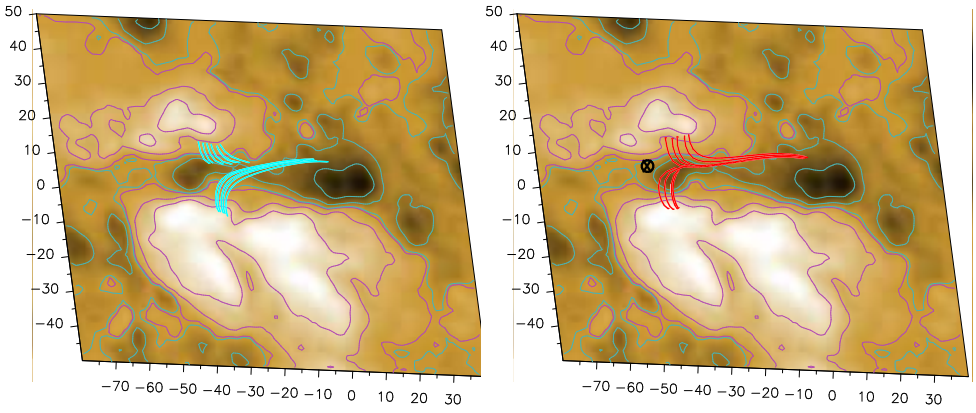


Figura 2. *Izquierda:* Magnetograma del MDI con contornos de ± (50, 600, 1400)G.En escala de marrones se muestra el campo magnético saturado entre ± 2500 G. Las líneas en azul representarían la conectividad del campo en la baja corona, antes de reconectarse en las vecindades del punto nulo. *Derecha*: El mismo magnetograma de la izquierda. En rojo se muestran las líneas reconectadas en la vecindad del punto nulo ($\otimes$ en la figura). La forma de estas líneas concuerda con la de los arcos brillantes del EIT y sus bases yacen en los núcleos del HASTA. Los ejes están expresados en Mm y la imagen corresponde al punto de vista del observador.

observa una imagen del HASTA (Fernández Borda et al. 2002) obtenida durante el máximo en rayos X blandos de la fulguración, según el Solar Geophysical Data. Se pueden apreciar tres núcleos de emisión principales: dos elongados hacia el oeste (1 y 2) y uno (3) compacto al sur de ambos. El cuarto núcleo es compacto y está ubicado hacia el noreste del núcleo 1. La imagen del EIT (Delaboudinière et al. 1995), a la derecha, muestra los arcos brillantes en la baja corona en 171Å; los arcos se encuentran entre los núcleos de emisión en Hα del HASTA.

Usando como condición de contorno el magnetograma longitudinal de las 12:47:03 UT del MDI, modelamos el campo magnético coronal $\boldsymbol{B}$ utilizando un modelo lineal libre de fuerzas ($\nabla \times \boldsymbol{B} = \alpha \boldsymbol{B}$). El grado de torsión del campo (o sea, el valor de α) se determina siguiendo un proceso iterativo en el que se comparan las líneas de campo magnético calculadas con los arcos del EIT, y se va variando α hasta que la distancia entre el arco observado y la línea calculada sea mínima. El valor de α que mejor representa a los arcos del EIT es -0.012 Mm^{-1}.

Analizamos la topología del campo magnético en la región donde ocurrió la fulguración y encontramos que existe un punto de campo magnético nulo en la posición $(x, y, z) = (-52., 6.5, 0.7)$Mm (ver Fig.2 derecha) en coordenadas locales, x es la coordenada en la dirección este-oeste, y en la dirección norte-sur y z es ortogonal a la fotósfera. Nótese que la Figura 2 corresponde al punto de vista del observador (proyección que tiene en cuenta la posición de la región en el disco solar). La posición del punto nulo se calcula de acuerdo a Démoulin et al. 1994. Las líneas de campo de esta figura han sido trazadas comenzando en puntos en las cercanías del nulo (en la corona) e integrando desde esos puntos en ambas direcciones. La forma de estas líneas concuerda

con la de los arcos brillantes del EIT. Teniendo en cuenta que, en general, los modelos de reconección (Priest & Forbes 2000) predicen que ésta ocurre en zonas con puntos de campo nulo, inferimos que la fulguración que analizamos pudo haberse originado por reconección en la vecindad del nulo encontrado. Éste aparece al emerger el bipolo parásito en presencia del campo preexistente.
Las líneas de campo de la Figura 2 (izquierda) tienen sus bases en las cercanías de los tres núcleos numerados en la Figura 1 del HASTA. Estos son: el 2 sobre la polaridad negativa, el 3 sobre la polaridad positiva principal sur y el 1 al este. Este último núcleo probablemente esté formado por dos abrillantamientos: uno sobre la polaridad positiva y otro sobre la lengua negativa, que no aparecen resueltos en las imágenes del HASTA. El cuarto núcleo ubicado más al este, sobre la polaridad positiva norte, no parece ser parte de la fulguración analizada. Hemos graficado las curvas de luz de todos los núcleos a lo largo de la fulguración M6.7 y encontramos un comportamiento común entre los núcleos 1, 2 y 3, mencionados anteriormente (es decir, la intensidad en Hα sube, alcanza el máximo y baja de manera similar en los tres). Sin embargo, ésto no ocurre en el núcleo compacto al este; en este caso, la intensidad se mantiene aproximadamente constante durante la fase impulsiva de la fulguración.

Conclusiones

Para el estudio de la fulguración del 27 de octubre de 2003 contamos con datos en distintas longitudes de onda: magnetogramas, EUV y Hα. En este caso, encontramos la presencia de un punto de campo magnético nulo en la corona, esta zona es propicia para que el campo se reconecte. Este punto aparece por emergencia de un bipolo parásito. El proceso de reconección ocurriría entre líneas pertenecientes a este bipolo y el campo preexistente. El estudio de la topología del campo en las cercanías del punto nulo nos permiten explicar la emisión observada por el EIT y la presencia de tres (uno de los cuales probablemente sea doble) de los cuatro núcleos de emisión observados por el HASTA. Nos proponemos procesar y analizar imágenes del HASTA y EIT anteriores a la fulguración para, con ayuda del modelo del campo, determinar el origen del núcleo del HASTA ubicado sobre la polaridad positiva al este.

Referencias

Démoulin P. et al. 1994, Astron. Astrophys., 285, 1023.
Démoulin P. et al. 1997, Astron. Astrophys., 325, 305.
Delaboudinière J. et al. 1995, Sol. Phys., 162, 291.
Fernández Borda R. et al. 2002, Sol. Phys., 206, 347.
Mandrini C. et al. 1997, Sol. Phys., 174, 229.
Priest E.& Démoulin P. 2000, Magnetic Reconnection, Cambridge Univ. Press.
Scherrer P. H. et al. 1995, Sol. Phys., 162, 129

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Observations of an X1.2 flare at submillimeter wavelenghts

G. Cristiani[1], C. G. Giménez de Castro[2], C. H. Mandrini[1], M. G. Rovira[1] and P. Kaufmann[2]
[1]*Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires-Argentina*
[2]*Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie, São Paulo-Brazil*

Abstract. We analyze the solar event on October 30, 2004, that ocurred in active region (AR) 10691 (N13W18) at 11:38 UT. High time resolution observations at 212 GHz obtained with the Submillimeter Solar Telescope (SST) showed a very impulsive event (∼1500 s.f.u.), followed by a long-lasting thermal phase. The burst was also observed at 405 GHz, the second observational frequency of SST. We combine SST data with the observations of the Radio Solar Telescope Network (RSTN) to determine the radio spectrum. This spectral analysis does not allow us to infer the presence of the THz component seen by Kaufmann et al (2004). EUV images from the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (SoHO/EIT) are used to identify the possible emitting sources. Assuming that the origin of the emission during the impulsive phase is gyrosynchrotron radiation from mildly relatisvistic electrons, we derive the parameters of the accelerated electrons and emitting source.
Resumen. Analizamos el evento del 30 de octubre de 2004, el cual ocurrió en la región activa (AR) 10691 (N13 W18) a las 11:38 TU. Las observaciones de alta resolución temporal en 212 GHz del Solar Submillimeter Telescope (SST) mostraron un evento impulsivo muy intenso (∼1500 u.f.s.), seguido por una fase térmica prolongada. También se detectó emisión por encima del nivel de ruido en 405 GHz, la segunda frecuencia obsevacional del SST. Con datos del Radio Solar Telescope Network (RSTN) realizamos un análisis espectral en radio, el cual no permite inferir la presencia de la componente de THz observada en otros eventos por Kaufmann et al. (2004). Con imágenes del Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (SoHO/EIT) identificamos las posibles fuentes emisoras. Considerando que la emisión durante la fase impulsiva se origina en la radiación girosincrotrónica de electrones medianamente relativistas, derivamos los parámetros que caracterizan a los electrones que producen la emisión y a la fuente emisora.

Introduction

The main emission mechanisms at submillimetric and millimetric wavelengths during solar flares are gyrosynchrotron and thermal bremsstrahlung (Kundu et al. 1990). The electronic gyrofrequency is associated with the magnetic field intensity via the relation $\nu_e = e\,B/(2\pi m_e c)$. Considering that 1000 G are the strongest magnetic fields ever observed in the solar corona (White et al. 1991) and, taking account that relativistic particles mainly emit in the γ^3 harmonic, with γ the Lorentz factor, we easily find for the electrons responsible of submillimetric emission an energy $E \geq 1.5$ Mev. These electrons also produce hard X-ray/gamma-ray continua through thick target non-thermal bremsstrahlung. Due to the low sensitivity of gamma-ray detectors, high energy observations have only been obtained for the most intense flares, with a large number of high energy electrons. The radio emission in the mm/submm domain depends not only on the number of electrons, but also increases with the magnetic field strength. Then, radio observations at these wavelengths in principle allow us to investigate the electron acceleration up to relativistic energies in weak flares.
In this work we present observations registered by the Solar Submillimeter Telescope (SST) of the solar flare that ocurred on October 30, 2004. We complement our observations with data from RSTN and images from EIT.

Submillimetric data calibration

SST (Kaufmann et al. 2000) operates simultaneously at 212 and 405 GHz with a time resolution of 5 ms. The focal system consists of four receivers at 212 GHz and two at 405 GHz, which produce a cluster of four beams (three at 212 and one at 405 GHz) partially superposed at half power beam width (HPBW). When an event is detected in the three 212 GHz beams, we can determine the location of the emitting centroid and the flux density at 212 and 405 GHz, using the multiple beam technique (Giménez de Castro et al. 1999). Previous steps are needed before using that technique, like conversion of raw data to antenna temperatures and, later, correction for atmospheric attenuation.
Unfortunately, the event was observed with only one beam at 212 GHz, so it is not possible to use the multiple beam technique. Nevertheless, assuming that the radio source location is coincident with the EUV source, observed in EIT images at 195 Å, we can compute flux densities at 212 and 405 GHz from corrected antenna temperatures, using (Krauss 1980):

$$F = \frac{2k_B T_{ant}}{A_{ef}} \tag{1}$$

where k_B is the Boltzmann constant and A_{ef} is the effective area of the antenna. The spatial coincidence between the radio and EUV sources is guaranteed by the very similar temporal profiles in both frequencies. Eq (1) is only valid if the source is much smaller than the beam size (4'), the hypothesis is also justified from the brightness distribution in the EUV images. We also take into account

main-lobe attenuation due to misalignment, using the following factors, which are obtained considering a gaussian shape for the beams (see Costa et al. 2002):

$$212 \text{ GHz factor: } exp\left[\frac{d_2^2\, ln(256)}{2\, HPBW_{212}^2}\right] \tag{2}$$

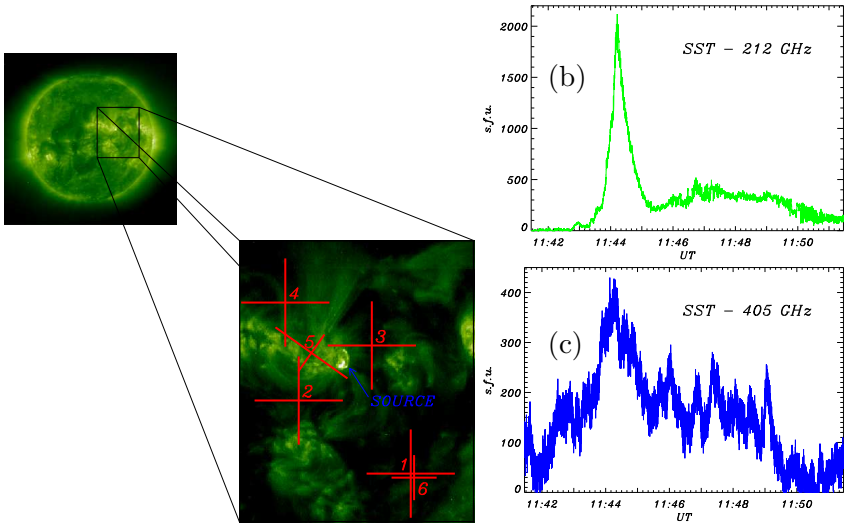


Figura 1. a) Locations of SST beams with respect to the EIT source. b) Flux density at 212 GHz. c) Flux density at 405 GHz.

$$405 \text{ GHz factor: } exp\left\{\left[\frac{d_{5A}^2}{2\, HPBW_{405A}^2} + \frac{d_{5B}^2}{2\, HPBW_{405B}^2}\right]\, ln(256)\right\} \tag{3}$$

where d_2 is the distance from the source to the center of beam 2, and d_A and d_B are the projected source distances on the beam 5 axes (beam 5 has an elliptical gaussian shape, see Fig. 1a). After corrections, we obtain the flux density profiles showed in Fig. 1b and Fig. 1c.

Spectral analysis

We complement the submillimetric data with microwave observations obtained by RSTN, with a time resolution of 1 s. Microwave emission also showed a remarkable enhancement at 11:44 UT, as can be observed in Fig. 2a, where we show RSTN observations at 1.415, 2.695, 4.995, 8.8 y 15.4 GHz. From Fig. 2b, we can see that the flux density grows with frequency during the impulsive phase, showing that the turnover frequency is above 15.4 GHz. We assume that emission around the peak has gyrosynchrotron origin as it is usual for this

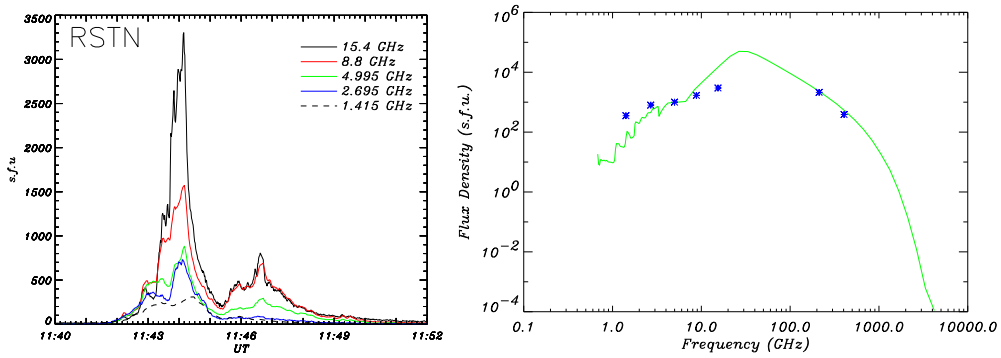


Figura 2. Left: Flux density at 1.415 GHz, 2.695 GHz, 4.995 GHz, 8.8 GHz and 15.4 GHz. Right: Spectrum calculated using Ramaty's code (solid curve) with observational fitted data (stars).

spectral range. To determine the parameters of the emitting electrons we use Ramaty's code (Ramaty et al. 1994) and model the gyrosynchrotron emission. This code takes into account gyrosynchrotron emission and absorption. We assume that the number density of the accelerated electrons is properly described by a power law

$$N(E) = K\,E^{-\delta} \qquad (4)$$

in an energy range $E_{min} < E < E_{max}$. The determination of the cutoff energies gives clues about mechanisms of acceleration (Holman 2003). A good fit to the flux data can be achieved with B=160-200 G, 0.15 Mev $< E <$ 10 Mev, $\delta = 3.9$ and a source size of 20", that agrees with the one observed in EIT images.

Conclusions

The main results of this study can be summarized as follows: *i)* The event showed an impulsive phase and a long lasting phase, probably of thermal origin. *ii)* The EIT images at 195 Å showed an intensity enhancement in good agreement with the observations at mm/submm wavelengths. *iii)* An acceptable data fit is achieved with a spectral electronic index $\delta = 3.9$. Theoretically the turnover frequency during the exponencial growth is ∼30 GHz. *iv)* The submillimetric spectrum does not show the so-called THz component, observed by Kaufmann et al. (2004) and Lüthi et al. (2004).

As a future work we will analyze the thermal phase comparing submillimeter flux data with free-free emission of an isothermal source, using the Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) data in soft X-rays to compute temperature and emission measure. We will also compute the coronal magnetic field under the linear force-free field assumption, using magnetograms from the Michelson Doppler Imager (MDI) on board SoHO.

References

Costa, J.E.R., Silva, A.V.R., Lüdi, A., Magun, A., 2002, A&A, 387,1153.

Giménez de Castro, C.G., Raulin, J.-P., Makhmutov, V.S., Kaufmann, P., Costa, J.E.R., 1999, A&A Sup. Ser., 140, 373.

Holman, G.D., 2003, ApJ, 586, 606-616.

Kaufmann, P., Raulin, J., Giménez de Castro, C., et al., 2004, ApJ, 603, L121.

Krauss, J.D., 1980, *Radio Astronomy, Cygnus Quasar Books*, p 42.

Kundu, M.R., White, S.M., Gopalswamy, N., Bieging, J.H., Hurford, G.J., 1990, ApJ, 358, 69.

Lüthi, T., Lüdi, A., Magun, A., 2004, A&A, 420, 361.

Ramaty, R.,Schwartz, R.A., Enome, S., Nakajima, H., 1994, ApJ, 436, 941.

White, S.M., Kundu, M.R., Gopalswamy, N., 1991, ApJ, 366, 43.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Study of an expanding magnetic cloud

María Soledad Nakwacki[1] (sole@iafe.uba.ar), Sergio Dasso[1,2], Cristina Hemilse Mandrini[1] and Pascal Démoulin[4]
1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), UBA-CONICET, Buenos Aires, Argentina
2) Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA
3) Observatoire du Paris, LESIA, Paris, Francia

Abstract. Magnetic Clouds (MCs) transport into the interplanetary medium the magnetic flux and helicity released in coronal mass ejections by the Sun. At 1 AU from the Sun, MCs are generally modelled as static flux ropes. However, the velocity profile of some MCs presents signatures of expansion. We analise here the magnetic structure of an expanding magnetic cloud observed by Wind spacecraft. We consider a dynamical model, based on a self-similar behaviour for the cloud's radial velocity. We assume a free expansion for the cloud, and a cylindrical linear force free field (i.e., the Lundquist's field) as the initial condition for its magnetic configuration. We derive theoretical expressions for the magnetic flux across a surface perpendicular to the cloud axis, for the magnetic helicity and magnetic energy per unit length along the tube using the self-similar model. Finally, we compute these magnitudes with the fitted parameters.
Resumen. Las nubes magnéticas (NMs) transportan el flujo y la helicidad magnética expulsados desde el Sol en las eyecciones de masa coronal. A distancias de 1 UA respecto del Sol, las NMs son modeladas, generalmente, como tubos de flujo estáticos. Sin embargo, algunas NMs presentan un perfil de velocidades con signos de expansión. En este trabajo analizamos la estructura magnética de una NM en expansión, observada por la sonda Wind. Consideramos un modelo dinámico que supone un comportamiento autosimilar para la componente radial de la velocidad del plasma (en un sistema de coordenadas cilíndrico, centrado y solidario al eje de la nube). El modelo usado supone una expansión libre y un campo magnético cilíndrico, con una configuración inicial libre de fuerzas lineal (i.e., campo de Lundquist). Derivamos expresiones teóricas para el flujo magnético a través de una superficie perpendicular al eje de la nube, para la helicidad y la energía magnética, ambas por unidad de longitud a lo largo del cilindro. Finalmente evaluamos estas magnitudes con los parámetros ajustados.

Introducción

Las nubes magnéticas (NMs) son estructuras de plasma que transportan campo magnético ($\bar{B}$) a través del viento solar. Son un subconjunto de la eyecciones de masa solares, cuyas características principales son: (i) un campo magnético intenso, (ii) una marcada rotación del mismo y (iii) una baja temperatura de protones. Típicamente, estas nubes tienen un β (cociente entre la presión cinética y magnética) pequeño, y por lo tanto, como mostró Lundquist (1950), pueden ser modeladas por campos magnéticos libres de fuerzas ($\bar{\nabla} \times \bar{B} = \alpha \bar{B}$). Considerando que α es constante en un cilindro con sección circular de radio constante, se llega a la solución de Lundquist. **En este trabajo analizamos una nube en expansión radial, consideramos que dicha expansión es libre y autosimilar, y requerimos que la estructura magnética satisfaga $\bar{\nabla} \times \bar{B} = \alpha \bar{B}$ en algún instante que se determina mediante el ajuste de las observaciones.** El propósito de esta contribución es calcular magnitudes relevantes usando ambos modelos y comparar sus resultados.

Modelos. Observaciones. Resultados

Consideramos dos modelos: un modelo lineal libre de fuerzas con α constante cuya solución es la de Lundquist (1950) (ver Ecs. en Dasso et al. 2003), y un modelo autosimilar. En el caso del modelo autosimilar, se considera una NM que se traslada con velocidad constante y que se expande de manera autosimilar, tomando como condición inicial la solución de Lundquist. Las ecuaciones en este modelo pueden ser vistas en Nakwacki et al. (2005).

En esta sección analizamos la nube magnética observada por Wind entre el 7 de enero de 1998 a las 3:18 UT y el 8 de enero de 1998 a las 8:18 UT. Analizamos el perfil de velocidad de la NM en la dirección Tierra-Sol (componente $\hat{X}_{GSE}$ en el Geocentric Solar Ecliptic system o GSE) (ver panel superior de la Figura 1). Antes de entrar en la NM, la magnitud de la velocidad aumenta; luego de abandonarla es prácticamente constante; y en la zona de la nube se observa un perfil de expansión que se ajustó linealmente.

Aplicamos el método de varianza mínima (Sonnerup et al. (1998)) para obtener la orientación de la NM, eligiendo $\hat{Z}_{Nube}$ como su eje, $\hat{X}_{Nube}$ en la dirección radial cuando la sonda abandona la NM y $\hat{Y}_{Nube}$ en la dirección $\hat{\phi}$ (sistema de coordenadas cilíndricas solidario a la nube). A partir de esta orientación obtenemos las componentes del campo magnético y de la velocidad en el sistema de coordenadas de la NM. Suponemos que se expande y que se traslada con una velocidad constante ($V_s = - < Vx_{Nube} >$) (ver Ec. 1). Usando una rutina de ajuste obtenemos el valor de R_0 y T_0 (radio inicial y tiempo de vida de la NM, respectivamente) de la Ec. 1 y de las observaciones de Vx_{Nube}.

$$Vx_{Nube} - V_s = \frac{V_s t - R_0}{t + T_0} \tag{1}$$

El tiempo de vida resulta $T_0 = 6.5$ días. También obtenemos el radio final de la nube que corresponde al momento en el cual Wind la abandona. De aplicar

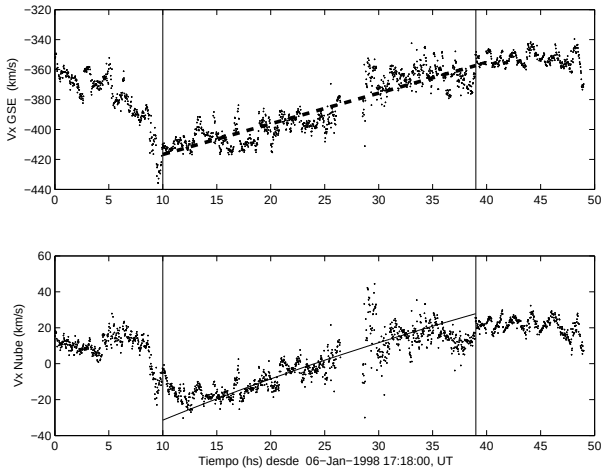


Figura 1. Observaciones (puntos) y ajuste (línea llena) de perfiles de velocidades: $V_{x_{GSE}}$ (panel superior) y $V_{x_{Nube}}$ (panel inferior).

el modelo con radio constante obtenemos el radio estático. Los valores pueden observarse en la Tabla 1.

Tabla 1
Radios expresados en UA

$R_{estático}$	$R_{inicial}$	R_{final}
0.1124	0.1089	0.1308

Tabla 2
Magnitudes globales (1^{ra} fila: modelo *estático*; 2^{da} fila: valores iniciales y 3^{ra} fila: valores finales del modelo *dinámico*).

Modelo	$\frac{H_r}{L}$ $_{nT^2AU^3}$	$\frac{E_m}{L}$ $_{nT^2AU^2}$	Φ_z $_{nTAU^2}$
Estático	-0.442	0.382	0.414
Dinámico Inicial	-0.534	0.471	0.413
Dinámico Final	-0.534	0.398	0.413

En la Figura 2 (panel derecho) se muestra la componente del campo en la dirección $\hat{Z}_{Nube}$ (B_z). Antes de que Wind empiece a atravesarla se observan bajos valores de B_z, mientras que cuando Wind está adentro de la NM, B_z tiene el comportamiento esperado. Sin embargo, no es simétrico con respecto al eje de la nube. En el panel izquierdo de la Figura 2 se observa la componente B_ϕ que muestra el comportamiento esperado: una rotación de $\bar{B}$ que se refleja en valores positivos de B_ϕ al comienzo y negativos al final.
Para ambas componentes del campo magnético de la NM se observa que el ajuste dinámico representa mejor la estructura magnética de la misma, ya que reproduce la asimetría observada en B_z (con perfil no centrado en el tiempo) y en B_ϕ (cuya amplitud decae en el tiempo). Este comportamiento no puede ser descripto por el modelo estático.

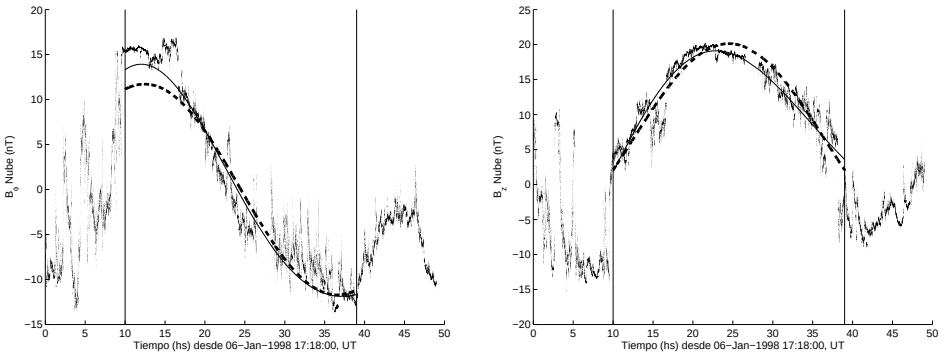


Figura 2. *Izquierda:* Modelos estático (línea de rayas) y dinámico (línea llena), y observaciones (símbolos) de B_ϕ. *Derecha:* Idem panel izquierdo, pero para B_z.

Finalmente, obtenemos las magnitudes globales $\frac{H_r}{L}$ (helicidad relativa por unidad de longitud), $\frac{E_m}{L}$ (energía magnética por unidad de longitud), y Φ_z (flujo en la dirección $\hat{Z}_{Nube}$) (ver Tabla 2).

Conclusiones

Presentamos una comparación entre dos modelos para observaciones de una nube magnética particular. Uno de ellos corresponde a la solución de Lundquist, mientras que el otro contempla la expansión autosimilar de la estructura.
Cuantificamos algunas magnitudes globales como son la energía magnética, la helicidad y el flujo, y encontramos: (a) un cambio en la helicidad relativa de 19% (comparando el modelo estático y dinámico), y un cambio en el flujo menor al 0.5%; (b) un decaimiento de la energía magnética $\approx 17\%$ (entre el radio inicial y final en el modelo dinámico); y (c) una expansión del radio de 20%.
El modelo dinámico representa mejor los datos observados ya que permite ajustar un perfil asimétrico de las componentes del campo debido a la expansión.

References

Dasso S., Mandrini C.H., Démoulin P., Farrugia C.J., J. Geophys. Res. 108, 1362-1368, 2003

Klein L., Burlaga L.F., J. Geophys. Res. 87, 613-624, 1982

Lundquist S., Ark. Phys. 2, 361-365, 1950

Nakwacki M.S., Dasso S., Mandrini C.H., Démoulin P., Proc. Solar Wind 11 - SOHO 16, ESA SP-592, 629-632, 2005.

Sonnerup B.U.O., Scheible M., Analisys methods for multispacecraft data, Kluwer Academic Press, 1998

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Cinemática de dos CMEs observadas en diferentes longitudes de onda en la baja corona.

Gabriel Hernán Paissan
IAFE, CONICET-UBA, Bs.As., Argentina, paissan@cab.cnea.gov.ar
Marta Graciela Rovira
IAFE, CONICET-UBA, Bs.As., Argentina, rovira@iafe.uba.ar
Guillermo Stenborg
NASA, Goddard Space Flight Center, Washington , USA

Abstract. We present the kinematical evolution and theoretical interpretation of two dynamical events observed in the low corona (1.05 to 2 $R_\odot$) by the MICA (Mirror Coronagraph for Argentina) telescope in the green coronal line at 5303 $\AA$. They occurred on March 22 and January 21, 2002. White light coronagraph images obtained by the LASCO C2 and C3 instruments on board SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) helped to track the events farther out in the corona. Their correlation with signatures at chromospheric and transition region altitudes is analyzed with the help of i) Hα images from the HASTA (Hα Solar Telescope for Argentina) instrument, and ii) EUV emission line images from EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) on board SOHO. The first event is an impulsive event related to an M1.6 class X-ray flare with an associated CME, while the other one has the characteristics of the so-called gradual events, which are normally associated to a filament eruption. Both the kinematic pattern and over all morphology of the events seem to be in agreement with the theoretical models of emerging flux ropes by Chen (1996), and Chen & Shibata (2000).

Resumen. Presentamos el análisis cinemático de dos eyecciones coronales de masa (CME por sus siglas en inglés) observadas en la baja corona por el coronógrafo MICA (entre 1.05 y 2.0 $R_\odot$) y seguidas en la alta corona (entre 2 y 30 $R_\odot$) por los instrumentos LASCO C2 y C3. Una de ellas está asociada a una fulguración solar, mientras que la otra está relacionada con la eyección de un filamento. El patrón cinemático registrado en tiempos cercanos al disparo de los eventos muestra en cada caso una diferencia cualitativa que varía según el tipo de fenómeno asociado a cada erupción. De acuerdo a esto y a las características morfológicas observadas se encuentra una buena correspondencia con los modelos de emergencia de tubos de flujo de Chen (1996) y Chen & Shibata (2000).

Introducción

Investigaciones recientes muestran que los patrones cinemáticos de las CMEs dependen fuertemente de la altitud (Gopalswamy et al. 2001; Shanmugaraju et al. 2003). Zhang et al. (2003) sugieren que la fase de aceleración impulsiva de las CMEs asociadas con fulguraciones coincide con la fase impulsiva de la fulguración, y que la mayor parte de la aceleración tiene lugar antes de los 4 $R_{\odot}$. Las CMEs suelen clasificarse según su patrón de aceleración: i) gradualmente aceleradas, e ii) impulsivamente aceleradas. Las primeras se encuentran normalmente asociadas a protuberancias, mientras que las segundas a fulguraciones. La caracterización cinemática y morfológica de dichos eventos es de suma importancia para predecir lo que se ha dado en llamar "el clima espacial" ya que la extensión angular del evento y su velocidad, entre otros, son dos de los parámetros fundamentales que parecen estar íntimamente relacionados con la generación de frentes de choque, aceleración de partículas energéticas y finalmente perturbaciones geomagnéticas. Mas aún, conocer dichas características y su evolución en el espacio y tiempo ayudaría a probar los distintos modelos de CMEs en existencia y entender mejor los mecanismos físicos involucrados.

Observaciones.

Las observaciones de los fenómenos en la baja corona provienen de datos de los instrumentos germano-argentinos HASTA (Bagalá et al., 1999) y MICA (Stenborg et al., 1999). HASTA observa en la línea Hα del hidrógeno a 6563 $\mathring{A}$. MICA observa la emisión conocida como línea verde coronal Fe XIV a 5303 $\mathring{A}$. Los pasos para procesar los datos del MICA se pueden ver en (Costa & Stenborg, 2004). Los eventos estudiados ocurrieron el 22 de marzo de 2002 y el 21 de enero de 2002. A continuación se da una breve descripción de los mismos.

1. Evento del 22 de marzo de 2002.

El evento del 22 de marzo fue un evento complejo. En el C2 se pudieron ver evidencias de dos fenómenos eruptivos. El primero apareció en el C2 a las 11:06 UT surgiendo por encima del limbo oeste. El segundo comienza a ser observado a las 12:30 UT propagándose en la misma dirección proyectada en el plano del cielo. Las velocidades medias de los correspondientes frentes fueron de $\approx$ 1775 $km\ s^{-1}$ y 980 $km\ s^{-1}$, respectivamente. El satélite GOES registró una fulguración M1.6 en rayos X entre las 10:12 - 11:52 UT con un pico de emisión a las 11:14 UT (puede verse el registro en $http://www.lmsal.com/SXT/$). El MICA comenzó a observar ese día a las 11:27 UT cuando el primer evento ya había comenzado, tomando imágenes del segundo (ver Fig. 1) entre las 11:40 - 11:55 UT. Las imágenes obtenidas con el HASTA (ver Fig. 1), correlacionadas temporal y espacialmente con los otros instrumentos, dan cuenta de que este segundo evento consistió en la eyección de una protuberancia.

2. Evento del 21 de enero de 2002.

El telescopio MICA comenzó a observar el evento a las 14:07 UT, pudiendo ser seguido hasta las 15:30 UT aproximadamente. El evento se desarrolla en el C2 a

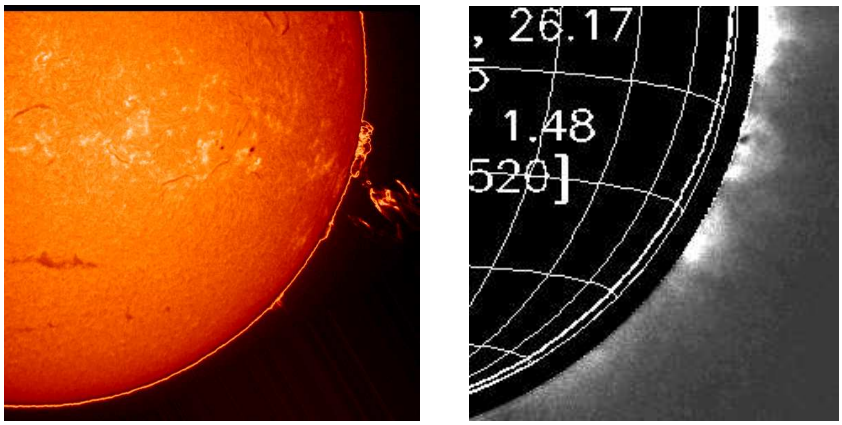


Figura 1. *Izquierda,* Imágen en Hα tomada por el HASTA de la eyección de la protuberancia en el evento del 22 de marzo; en la vecindad pueden apreciarse los arcos posfulguración. *Derecha,* Imágen complementaria del mismo evento, tomada por el MICA en la línea del Fe XIV, cuando ha comenzado la eyección de la protuberancia.

partir de las 15:06 UT como un frente brillante al que le sigue una cavidad oscura con un núcleo central. La velocidad media calculada del frente externo resultó ser de unos 520 $km\ s^{-1}$. HASTA muestra la erupción de un filamento alrededor de las 13:41 UT. Por otro lado, las imágenes tomadas por el EIT muestran la desestabilización previa del filamento y su posterior eyección alrededor de las 13:13 UT. El GOES no registró una actividad significativa en rayos X durante el tiempo que duró el evento.

Discusión y conclusiones.

La disponibilidad de los telescopios HASTA y MICA nos permite estudiar con datos propios la evolución desde sus comienzos de fenómenos dinámicos. Ellos son el complemento ideal para las observaciones obtenidas con EIT y LASCO abordo del SOHO. Hemos caracterizado al evento del 22 de marzo como una CME impulsiva asociada con una fulguración, y a la del 21 de enero como una CME gradual relacionada con la eyección de una protuberancia. Los datos fueron obtenidos por el método "*point-and-click*" siguiendo la trayectoria de la cima de la protuberancia o el borde frontal. De ésta manera los errores esperados en las posiciones para el MICA son menores que ± 4 píxeles. Dichas incertezas representan nuestra mejor estimación de los errores, basados en la dificultad para identificar características en cada imágen. Valga la aclaración, las mediciones fueron hechas en el campo de visión de los instrumentos, por lo que las velocidades corresponden a las proyectadas en el plano del cielo. El primer evento muestra un evolución exponencial en la baja corona (ver Fig. 2) y un comportamiento aproximadamente lineal en la alta corona. Esto coincide con el perfil observado para las CMEs asociadas a fulguraciones (Shanmugaraju et al., 2003). *Space Weather* (www.spaceweather.com) reportó que dicho evento produjo actividad geomagnética el 24 de marzo de 2002 a diferencia de la del

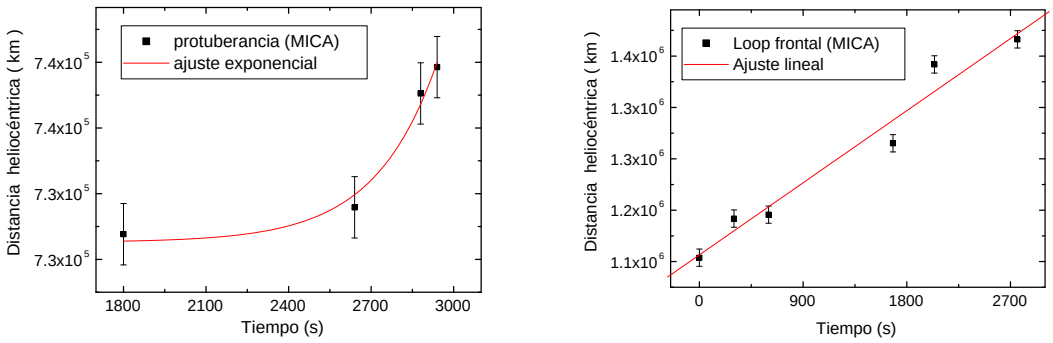


Figura 2. *Izquierda:* Altura vs. tiempo que muestra los perfiles cinemáticos de las CMEs en la baja corona (1-2 $R_{\odot}$) para el 22 de marzo. *Derecha:* Idem para el evento del 21 de enero. Las líneas sólidas corresponden a los ajustes: exponencial para el primero y lineal para el segundo. Los símbolos son los datos medidos con sus respectivas barras de error.

21 de enero, que no interactuó con la magnetósfera terrestre. En los eventos estudiados las imágenes coronográficas desde MICA hasta la serie de los LASCO, muestran la posible existencia de una conexión permanente con el Sol. La estructura tripartita (borde frontal, cavidad oscura y núcleo) en los eventos, denota la existencia de tubos de flujo magnéticos. La relación de aspecto entre la distancia heliocéntrica respecto de la expansión lateral del bucle frontal para la CME del 21 de enero mostró un pico al comienzo del evento. Este resultado se interpreta como evidencia de la inyección de flujo magnético en el modelo de Chen (2001). A diferencia de lo ocurrido en la CME asociada a la fulguración, el perfil cinemático en este otro evento muestra un comportamiento aproximadamente lineal desde su inicio (ver Fig. 2). En $http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/$ puede observarse el cuadro completo de la evolución de las CMEs en la alta corona. El crecimiento exponencial para el evento del 22 de marzo indica la existencia de una fase impulsiva. En el modelo de Chen & Shibata (2000) sugieren que CMEs y fulguraciones pueden estar acopladas unas a otras y que fenómenos de reconexión pueden ser favorecidos por la emergencia de flujo, inestabilizar el tubo y llevar a la formación de una hoja de corriente debajo del mismo y, que la subsiguiente reconexión rápida en la hoja dispare la erupción de la CME y de la fulguración. En este escenario es que enmarcamos a la CME del 22 de marzo.

Referencias

Bagalá, et al. *ESA-SP* **448** (1999) 469.
Chen, J., and K. Shibata *ApJ* **545** (2000) 524.
Chen, J., *J. Geophys. Res.* **101** (1996) 27499.
Costa, A. and Stenborg, G. *Sol. Phys.* **222** (2004) 229

Golpaswamy, et al. *J. Geophys. Res.* **106** A12 (2001a) 29219.
Shanmugaraju A., et al. *Sol. Phys.* **215** (2003) 161.
Stenborg, G. *Space S* **87** (1999) 307.
Zhang, J. et al. *ApJ* **582** (2003) 520.

ASTROFÍSICA ESTELAR

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Eta Carinae

Zulema Abraham
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, PO Box 3386, 01060-970, São Paulo, Brazil

Abstract. Even after more than a century of intensive studies, little is known about η Carinae as a star. Its high luminosity and the observed episodes of mass ejection suggest that it is a LBV (Luminous Blue Variable) star. Periodicities in the historical light curve and in the radial velocity of the recombination lines are strong indication of the binary nature of the system, although the characteristics of the sharp dip in the light curve are typical of shell-like events. The periodicity and dips in the light curves are found at all wavelengths, from radio to X-rays. The strong X-ray emission at 2-10 keV is also easy to explain in a binary system, if it is produced by wind-wind collisions. However, the duration and magnitude of the dip depend strongly on the wind and orbital parameters. The continuum radio emission is due to free-free emission from an almost edge-on disk, its internal density, close to 10^7 cm^{-3} produce maser emission in the H recombination lines. The periodic dips can be explained by the recombination of the ionized plasma, when the UV ionizing photons cannot reach the disk. In June 2003 occurred the last low excitation event in Eta Carina, and a large number of closely spaced data became available. I will review the contribution that these data brought to our understanding of the physical and orbital parameters of the binary system.

Resumen. Aún después de más de cien años de estudios intensivos poco se conoce sobre la estrella η Carinae. Su alta luminosidad y sus episodios de eyección de masa sugieren que es una Variable Azul Luminosa. Las periodicidades en la curva de luz histórica y en la velocidad radial son fuertes indicadores de la naturaleza binaria del sistema, si bien las características de los mínimos en su curva de luz son típicas de eventos de tipo "cáscara". En todas las longitudes de onda se observan mínimos y periodicidad, desde ondas de radio hasta rayos X. La fuerte emisión de 2 a 10 keV tambin es fácil de explicar en un sistema binario, si es producida por colisiones entre dos vientos. Sin embargo, la duración y magnitud del mínimo depende en gran medida de las características del viento y de los parámetros orbitales. La emisión en el continuo de radio es producida por emisión libre-libre en un disco visto casi de canto; su densidad interna, cercana a 10^7 cm^{-3}, produce emisión máser en líneas de recombinación del hidrógeno. Los mínimos periódicos pueden ser explicados por la recombinación del plasma ionizado, cuando los fotones UV ionizantes no pueden alcanzar el disco.

En junio de 2003 ocurrió el último de los eventos de alta excitación en η Carina, y se hizo público un gran número de datos. Resumiré la contribución que estos datos trajeron a nuestro entendimiento de los parámetros físicos y orbitales de η Carinae.

Introduction

η Carinae is a variable star that underwent a series of mass ejection episodes, the most dramatic occurred around 1840, when the star ejected large amounts of material that formed an expanding nebula: the Homunculus. Variable emission from the star and its surrounding was detected at wavelengths ranging from radio to X-rays, and a 5.52 years periodicity in the high excitation lines was found by Damineli (1996). Subsequent events in 1998.9 and 2003.5 confirmed the periodicity (Fernández Lajús et al. 2003, van Genderen et al. 2003, Whitelock et al. 2004, Corcoran 2005, Abraham et al. 2005a). Damineli, Conti & Lopes (1997) suggested the existence of a binary companion star, although the spectroscopic events could be better explained by episodes of shell ejection, making the binary hypothesis controversial (Zanella, Wolf & Stahl 1984, Davidson et al. 2000). This review is divided in five parts, the first concentrates in the star itself and its wind, the second addresses the expanding Homunculus, the third describes the observed 5.52 year periodicity at all wavelengths, the fourth confronts the binary hypothesis with the shell ejection events and discuss a solution to this controversy and the fifth describes our knowledge about the orbital parameters of the binary system.

η Carinae as a star

The evolutionary state of the star η Carinae is only speculative, since no photospheric lines are visible in its spectrum, which is completely dominated by the surrounding strong wind. According to its bolometric luminosity (5×10^6 $L_\odot$, van Genderen & Thè 1984), the mass of η Carinae should be larger than 120 $M_\odot$, making it the most massive star in our Galaxy. Its complete photometric light curve, starting in 1596, was compiled and discussed by several authors (e.g. van Genderen & Thé 1984, Davidson & Humphreys 1997, Humphreys, Davidson & Smith 1999, Frew 2004). Only three observations are available before 1800 and they are compatible with a very slow brightening, around magnitude $m_V \sim 3$. In 1837 occurred the "Great Eruption", a nova-like event, after which η Carinae became one of the brightest stars in the sky, with $m_V \sim 0$; it lasted until 1856, when the brightness started a fast decline, probably as a consequence of dust condensation that gave rise to the formation of the Homunculus nebula. A second and much smaller brightening event occurred in in 1887, known as the "Lesser Eruption" that lasted until 1895. Between 1900 and 1920 its brightness remained constant, at $m_V \sim 7.6$ and around 1940 started a continuous increase at a rate of about 0.030 mag yr^{-1} (Smith et al. 2000, Martin & Koppelman 2004). Superposed to the secular brightening, short term variations are also observed.

This general behavior led to the hypothesis that η Carinae is a Luminous Blue Variable (LBV) star (Conti 1984, Humphreys & Davidson 1994). This type of

stars, with masses larger than 50 $M_\odot$, are very luminous ($M_{Bol} \sim -9.6$) and undergo violent mass-loss events. During the quiescent state they lose about $10^{-4} - 10^{-5}$ $M_\odot$ yr^{-1}. In a typical eruption, they eject about 1 $M_\odot$, their photospheres expand and their temperatures decrease, but the bolometric luminosity remains constant. The exact mechanism that produces these events is still not fully understood, but it must be related to radiation pressure and/or dynamical instabilities in the outer layers, as the star evolves from the main sequence. During the outburst phase, the enhanced mass outflow leads to the formation of an extended atmosphere, the envelope expands with a velocity of 100-200 km s^{-1} and becomes very cool (7000-9000 K) and dense ($N \sim 10^{11}$ cm^{-3}). In the quiescent state, the LBV is a normal high temperature star, with $T > 15000$ K and a lower mass loss rate. Although η Carina presents similar behavior, its actual surface temperature is not known and during the large outbursts its luminosity increased in at least two magnitudes instead of remaining constant. The total mass ejected by η Carinae during the Great Eruption, which formed the Homunculus nebula, was estimated as 2.5 $M_\odot$ based on visual extinction (Davidson & Humphreys 1997). Recent measurements of the total mass of the Homunculus, obtained from IR dust emission observations, gave the much larger value of 15 $M_\odot$ (Morris et al. 1999, Smith et al. 2003). This new result, together with the fact that during the Great Eruption η Carinae reached $M_{\rm Bol} \sim -14$ mag, with a total radiated energy of about 10^{49} erg, comparable to the energy released in a supernova explosion, lead to the speculation that maybe what really occurred during this event was a supernova explosion in which the central star survived.

The spectrum of η Carinae does not show photospheric lines. When observed from the ground, with angular resolution of about 1" (Hillier et al. 1992, Damineli et al. 1998), it presents narrow permitted and forbidden emission lines (FWHM $\sim 20 - 80$ km s^{-1}), on top of much broader components (FWHM ~ 500 km s^{-1}). At optical and IR wavelengths, Hα is the strongest line, followed by HeIλ10830. Many FeII and [FeII] lines are present, as well as a group of highly excited lines of [NeIII], [FeIII], [ArIII] and [SIII]. Numerous faint lines of FeII, TiII, CrII and NI are also present. Observations from the *HubbleSpaceTelescope* (HST) allowed the extraction of the central source with ten times better resolution. Its spectrum presents mainly the broad permitted emission. Hillier et al. (2001) derived a mass loss rate of about 10^{-3} M$\odot$ yr^{-1} and solar abundances of species like Fe and Mg to within a factor of 2, N is at least a factor of 10 overabundant while C and O are depleted. The narrow lines are formed in dense condensations, known as the Weigelt blobs.

The Homunculus

η Carinae is surrounded by the Homunculus, a bipolar expanding nebula with nearly circular and hollow lobes. At visual wavelengths, the Homunculus is essentially a reflection nebula, although some intrinsic emission lines are present in its spectrum (Meaburn et al. 1987, 1993, Hillier & Allen 1992). The emission line profiles change with position and the scattered light shows P Cygni profiles in HI, HeI, FeII and the Na D lines, implying that the central object is related to P Cygni type of stars.

The Homunculus presents a patchy structure; proper motions of its components was measured by Curie et al. (1996) and Morse et al. (2001) using images obtained with the HST. The outward velocity at the poles is about 650 km s^{-1} and the tilt angle between the polar axis and the line of sight is $57^{\circ} \pm 10^{\circ}$. Assuming that the expansion velocity is ballistic, the derived ejection date was extrapolated to 1840, coincident with the Great Eruption.
Some features are also seen outside the Homunculus, they were probably ejected earlier (Walborn, Blanco & Tackerary 1978, Hillier & Allen 2001), suggesting that a number of episodic outbursts occurred before the Great Eruption. Matter inside the Homunculus, with velocity around 200 km s^{-1} and probably ejected in the 1890 eruption, was first identified by Ishibashi et al. (2003) and named the "Little Homunculus". Smith (2005) performed a Doppler tomography in the [Fe II]λ16435 line that revealed its complete structure. He found that the expansion velocity is not the same in all directions: at low latitudes it is consistent with linear expansion starting in 1910, but the velocity at the polar caps imply ejection dates around 1920-1930. However, it is possible that the wind was accelerated and the ejection consistent with the 1890 eruption. In any case, the total kinetic energy and ejected mass were much smaller that those of the Great Eruption.
At 10 and 20 μm infrared wavelengths, the Homunculus is the brightest extrasolar system object in the sky (Westphal & Neugebauer 1969). Its emission is due to starlight absorbed and re-emitted by dust. Smith, Gehrz & Krautter (1998) review all previous IR images of the Homunculus and inferred that it contains at leas 2.5 $M_{\odot}$ for a dust-gas ratio of 100. Morris et al. (1999) presented a 2-200 μm spectrum obtained with ISO that revealed much higher far-IR emission than what would be expected from mid-IR data. They attributed the excess far-IR emission to a 110 K dust component, located in a compact and very massive torus, containing about 15 $M_{\odot}$. Smith et al. (2003), using data from the Baade 6.5 m Telescope of the Magellan Observatory at 4.8-25 μm, derived similar mass for the Homunculus, although they believe that it is located in the polar lobes.
The Homunculus was also detected in soft X-rays by the *EINSTEIN*, *ROSAT* and *CHADRA* instruments (Chlebowski et al. 1984, Weis et al. 2001, 2004), while the central source presents harder spectrum. The morphology and properties of the X-ray nebula are the result of shocks from the fast clumps moving into a pre-existing denser circunstellar medium, with additional contribution from interactions between the clumps. Spectra from *CHANDRA* revealed gas temperatures of 0.6-0.76 keV.

The 5.52 yr periodicity

Whitelock et al. (1994) reported infrared (1.25-3.5 μm) light curves covering a 20 year period, in which a 5 yr quasi-period variability was superposed to a clear secular brightening . Damineli (1996) found a very well defined 5.52 yr periodicity in the HeIλ10830 high excitation line, its luminosity light curve was characterized by sharp dips that lasted for about a month, anticorrelated with the infrared luminosity. Further, better sampled IR broad band observations, showed the same sharp dips in the light curves as those seen in the high excitation optical lines (Feast, Whitelock & Marang 2001). Similar periodicity was found

in the radial velocity of the Paδ and Paγ lines, compatible with the existence of a binary system in a highly eccentric orbit (Damineli et al. 1997, 2000, Davidson 1997), the sharp minima in the light curve occurring close to periastron passage. Interferometric observation with the Australian Compact Array (ATCA) at 3 and 6 cm , with 1" resolution, were able to separate the central source from the nebula emission (Duncan, White & Lim 1997, Duncan & White 2003). The central source is optically thick at these wavelengths, it varies with the same 5.52 yr periodicity, although the light curve is almost sinusoidal and does not present the sharp minima seen at optical and IR wavelengths. The high resolution observations showed also variability in the shape of the emitting region, which changed from a non resolved point source during the minima to an elongated 4" diameter disk-like structure at the maximum. Periodicity was also found in the continuum at millimeter wavelength, with the source remaining optically thick up to 1 mm wavelength (Cox et al. 1995a, Abraham & Damineli 1999). Duncan & White (2003) interpreted the continuum spectrum as free-free emission from a dense disk, the changes in geometry and luminosity would be produced by changes in the available ionizing UV radiation . Millimeter-wave recombination lines were also observed, its intensity clearly shows strong departure from LTE, requiring densities of the order of 10^7 cm^{-3} both for a spherical wind (Cox et al. 1995b) and for a disk model (Abraham et al. 2002).

X-ray observations provide the probably best sampled light curve for the η Carinae system; the periodic sharp dip occurs after a continuous brightening and lasts for more than a month (Ishibashi et al. 1999). The X-ray intensity is several orders of magnitude larger than what is expected from a single star and it is attributed to free-free emission from a high temperature shock formed by wind-wind collision (Prilutskii & Usov 1976, Pollock 1987, Zhekov & Skinner 2000). Both theoretical and numerical simulations confirm this hypothesis (Chlebowski 1989, Usov 1992, Pittard et al. 1998) Since the X-ray flux density depends on the separation between the stars, the light curve provides a good estimation of the binary orbital parameters (Corcoran et al. 2001; Pittard & Corcoran 2002). The first predicted low excitation event occurred in 1997.8, it was recorded at all wavelengths, although the optical observations were affected by the solar proximity to η Carinae. The observing conditions were better during the second predicted event, which occurred in 2003.5 (Fernández Lajús et al. 2003, van Genderen et al. 2003, Whitelock et al. 2004, Corcoran 2005, Abraham et al. 2005a). Two new detections resulted from these observations. First, the HeIIλ4686 line was identified by Steiner & Damineli (2004), with radial velocities that varied between -100 and -400 km s$-$1 close to periastron passage. Stahl et al. (2005) reported observations of this line through reflected light in the Homunculus nebula. The HeIIλ4686 was seen in the spectrum of the SE lobe, consistent with viewing the polar region, with significantly smaller equivalent width than seen on the star directly. If corrected for light-travel time delay, the polar emission appears to peak earlier than closer to the equator. The second detection occurred at 7 mm, during the daily observations performed with the Itapetinga radiotelescope, near periastron passage, in which a well defined and short duration peak was superposed to the declining flux density (Abraham et al. 2005a). This excess emission was interpreted as produced by free-free emission in the dense, optically thick shock material, near periastron passage.

Binary system versus shell events

Shell-like events in η Carinae were already already observed in 1892-1893, when a dramatic change from emission to absorption lines was reported (Canon 1901, Whitney 1952). Further spectroscopic monitoring detected this kind of behavior in other occasions (Gaviola 1953, Viotti 1968, Thackerary 1967, Rodgers & Searle 1967), which we now know occur with a 5.52 yr periodicity. Zanella et al. (1984), based on changes observed in the 1981 spectrum, concluded that additional material, situated close to η Carinae and with velocities smaller than 600 km s^{-1}, was brought into the line of sight. Moreover, the observed fading of the high energy lines could be explained by assuming that not enough high energy photons were available to ionize the elements with high ionization energies. Based in these considerations, they proposed the ejection of a dense shell as the explanation for the changes of the 1981 spectrum.

With the discovery of the 5.52 yr periodic variation in the radial velocity of the hydrogen recombination lines and its interpretation as a consequence of binary system orbital motion (Damineli et al. 1997), the shell ejection hypothesis seemed to be not longer necessary to explain the periodic photometric and spectroscopic events. The binary system hypothesis also explains the strong X-ray flux density and its temporal variation, under the assumption that it is generated in the shock produced by the wind-wind collisions (Pittard et al. 1998). In fact, after the 1997.9 event, Ishibashi et al. (1999), using the orbital parameters derived by Davidson (1997), and the wind absorbing hydrogen column density was able to reproduce the general behavior of the observed X-ray light curve. However, some discrepancies were found when the system approaches periastron, especially the predicted duration of the minimum, which was much shorter than what it is actually observed. The existence of a dense, geometrically thin disk around η Carinae was proposed as a possible mechanism to produce the large duration eclipses. Corcoran et al. (2001) obtained a better agreement between the observed X-ray light curve and the shock models by reducing the mass loss rate of η Carinae and increasing the eccentricity, but they still had to assume an increase by a factor of 20 in the mass loss rate after periastron passage, to reproduce the faint phase duration.

Neither a thin disk around the primary star nor an increase in the stellar mass loss rate seem to be appropriate to explain the spectroscopic low excitation events (Martin & Koppelmann 2004). This fact, together with high-resolution $Hubble Space Telescope$ (HST) spectroscopic observations (Davidson et al. 2000), which showed that although the radial velocity of the emission lines formed close to the star were variable, they were incompatible with the ground based observations of Damineli et al. (1997), casted doubts on the binary system hypothesis. Recently, Falceta-Gonçalves, Jatenco-Pereira & Abraham (2005) showed that as the secondary star moves in its orbit close to periastron passage, the dense shock cools down in timescales of hours and dust is formed in a shell, which explains the spectroscopic events maintaining the binary hypothesis. As the shell moves away from η Carinae with a velocity of about 100 km s^{-1}, the accumulated material in the direction of the line of sight to the shock is enough to explain the X-ray absorption. For this process be effective, the secondary star should be located between η Carinae and the observer near periastron, in

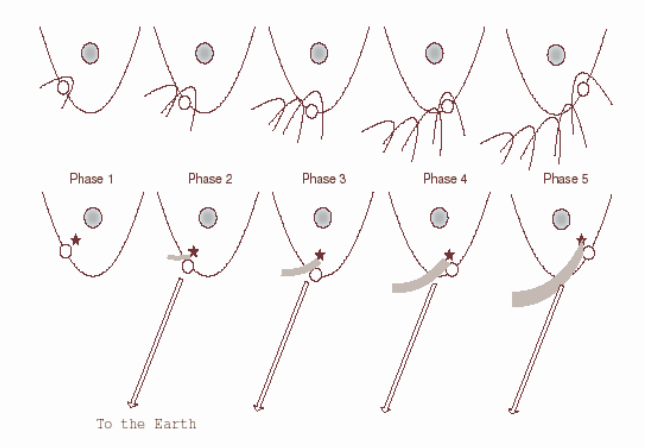


Figura 1. Evolution of the gas accumulated behind the shock, near periastron passage.

agreement with the *HST* observations of Davidson et al. (2001). An schematic view of this situation can be seen in Figure 1.

The orbital parameters

The orbital parameters of the η Carinae binary system are still an open question. Damineli et al. (1997) derived an eccentricity $e = 0.63$, using the newly discovered periodic variability in the radial velocity of the Paδ and Paγ lines; the ephemerides of periastron passage being close to the epoch of the spectroscopic events. Davidson (1997) analyzed the same data and found a better agreement with and eccentricity $e = 0.80$, although latter raised doubts on the real existence of the binary system, because of the differences in the line profiles obtained from ground and from the Hubble Space Telescope (Davidson et al. 2000). Better determinations of the orbital parameters were obtained from X-ray observations since, as the stars approach each other close to periastron passage, the intensity of the X-ray emission increases together with the increase in the density of the shocked material. Unfortunately, the sharp absorption in the X-ray light curve occurs before the maximum of emission, and the exact ephemerides for periastron passage remains uncertain. Other parameters were better determined by the photometric and spectroscopic X-ray data, like the eccentricity $e \sim 0.9$ and $\eta = \dot{M}_s v_s / \dot{M}_p v_p \sim 0.2$, where $\dot{M}_p$ and $\dot{M}_s$ are the mass loss rates of η Carinae and the companion star, v_p and v_s their respective wind velocities.

As mentioned before, the 2003.5 event was followed daily at 7 mm with the Itapetinga radiotelescope and weekly at 1.3 mm with SEST (Abraham et al. 2005a). The closely spaced observations provided not only the light curves with great precision as can be seen in Figure 2, but they also showed an unexpected increase in flux density, which could not be explained by variable free-free emission from the individual stellar winds. Abraham et al. (2005b) showed that the excess emission could be produced by free-free emission from an optically thick plasma at the wind collision site. The 7 mm light curve was explained as

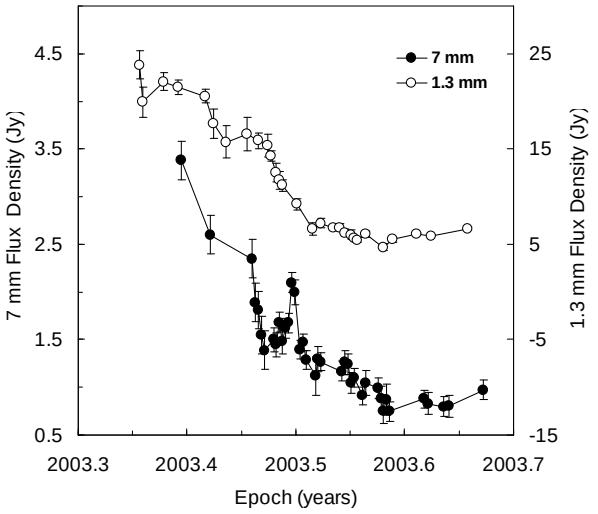


Figura 2. mm-wave light curves of η Carinae during the 2003.5 low excitation phase.

the superposition of the contribution of a fading disk and the emission from an optically thick cone, representing the shock surface, whose projected area into the plane of the sky changes as the secondary star moves in its orbit close to periastron, as can be seen in Figure 3.

The shape of the light curve is very sensitive to the orbital parameters, the eccentricity e and the aperture angle of the conic surface β determine the width of the peak, the phase of conjunction Φ determines the asymmetry in its shape and the epoch of periastron passage t_p defines its position in the light curve. The epoch of conjunction t_c is determined directly from the other parameters. The orbital parameters that can reproduce the observations are presented in Table 1. The first column shows the orbital parameters, the second the parameters interval for which a fair fitting was found and the third column presents the parameters that best fit the data. Notice the short parameter range in eccentricity, an illustration of the sensitivity of the light curve to this parameter is shown in Figure 4, where emission models for eccentricities 0.9 and 0.95 are compared to the observed 7 mm light curve, from which the contribution of the disk surrounding η Carine was subtracted.

Table 1
Orbital parameters of the binary orbit

β (degrees)	$40 - 60$	56
e	$0.92 - 0.95$	0.95
t_p (since 6/29/2003)	$1.5 - 3.2$	1.5
t_c (since 6/29/2003)	$-1 - 0.1$	0.1
Φ (degrees)	$(-30) - (-50)$	-30

Acknowledgments. This work was partially supported by the Brazilian agencies FAPESP and CNPq

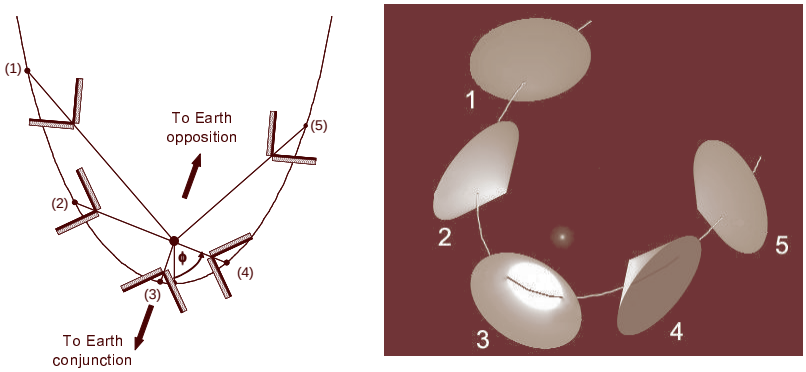


Figura 3. Shock surface seen by the observer at different positions of the secondary orbit, near periastron passage.

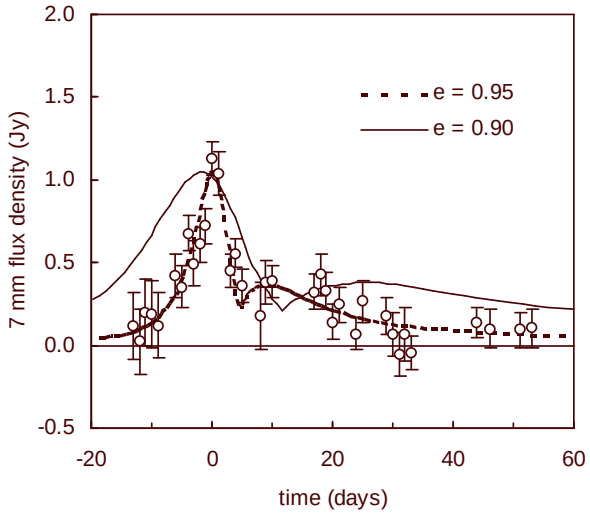


Figura 4. Observed 7 mm light curve and emission models for eccentricities 0.8 and 0.95

References

Abraham, Z., Damineli, A., 1999, in ASP Conf. Ser. Vol. 179, η Carinae at the Millenium. Ast. Soc. Pac. San Francisco, p. 263

Abraham, Z., Damineli, A., Durouchoux, P., Nyman, L-Å, McAuliffe, F. 2002, in Cosmic Masers: from proto-stars to black holes, San Francisco, ASP Conf. Ser. 206, 234

Abraham, Z., Falceta-Gon calves,D., Dominici, T. P. et al. 2005a, A&A, 437, 977

Abraham, Z., Falceta-Gon calves,D., Dominici, T. P., Caproni, A., Jatenco-Pereira, V. 2005b, MNRAS, 364, 922

Cannon, A. J. 1901, Harvard Ann. 28, 135

Chlebowski, T. 1989, ApJ, 342, 1091

Chlebowski, T., Seward, F. D., Swank, J., Szymkowiak, A. 1984, ApJ, 281, 665

Conti, P. S., 1984, in Observational Tests of Stellar Evolution Theory, IAU Symposium No. 105, ed. A. Maeder and A. Renzini (Dordrecht, Reidel), p. 233

Corcoran, M, F. 2005, AJ, 129, 2018

Corcoran, M., Ishibashi, K., Swank, J., Petre, R. 2001, ApJ 547, 1034

Currie, D. G., Dowling, D. M., Shaya, E. J. et al. 1996, AJ, 112, 1115

Cox, P., Mezger, P. G., Sievers, A. et al. 1995a, A&A, 297, 168

Cox, P., Martin-Pintado, J., Bachiller, R. et al. 1995b, A&A, 295, L39

Damineli, A. 1996, ApJ, 460, L49

Damineli, A., Conti, P., Lopes, D. 1997, New Astr., 2, 107

Damineli, A., Stahl, O., Kaufer, A. et al. 1998, A&ASS, 133, 299

Damineli, A., Kaufer, A., Wolf, B. et al. 2000, ApJ, 528, L101

Davidson 1997, New. Astron., 2, 397

Davidson, K., Hunphreys, R. M. 1997, ARA&A, 35, 1

Davidson, K., Ishibashi, K., Gull, T. R., Humphreys, R. M., Smith, N, 2000, ApJ, 530, L107

Duncan, R. A., White, S. M., Lim, J. 1997, MNRAS, 290, 680

Duncan, R. A., White, S. M. 2003, MNRAS, 338, 425

Falceta-Gonçalves, D., Jatenco-Pereira, V., Abraham, Z. 2005, MNRAS, 357, 895

Feast, M., Whitelock, P., Marang, F. 2001, MNRAS, 322, 741

Fernández Lajús, E., Gamen, R., Schwartz, M. et al. 2003, Inf. Bull. Var. Stars, 5477

Frew, D. J. 2004, Jour. Astr. Data, 10, 6

Gaviola, E. 1950, ApJ, 111, 408

Gaviola, E. 1953, ApJ, 118, 234

van Genderen, A. M., Thé, P. S. 1984, Space Sci. Rev., 39, 317

van Genderen, A. M., Sterken, C., Allen, W. H., Liller, W. 2003, A&A, 412, L25

Hillier, D. J., Allen, D. A. 1992, A&A, 262, 153

Hillier, D. J., Davidson, K., Ishibashi, K., Gull, T. 2001, ApJ, 553, 837
Humphreys, R. M., Davidson, K. 1994, PASP, 106, 1025
Humphreys, R. M., Davidson, K., Smith, N. 1999, PASP, 111, 1124
Ishibashi, K., Corcoran, M. F., Davidson, K. et al. 1999, ApJ, 524, 983
Ishibashi, K., Gull, T., Davidson, K. et al. 2003, AJ, 125, 3222
Martin, J. C., Koppelman, M. D. 2004, AJ, 127, 2352
Meaburn, J., Wolstencroft, R. D., Walsh, J. R. 1987, A&A, 181, 333
Meaburn, J.,Walsh, J. R., Wolstencroft, R. D. 1993, A&A 268, 283
Morris, P. W., Waters, L. B., F., M., Barlow, M. J. et al. 1999, Nature, 402, 502
Pittard, J. M., Stevens, I. R., Corcoran, M., F., Ishibashi, K. 1998, MNRAS, 299, L5
Pittard, J. M., Corcoran, M. 2002, A&A, 383, 636
Prilutskii, O., Usov, V. 1976, Sov. Astron., 20,2
Pollock, A. 1987, ApJ, 299, 265
Ringuelet, A. E. 1958, A.f.Astrophys., 46S, 276
Rodgers, A. W., Searle, L. 1967, MNRAS, 135, 99
Smith, N. 2005, MNRAS, 357, 1330
Smith, N., Morse, J. A., Davidson, K., Humphreys, R. M. 2000, AJ, 120, 920
Smith, N., Gehrz, R. D., Hinz, P. M. et al. 2003, AJ, 125, 1458
Smith, N., Gehrz, R. D., Krautter, J. 1998, AJ, 116, 1332
Smith, N., Gehrz, R. D., Hinz, P. M. et al. 2003, AJ, 125, 1458
Steiner, J. E., Damineli, A. 2004, ApJ, 612, L133
Stahl, O., Weiss, K., Bomans, D. J. 2005, A&A, 435, 303
Thackeray, A. D. 1967, MNRAS, 135, 51
Usov, V. 1992, ApJ, 389, 635
Viotti, R. 1968, Mem. Soc. Astron. Italiana, 39, 105
Walborn, N. R., Blanco, B., Thackery, A. D. 1978, ApJ, 219, 498
Weis, K., Duschl, W. J., Bomans, D. J. 2001, A&A, 367, 566
Weis, K., Corcoran, M. F., Bomans, D. J. Davidson, K. 2004, A&A, 415, 595
Westphal, J. A., Neugebauer, G. 1969, ApJ, 156, L45
Whitelock, P. A., Feast, M. W., Koen, C., Roberts, G., Carter, B. S. 1994, MNRAS, 270, 364
Whitelock, P., Feast, M. F., Marang, F., Breedt, E. 2003, MNRAS, 352, 447
Whitney, C. A. 1952, Harvard Bull. 921, 8
Zanella, R., Wolf, B., Stahl, O. 1984, A&A, 137, 79
Zhekov, S., Skinner, S. 2000, ApJ, 538, 808

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Objetos estelares jóvenes

Mercedes Gómez
Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, mercedes@oac.uncor.edu

Abstract. In this contribution I present a brief description of jet events and circumstellar disks, associated with the formation of the solar mass T Tauri stars. The existence of disks and jets in the brown dwarfs' regimen (i.e., substellar mass objects) and massive stars (i.e., $M_* > 8$ M$\odot$) is also outlined. Disks are as common in brown dwarfs as in solar mass objects. This suggests a continuity in the formation process across the H-burning limit. The detection of disk structures associated with high mass stars indicates that the cloud collapse may also form these type of stars. In this sense, the star formation process may be homologous from several solar masses well into the brown dwarfs' domain. However, the current observations do not allow us to rule out other processes that may, as well, form substellar objects and, in particular, massive stars.

Resumen. En esta contribución se presenta una descripción sintética de jets y discos circunestelares, asociados con la formación de las estrellas de masa solar o de tipo T Tauri. También se investiga la presencia de este tipo de estructuras tanto en las llamadas enanas marrones (objetos con masas subestelares), como en las estrellas de gran masa ($M_* > 8$ M$\odot$). La existencia de discos parecería extenderse con continuidad a través del límite de combustión del H, o dicho en otras palabras, el proceso de formación estelar sería homólogo desde el rango estelar, y más precisamente desde algunas decenas de masas solares, hasta el regimen de las masas planetarias. Sin embargo, las observaciones actuales no permiten descartar que otros mecanismos, que no ocurren en la formación de las estrellas de tipo T Tauri, operen, en forma alternativa al colapso gravitacional, en la formación de las enanas marrones y, en particular, de las estrellas de gran masa.

Introducción

En este trabajo se presenta una serie de evidencias observacionales que podrían indicar que tanto las estrellas de baja masa (T Tauri), de masa intermedia (Herbig AeBe) y de gran masa ($M_* > 8$ M$\odot$), así como también las llamadas enanas marrones, objetos de masas subestelares, se formaría de manera análoga, mediante el colapso de una nube molecular. Como resultado de este colapso en el caso de las estrellas de tipo T Tauri y de tipo Herbig AeBe aparecen dos tipos de estructuras: discos y jets. La existencia de las mismas parecería extenderse hacia las estrellas de gran masa, en un extremo, y hacia las enanas marrones en

el otro. Sin embargo, otros mecanismos podrían también operar en la formación de objetos en ambas zonas del espectro de masa, en particular, para las estrellas de gran masa.
La detección de discos, en al menos un amplio rango del espectro de masa, plantea la posibilidad de la formación de planetas en estrellas de muy diversas características físicas y, aún, en objetos que nunca alcanzarán el rango de estrella.

Estrellas de baja masa (T Tauri) y de masa intermedia (Herbig AeBe)

El proceso de colapso de la nube proto-estelar, más específicamente llamado núcleo molecular denso, da origen a la estrella central y a dos elementos que acompañan su formación: el jet y el disco circunestelar. La Figura 1 muestra una representación esquemática de la formación de una estrella de masa solar con su jet y disco asociados.
Los jets estelares, que en la región de radio se manifiestan como flujos moleculares bipolares, se encuentran entre los objetos más vistosos de la Galaxia. Si bien su origen es aún incierto se acepta que están asociados con vientos de alta velocidad que se originan en la estrella en formación. La interacción de estos vientos con el remanente de la nube que colapsa forma los conocidos objetos HH (Herbig-Haro), muchos de los cuales presentan la forma de un choque de proa, que de alguna manera delimitan la zona del choque. La Figura 2 muestra dos de los jets más conocidos asociados con dos estrellas jóvenes ubicadas a una distancia de 140 pc en la nube molecular del Toro en el hemisferio norte. Estas imágenes han sido tomadas con la WFPC2 del HST en los filtros F814W y F675W (Kris et al. 1999, Burrows et al. 1996). En particular, el filtro F675W incluye varias líneas características de los jets estelares, tales como: [S II] $\lambda\lambda$6717,6731, Hα λ6563 y [O I] λ6300.
XZ Tau es una binaria cercana con una separación de $0.3''$ (Haas et al. 1990). El sistema está compuesto por una estrella joven de tipo T Tauri y una fuente infrarroja, probablemente de menor masa. Las imágenes del HST obtenidas en Enero de 1995 y Marzo de 1998 revelan que la nebulosa de emisión con forma de burbuja que rodea a la binaria ha cambiado drásticamente de morfología entre los años indicados. Esta nebulosa tiene un extensión de $4''$ y contiene varios nodos compacto (objetos HH) que coinciden con la dirección del jet embebido en esta nebulosa detectado previamente por Mundt et al. (1988).
HH 30 muestra un jet extremadamente bien colimado con una franja de polvo, en la dirección perpendicular al jet, que delinea un disco, visto de canto, con un diámetro de 450 AU. Este jet también evidencia cambios en escalas de tiempo de unos pocos años, que indican que el material se aleja de la estrella embebida en el disco. Además, HH 30 presenta un ligero efecto de curvatura a medida que se incrementa la distancia a la fuente excitante.

El HST también ha proporcionado varias imágenes de discos circunestelares asociados con estrellas jóvenes (edades del orden de $\sim 10^6$ años), de masa solar y de masa intermedia (estrellas de tipo Herbig AeBe). La Figura 3 muestra

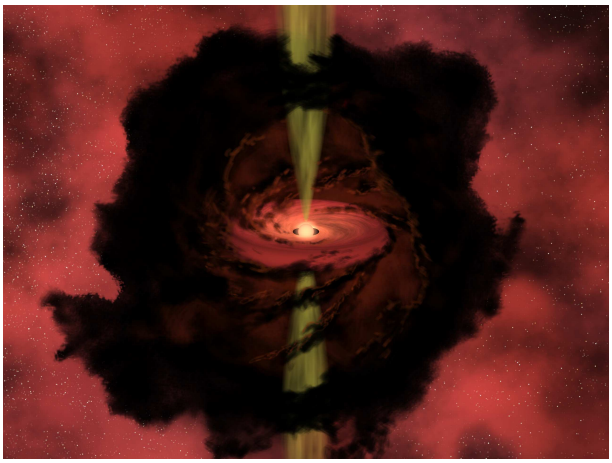


Figura 1. Representación esquemática del disco y del jet asociados con la formación de una estrella de masa solar. Este esquema ha sido tomado de sitio web de Spitzer (http://www.spitzer.caltech.edu).

algunos de ellos, vistos de perfil. Estos discos tienen dimensiones del orden de cientos a miles de AUs, están compuestos por gas y polvo (principalmente por gas, en razón de 100 a 1), y poseen una masa similar a la de la nebulosa solar primigénea (Beckwith et al. 1990, Osterloh & Beckwith 1995). Dicho en otras palabras, estos discos asociados con las estrellas en formación de masa solar, poseen suficiente material como para formar el sistema planetario solar.
Resultados recientes indican que los granos de polvo presentes en los discos son de mayor tamaño que los presentes en el ISM (medio interestelar). Además, en este polvo se encuentra una cantidad significativa de granos con estructura de tipo cristalina en lugar de la amorfa, típica del ISM (Honda et al. 2003, Forrest et al. 2004). Esto indica un proceso de reprocesamiento de los granos de polvo en los discos, que gradualmente incrementan su tamaño. Se espera que los granos grandes sufran un proceso de coagulación o de pegado para formar los bloques que luego constituirían cuerpos planetarios.
La Figura 4 en su panel izquierdo muestra el disco asociado a la estrella HD 141569, de tipo Herbig AeBe (Weinberger et al. 1999). Esta imagen coronográfica, obtenida con la cámara NICMOS del HST, revela la presencia de una zona de vaciamiento de material (o "gap"). Se piensa que el material faltante ha sido empleado en la formación de un planeta que orbita a la estrella central. El panel derecho de la Figura 4 muestra una representación esquemática del disco y de su "gap".

Enanas marrones

Las enanas marrones son objetos subestelares con masas en el rango entre aproximadamente 80 y 15 veces la masa de Júpiter (M_J). Se encuentran entonces por debajo del límite de combustión del H y por encima de las masas planetarias (>

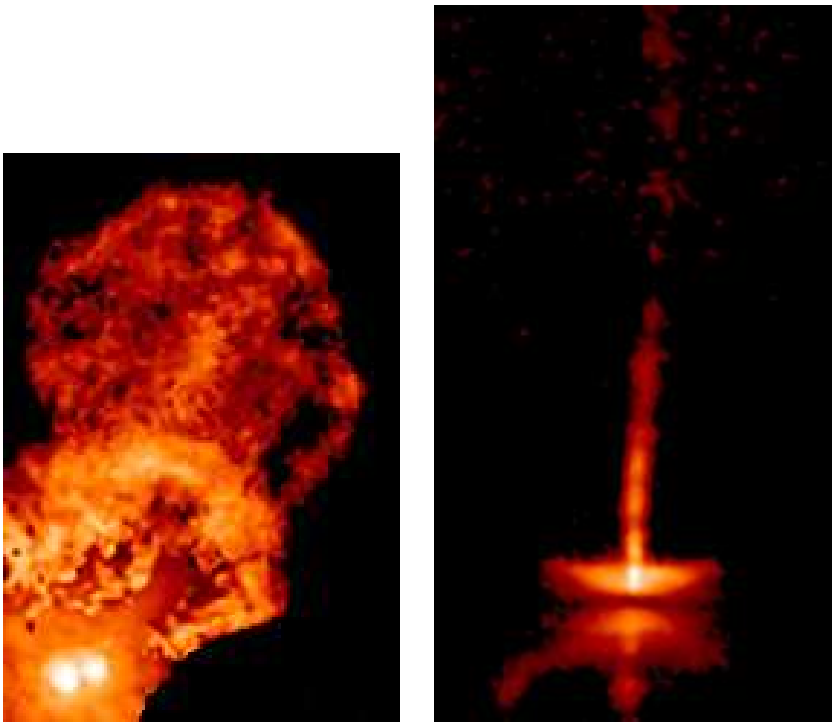


Figura 2. *Panel Izquierdo:* Imagen obtenida por el HST en los filtros F814W y F675W de la nubulosa+jet asociados con XZ Tau (Kris et al. 1999). *Panel Derecho:* En este caso la imagen corresponde a HH 30 (Burrows et al. 1996), obtenida en forma análoga a la de XZ Tau.

15 – 13 M_J). En los últimos años, la hipótesis de que estos objetos se forman de manera análoga a las estrellas de baja masa de tipo T Tauri, es decir, a través del colapso de la nube molecular y con un disco protoplanetario, ha recibido un gran apoyo desde el punto de vista observacional (Natta & Testi 2001, Apai et al. 2002, Pascucci et al. 2003, Mohanty et al. 2004, Luhman et al. 2005a). El escenario alternativo indica una formación "tipo planeta", es decir, en un disco protoplanentario. Sin embargo, los discos parecerían ser tan comunes alrededor de las enanas marrones como en las estrellas de tipo T Tauri (Muench et al. 2001, Liu et al. 2003, Jayawardhana et al. 2003, Luhman et al. 2005b). Esto indicaría que las enanas marrones no nacen en el disco, sino con él.

La evidencia observacional de la existencia de discos en estos objetos subestelares jóvenes es de tipo indirecta y se basa en los excesos de color en el infrarrojo medio. La Figura 5 muestra la distribución espectral de energía (SED) de OTS 44 una enana marrón en la nube molecular del Camaleón I en el hemisferio sur (Oasa et al. 1999, Luhman et al. 2004; 2005a). La contribución del disco es esencial para reproducir la parte infrarroja de la SED.

Observaciones en longitudes de onda milimétricas realizadas por Klein et al. (2003) han permitido determinar la masa del polvo en los discos asociados a dos enanas marrones conocidas (CFHT-BD-Tau 4 y IC 348 613). Las masas

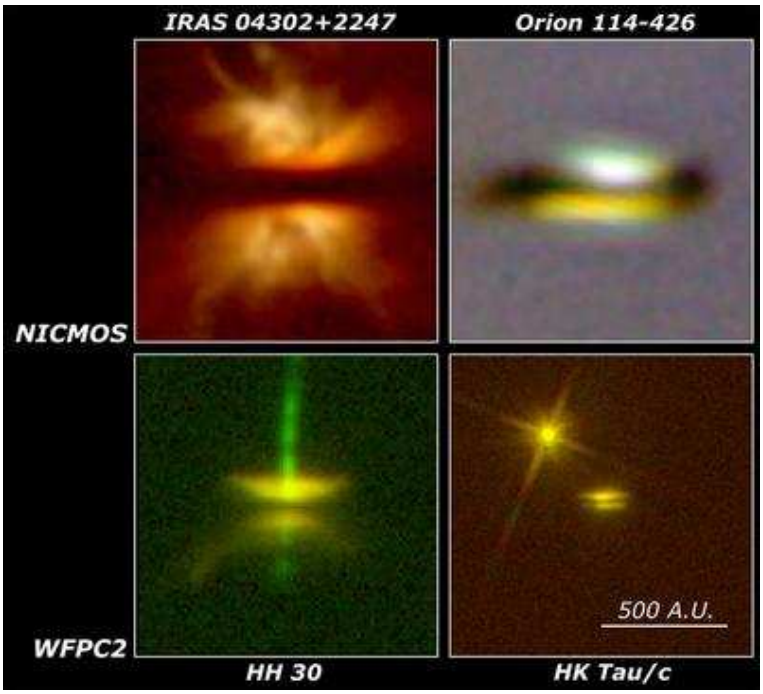


Figura 3. Discos estelares: Datos obtenidos por el HST. *Paneles superiores:* imágenes obtenida con NICMOS (Padgett et al. 1999, McCaughrean et al. 1998). *Paneles inferiores:* Imágenes obtenidas con WFPC2 (Burrows et al. 1996, Stapelfeldt et al. 1998).

obtenidas son del orden de algunas masas terrestres en ambos casos, lo cual sugiere que estos discos poseen suficiente material para la formación de planetas. Otro elemento muy significativo en favor de la formación "tipo estrella" de las enanas marrones ha sido obtenido recientemente por el telescopio Spitzer. La Figura 6 muestra los espectros en el infrarrojo medio de cuatro enanas marrones australes. A los efectos de comparación se incluye el espectro del ISM y del cometa Hale Bopp. Como era de esperarse, el ISM está constituído por silicatos amorfos. Muchos cometas muestran silicatos cristalinos y de mayor tamaño que el de los silicatos amorfos del ISM, en sus espectros. Estos silicatos dan cuenta del procesamiento del polvo en las etapas tempranas de la nebulosa solar primigénea. Las enanas marrones de la muestra evidencian distinto grado de presencia de silicatos cristalinos en sus espectros. Obsérvese que el espectro del Cha Hα 6 es prácticamente idéntico al del comenta Hale Bopp, en tanto que el de Cha Hα 1 es más similar al del ISM. Estas observaciones parecerían indicar que también en discos fríos asociados con enanas marrones podrían darse las condiciones iniciales necesarias para la formación planetaria.

Finalmente, también recientemente, ha sido obtenida la primera imagen de un planeta extrasolar el cual orbita una enana marrón joven (2MASSJ1207334-393254) con una separación de 55 UA (Chauvin et al. 2005). Esta enana posee una masa estimada en 25 M_J, una edad de 8 millones de años y se encuentran en la asociación de TW Hydrae a una distancia de aproximadamente 50 pc. El

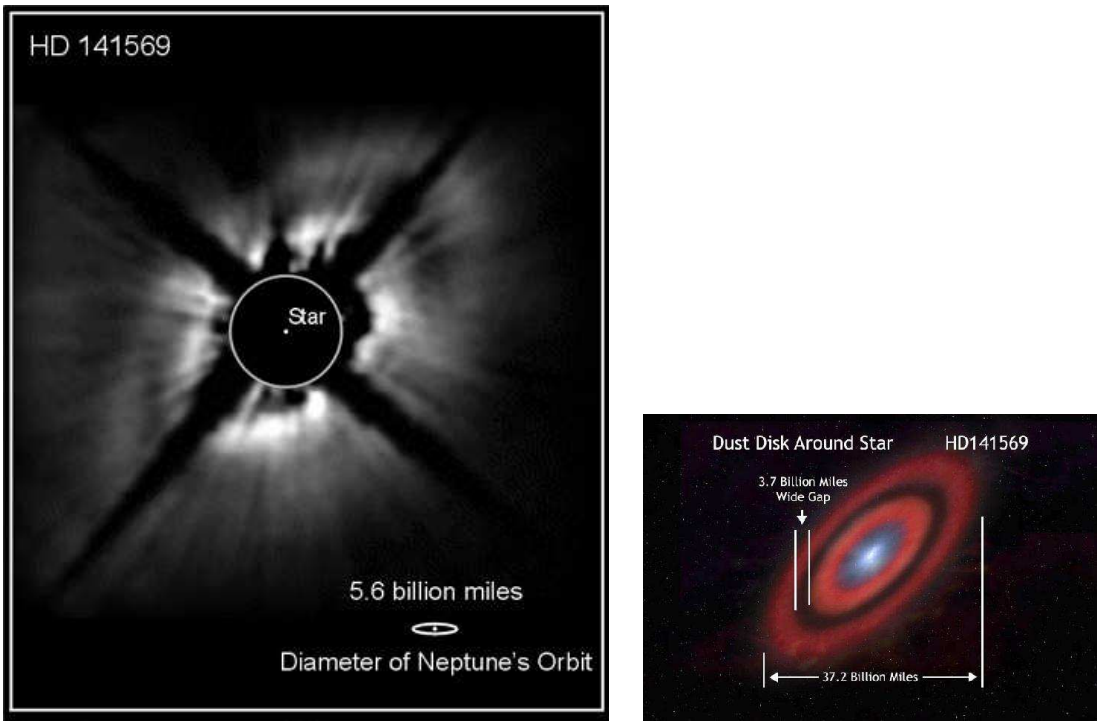


Figura 4. *Panel Izquierdo:* Imagen coronográfica obtenida con NICMOS del HST de la estrella HD 141569 (Weinberger et al. 1999). *Panel Derecho:* Representación esquemática del sistema estrella+disco+"gap".

planeta tiene una masa del orden de 5 M_J. Esta detección apoya la hipótesis de la formación "tipo estrella" de las enanas marrones ya que en su disco se habría formado el planeta detectado.
Si bien en lo que se refiere a la presencia del disco, la formación de las enanas marrones se comporta en manera similar a las estrellas T Tauri, restaría verificar que estas últimas también están asociadas con jets estelares para afirmar la homología de proceso en el regimen subestelar. Recientemente, Whelan et al. (2005) ha reportado la detección de un jet asociado con una enana marrón perteneciente al proto-cúmulo de ρ Ophiuchi. Sin embargo, hasta el presente, no se ha encontrado evidencia concluyente al respecto. Esto, más que a una diferencia con las estrellas T Tauri, es atribuído a que estos eventos serían mucho menos energéticos que los asociados con las estrellas y por lo tanto difíciles de detectar, aún con telescopios de 8-m.

Estrellas de gran masa

La formación de las estrellas de gran masa (entendiendo por tales aquellas con masas mayores que alrededor de 8 $M_\odot$) es relativamente menos conocida que la de aquéllas de masa solar. Las estrellas de gran masa son menos comunes que las

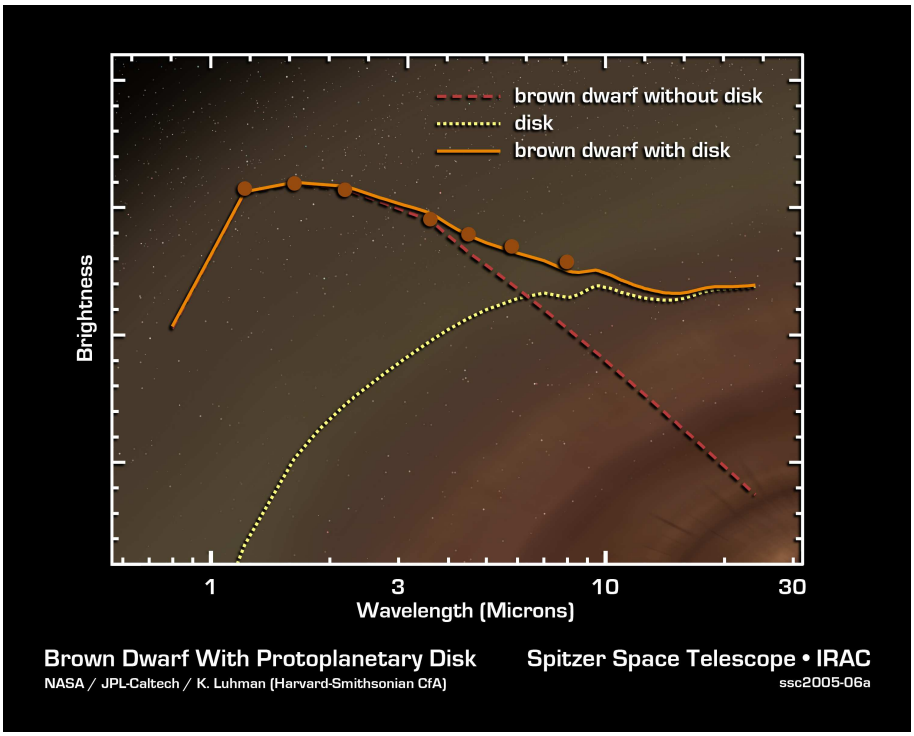


Figura 5. Distribución espectral de energía de OTS 44 en la nube austral del Camaleón I (Luhman et al. 2005a). Los flujos en la región del infrarrojo medio (3.6, 4.5, 5.8 y 8.0 μm) fueron obtenidos con la cámara IRAC de Spitzer.

de masa solar y se forman más rápido que éstas. Por ejemplo, para una estrella de 50 $M_\odot$ el tiempo de caída libre del núcleo denso que colapsa es del orden 10^4 años, en tanto que para una masa solar ese tiempo es de 10^7 años. En promedio, las estrellas de gran masa se encuentran en regiones más lejanas (típicamente a algunos Kpc de distancia). Estas regiones de formación de estrellas de gran masa forman, al mismo tiempo, estrellas de baja masa. Por otra parte, las estrellas de gran masa, en general, se forman en zonas de grandes extinciones ópticas. Finalmente, la formación de estrellas de gran masa está asociada con otros fenómenos, tales como, regiones H II y masers, además de jets, que indican una mayor complejidad en el entorno cercano al objeto en cuestión.

En la actualidad existen dos escenarios propuestos para la formación de las estrellas de gran masa. El primero de ellos es el que sostiene un modo de formación "tipo T Tauri" es decir, por el colapso de un núcleo molecular denso de gas y polvo (Yorke & Sonnhalter 2002). El segundo considera la formación de las estrellas de gran masa en regiones de alta densidad estelar, a través de la coalisión y fusión ("merger") de estrellas de baja masa (Bonnell et al. 1998). La Figura 7 muestra una representación esquemática de ambos escenarios.

El primer mecanismo presenta la dificultad de que la presión de campo de radiación de las estrellas de gran masa podría ser lo suficientemente intensa como para inhibir el colapso. En favor del segundo mecanismo está el hecho observa-

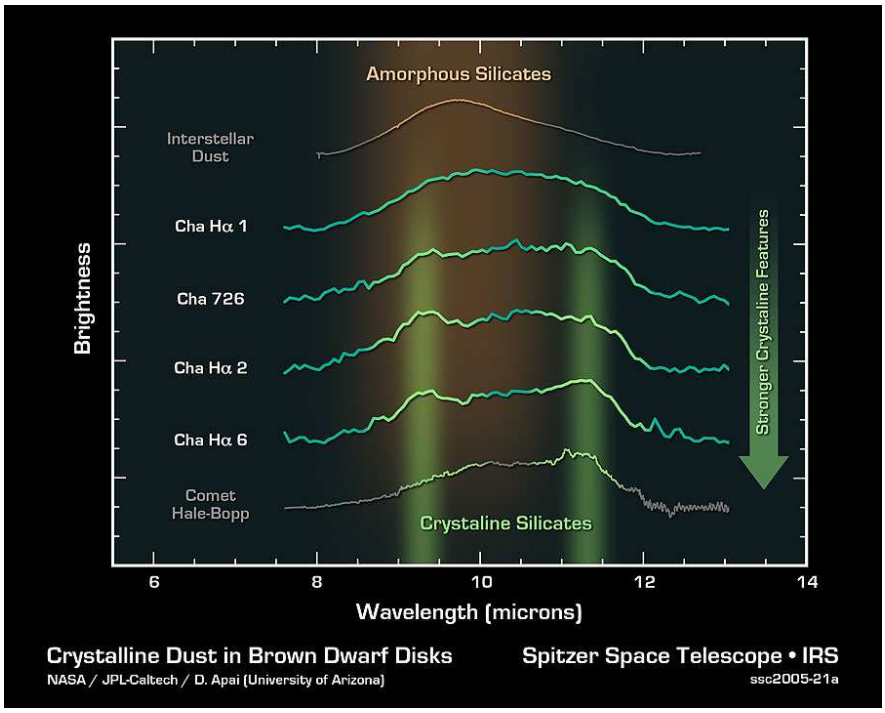


Figura 6. Espectros en el infrarrojo medio de cuatro enanas marrones obtenidos por el telescopio Spitzer (Apai et al. 2005). Los espectros del ISM y del cometa Hale Bopp se muestran a los efectos de comparación. Las franjas verticales claras superpuestas a los espectros indican la ubicación en los mimos de los silicatos cristalinos.

cional de que muchas de las estrellas de gran masa se forman en proto-cúmulos. Sin embargo, un número creciente de observaciones indican la presencia de discos asociados con estrellas de gran masa en formación (Shepherd & Kurtz 1999, Cesaroni et al. 1999, Molinari et al. 2000, De Buizer et al. 2002, Shepherd et al. 2004, Bik & Thi 2004, Beltrán et al. 2004, Beuther et al. 2004a 2004b, Patel et al. 2005). Esto, sumado a la presencia de jets ópticos o flujos bipolares moleculares en los mismos objetos, sugiere una analogía con la formación de las estrellas de baja masa. No obstante estas observaciones no descartan la posibilidad de que el proceso de "merger" pueda operar en otros casos. En esta contribución describiremos el disco y el jet asociados con G192.16-3.82 como un ejemplo del proceso de acreción en estrellas de gran masa.

G192.16-3.82 (IRAS 05553+1631) es una estrella joven (2×10^5 yr), de tipo espectral B1-2 y de alrededor de 10 $M_\odot$ ubicada a una distancia de $\sim$ 2 Kpc (Shepherd et al. 2001). Esta estrella se encuentra embebida en un núcleo molecular detectado en ^{13}CO de $\sim$ 50 $M_\odot$ y 0.15 pc de radio (Shepherd & Kurtz 1999). Utilizando como molécula trazadora la de C^{18}O, Shepherd & Kurtz (1999) encontraron un estructura más densa y pequeña ($\sim$ 10000 UA) en rotación alrededor de la dirección EW. Otras diversas observaciones, siempre en la región milimétrica y centimétrica del espectro de creciente resolución angular, permitieron encontrar una serie de estructuras jerárquicas en densidad.

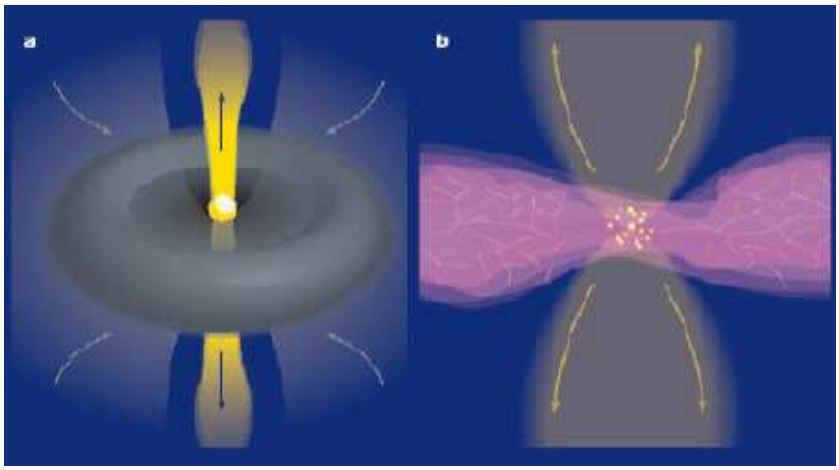


Figura 7. Representación esquemática de los modos de formación de estrellas de gran masa (Patel et al. 2005). El panel izquierdo corresponde al modo "tipo T Tauri", es decir, que involucra el colapso de la nube molecular madre. El panel derecho esquematiza el proceso de fusión o "merger" de estrellas de baja masa.

Finalmente este esfuerzo observacional llevó a revelar un disco alrededor de la estrella central con dimensiones del orden del doble de sistema solar y con una masa comparable a la de la misma estrella (Shepherd et al. 2001). La Figura 8 nuestra esta estructura claramente elongada en 7 mm.

Esta estrella es también la fuente excitante de un flujo bipolar molecular de alta velocidad orientado aproximadamente en la dirección EW (Snell et al. 1990, Shepherd & Churchwell 1996). Más allá de la emisión en CO, Devine et al. (1999) detectaron un jet óptico (HH 396/397) que se extiende a una distancia de 5 pc de la estrella central. La Figura 9 muestra este jet. G192.16-3.82, es entonces, un objeto de gran masa con evidencia de disco y de jet, el cual parece haber sufrido un proceso de formación similar al de las estrellas de baja masa de tipo solar.

Como se mencionó anteriormente, en los últimos año, se han detectado varios discos en estrellas de gran masa. Sin embargo, al presente, no resulta posible estimar en qué medida el proceso de acreción opera en la formación de las estrellas de gran masa. Dicho en otras palabras, el proceso de fusión o "merger" también podría ser importante en la formación de este tipo de objetos. Las observaciones actuales no son estadísticamente significativas como para admitir o excluir el mecanismo de fusión, o bien estimar cual es su eficiencia en la formación de estrellas de gran masa.

En cuanto a la presencia de jets en estrellas de gran masa, este es un aspecto mejor conocido que el de la frecuencia de discos. Una fracción importante de las estrellas de gran masa conocidas son las fuentes excitantes de jets y/o flujos bipolares moleculares. Esta evidencia proporciona un sustento adicional a la hipótesis del colapso para este tipo de estrellas.

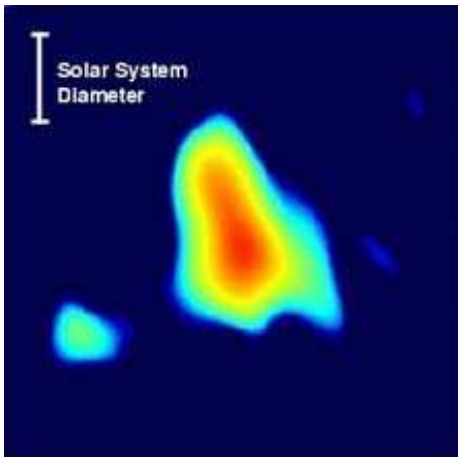


Figura 8. Imagen en 7 mm en radio continuo (Shepherd et al. 2001) de G192.16-3.82. Se evidencia la presencia de una estructura elongada (disco) con un diámetro del orden del doble del sistema solar.

Conclusiones

En esta contribución se ha analizado la presencia de discos circunestelares y jets como evidencias del colapso gravitacional en el proceso de formación de objetos jóvenes en un amplio rango de masas, desde las estrellas con masas de algunas decenas de masas solares hasta el domino de las masas subestelares (o enanas marrones).

La frecuencia de discos en el rango de las enanas marrones, parecería indicar una continuidad en el proceso de formación a través del límite de combustión del H. La detección de jets estelares en este rango de masas es más difícil dado la escasa potencia de las fuentes excitantes. Si bien existe una posible detección, al presente, la evidencia observacional en este sentido es muy limitada.

Hacia el rango de las estrellas de gran masa, podríamos decir que se presenta la situación inversa. La frecuencia de jets ópticos y/o flujos moleculares bipolares es alta en tanto que la evidencia de discos se basa en unos pocos objetos. Este número, sin embargo, ha ido en aumento en los últimos años. De cualquier modo, las observaciones actuales no permiten descartar que en otros casos opere el proceso fusión o "merger" como mecanismo para la formación de objetos de gran masa, particularmente en los proto-cúmulos.

La existencia de discos en un amplio rango de masas plantea, entonces, la posibilidad de la formación de planetas asociados con objetos de muy diversas propiedades físicas. En este sentido, la detección de un planeta orbitando la enana marrón joven 2MASSJ1207334-393254 da soporte a la idea de que en los discos de estos objetos muy fríos podrían formarse planetas.

Además, también recientemente, Spitzer ha indicado la presencia de granos de polvo con estructuras cristalinas similares a la de los cometas en los discos de unas pocas enanas marrones observadas. Esto indicaría que efectivamente el polvo del ISM es procesado en los discos protoplanetarios asociados con objetos

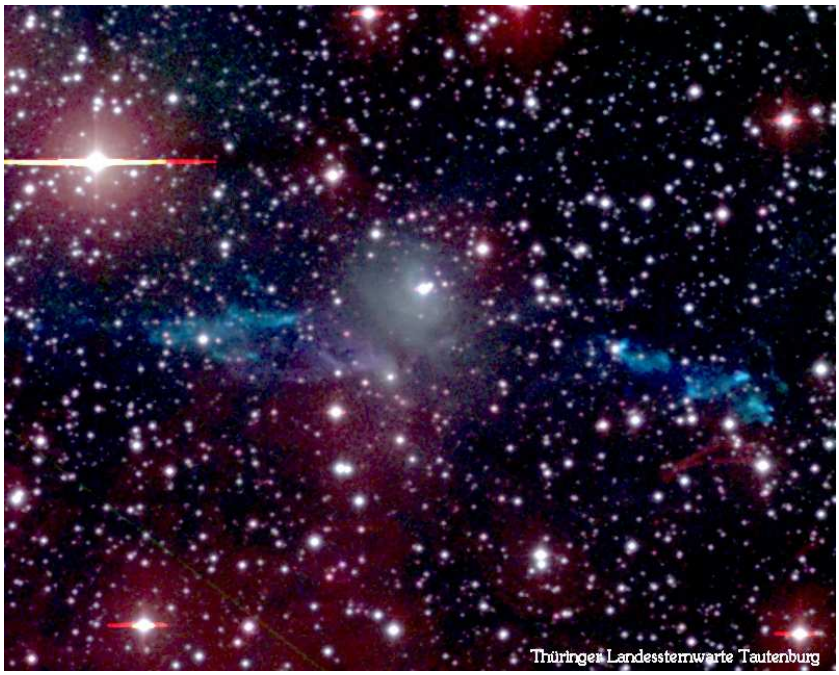


Figura 9. Jet gigante asociado con G192.16-3.82 (Devine et al. 1999). Este objeto identificado como HH 396/397 tiene una longitud de 10 pc. Esta imagen es una combinación de los datos obtenidos en Hα, [S II] y en la banda I. Nótese la presencia de una nebulosa de reflexión (Hodapp 1994) alrededor del objeto central, el cual es invisible en estas longitudes de onda. El campo es de $16' \times 13'$.

subestelares para constituir los bloques sobre los cuales se asentaría la formación planetaria.

El satélite ISO, así como también observaciones desde tierra, habían detectado la presencia de granos grandes y cristalinos en los discos de las estrellas de tipo T Tauri y Herbig AeBe. Sptizer confirmó e incrementó el número de estas detecciones. En cuanto a las estrellas de gran masa, al presente, es poco lo que se sabe. Más aún la escasa evidencia acumulada no ha arrojado resultados positivos al respecto.

La investigación de la posible formación planetaria en distintos tipos de ambientes (i.e., en estrellas de muy diversas propiedades físicas) es un de los desafíos que mayor interés concita. Esto se debe a que las propiedades de la estrella madre podrían determinar la formación de planetas o de sistemas planetarios muy diferentes. En este contexto resulta interesante establecer cuán típico o raro es el sistema solar.

Agradecimientos. Al Comité Organizador Local de la 48 Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por la excelente labor realizada.

Referencias

Apai, D., Pascucci, I., Henning, Th., et. al. 2002, ApJL, 573, 115
Apai, D., Pascucci, I., Bouwman, J., et. al. 2005, Science, 310, 834
Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., Chini, R.S., Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
Beltrán, M.T., Cesaroni, R., Neri, R. 2004, ApJL, 601, 187
Beuther, H., Hunter, T.R., Zhang, Q. 2004a, ApJL, 616, 23
Beuther, H., Schilke, P., Wyrowski, F. 2004b, ApJ, 615, 832
Bik, A., Thi, W. F. 2004, A&AL, 427, 13
Bonnell, I.A., Bate, M.R., Zinnecker, H. 1998, MNRAS, 298, 93
Burrows, C.J., Stapelfeldt, K.R., Watson, A. M., et al. 1996, ApJL, 473, 437
Cesaroni, R., Felli, M., Janness, T., et al. 1999, A&A, 345, 945
Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005, A&AL, 438, 25
De Buizer, J.M., Walsh, A.J., Pina, R.K., et al. 2002, ApJ, 564, 327
Devine, D., Bally, J., Reipurth, B., et al. 1999, AJ, 117, 2919
Forrest, W.J., Sargent, B., Furlan, E., et al. 2004, ApJS, 154, 443
Haas, M., Leinert, Ch., Zinnecker, H. 1990, A&A, 230, 1
Hodapp, K.-W. 1994, ApJS, 94, 615
Honda, M., Kataza, H., Okamoto, Y. K. 2003, ApJL, 585, 59
Jayawardhana, R., Ardila, D.R., Stelzer, B., Haisch, K.E. 2003, AJ, 126, 1515
Klein, R., Apai, D., Pascucci, I., et al. 2003, ApJL, 593, 57
Kris, J.E., Stapelfeldt, K.R., Burrows, C.J., et al. 1999, ApJL, 515, 35
Liu, M.C., Najita, J., Tokunaga, A.T. 2003, ApJL, 585, 372
Luhman, K.L., Peterson, D.E., Megeath, S.T. 2004, ApJL, 617, 565
Luhman, K.L., D'Alessio, P., Calvet, N., et al. 2005a, ApJL, 620, 51
Luhman, K.L., Hartmann, L., Muench, A.A., et al. 2005b, ApJL, 631, 69
Natta, A., Testi, L. 2001, A&AL, 376, 22
McCaughrean, M.J., Chen, H., Bally, J., et al. 1998, ApJL, 492, 157
Mohanty, S., Jayawardhana, R., Natta, A., et al. 2004, ApJL, 609, 33
Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F. 2000, A&A, 355, 617
Muench, A.A., Alves, J., Lada, C.J., Lada, E.A. 2001, ApJL, 558, 51
Mundt, R., Buehrke, T., Ray, T. P. 1988, ApJL, 333, 69
Oasa, Y., Tamura, M., Sugitani, K. 1999, ApJ, 526, 336
Osterloh, M., Beckwith, S.V.W. 1995, ApJ, 439, 288
Pascucci, I., Apai, D., Henning, Th., Dullemond, C.P. 2003, ApJL, 590, 111
Patel, N.A., Curiel, S., Sridharan, T.K., et al. 2005, Nature, 437, 109
Padgett, D.L., Brandner, W., Stapelfeldt, K.R., et al. 1999, AJ, 117, 1490
Shepherd, D.S., Churchwell, E. 1996, ApJ, 472, 225
Shepherd, D.S., Kurtz, S.E. 1999, ApJ, 523, 690
Shepherd, D.S., Claussen, M.J., Kurtz, S.E. 2001, Science, 292, 1513
Shepherd, D.S., Nümberger, D.E., Bronfman, L. 2004, ApJ 602, 850

Snell, R.L., Dickman, R.L., Huang, Y.L. 1990, ApJ, 352, 139
Stapelfeldt, K.R., Krist, J.E., Menard, F., et al. 1998, ApJL, 502, 65
Weinberger, A.J., Becklin, E.E., Schneider, G., et al. 1999, ApJL, 525, 53
Whelan, E.T., Ray, T.P., Bacciotti, F., et al. 2005, Nature, 435, 652
Yorke, H.W., Sonnhalter, C. 2002, ApJ, 569, 849

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Non–thermal emission from early–type stars

Paula Benaglia
Instituto Argentino de Radioastronomía, C.C. 5, Villa Elisa (1894), y Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Paseo del Bosque S/N, (1900) La Plata, Argentina, pbenaglia@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. Massive, early-type stars deposit energy and momentum in the interstellar medium through dense, supersonic winds. These objects are one of the most important sources of ionising radiation and chemical enrichment in the Galaxy. The physical conditions in the winds give rise to thermal and non-thermal emission, detectable from radio to gamma rays. In this report the relevant radiation processes will be described and studies on particular systems will be presented, discussing the information provided by multifrequency observations. Future steps aiming at understanding the stellar wind phenomenon as a whole will be outlined.

Resumen. Las estrellas de gran masa entregan energía y momento al medio interestelar, no sólo en explosiones de supernova, sino a través de sus fuertes vientos; producen radiación ionizante y son una de las fuentes más importantes de enriquecimiento químico. En el plasma que forma los vientos tienen lugar procesos que generan tanto radiación térmica como no-térmica, detectable desde el rango de radio hasta rayos gamma. En este informe se describirán los procesos físicos generadores de la radiación, se presentarán y analizarán ejemplos de los objetos en estudio, se verá qué información proveen las investigaciones multifrecuencia hacia los mismos, y se discutirán los pasos a seguir en el futuro próximo, tendientes a completar el entendimiento del fenómeno de los vientos en su conjunto.

Introduction

Early-type stars are characterized by high masses (≥ 8 $M_\odot$), large luminosities ($> 10^3$ $L_\odot$), and high superficial temperatures ($> 10^4$ K). Although their life is shorter than the one of cooler stars, their influence on the surrounding interstellar medium (ISM) is enormous, not only because of the ionising power of their intense UV flux, but also through their strong winds. The winds, driven by radiation pressure, cause the stars to loose mass during all their life, and convey energy and momentum to the ISM. The winds also contribute to the Galactic chemical enrichment, by ejecting nuclear matter from the stellar surface. The stars described correspond to spectral types OB (O – B3), and Wolf-Rayet.
Massive, early-type stars (METS) are detectable at radio continuum wavelengths, provided high angular resolution ($\sim 1''$), and sensitivity ($\sim$ mJy) is

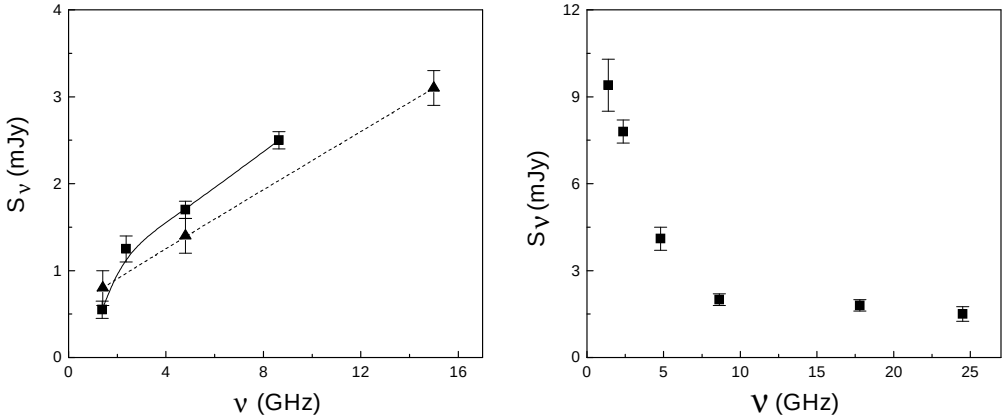


Figura 1. *Left:* Thermal spectra of WR 40 [WN 8] (squares+solid line, $\alpha = 0.8$, ATCA data, Chapman et al. 1999), and ζPup [O4 If] (triangles+dotted line, $\alpha = 0.6$, VLA data, Bieging et al. 1989). *Right:* Non-thermal spectrum of HD 93129A (ATCA data, Benaglia & Koribalski 2005).

attainable. The wind itself produces an excess in continuum radiation, from radio to IR ranges. This excess has already been measured for many METS (e.g., Bieging et al. 1989, Leitherer et al. 1995) (see Fig. 1-left). The electrons of the wind plasma emit free-free radiation while decelerate in the Coulomb field of the ions. This radiation is detectable as continuum (thermal) emission. The flux is fitted with a spectral index $\alpha \sim 0.6 - 0.8$ ($S \propto \nu^{\alpha}$), if an ionized, uniform, isothermal, and stationary gas flow (Wright & Barlow 1975) is considered. It can be demonstrated that the flux is related to the stellar mass loss rate $\dot{M}$: the detection of thermal radio flux offers a straightforward measurement of this stellar parameter.

However, the radio spectra of some stars present lower -even negative- spectral indices (e.g. Benaglia et al. 2001b, etc.) Fig. 1-right shows that non-thermal emission is also being radiated from the stellar winds. What can be learnt from METS non-thermal radio emission, mainly by means of radio observations, but complemented with higher energy studies, is the subject of this review.

Stars with non-thermal radio emission

Usually the non-thermal (NT) radio emission presents -at least- some of the following features: a spectral index value near zero or negative, radio variability, a radio-derived mass loss rate larger than the Hα-derived rate, and high brightness temperature.

Information of non-thermal WR, and OB stars can be found in Benaglia & Romero (2003) (see their Table 1), and van Loo (2005) (see his Table 1.1), respectively. As long as more radio detections of stellar winds are achieved with better instruments, the percentage of non-thermal to total emitters has been growing up to $\sim$ 40%. Most NT WR stars are not single stars. For OB stars, there are still a number of NT sources whose binarity status is unknown.

Under the physical conditions prevailing in the winds, the main process responsible of the non-thermal emission detected at radio waves is synchrotron radiation, i.e., produced by relativistic electrons that spiral around magnetic field lines. It is assumed that an electron is accelerated by the first order Fermi mechanism (Bell 1978) while traversing shocks in the wind. In single winds the shocks arise from instabilities, triggered, in turn, by perturbations in particle velocities, regions of co-rotating interaction, non-radial pulsations, etc. If the star has a companion having also a strong wind, and both winds interact with each other, there will be shocks at the wind collision region (WCR). Shocks can also be present at the zone where a stellar wind encounters the ISM (terminal shocks).

Single stars. One of the first wind models for single stars was introduced by Lucy (1982). It is a phenomenological model, with outward shocks and adiabatic cooling. White (1985) proposed the non-thermal emission is synchrotron radiation by relativistic electrons accelerated in shocks embedded in the wind. The importance of inverse Compton cooling was recognized and included by Chen (1992), and Chen & White (1994). They could reproduce the negative radio spectral index, and concluded that the electrons must be accelerated in situ at the emitting region. The recent models by van Loo et al. (see van Loo 2005) consider shocks decreasing in intensity with stellar distance, narrow emitting layers, and strong shocks that dominate the emission. They use the latest 1D-hydrodynamical models to represent the gas flow. The models have trouble to reproduce some particular cases, for which a yet undetected binary companion is given as an alternative explanation.

Stellar systems with interacting winds. The interaction of two supersonic winds will create regions of shocked gas at high temperatures ($10^7 - 10^8$ K), from which both synchrotron and free-free emission (f-f) are expected. To detect the non-thermal radiation, the separation between binary components must be large enough (periods above some weeks) in order that thermal electrons from the wind do not bury, by absorption, the non-thermal emission. Eichler & Usov (1993) have physically described the scenario for wide systems. For radially-flowing winds, a contact discontinuity appears on the surface where ram pressure of both winds equalize. The position of this surface can be expressed in terms of the ratio of the components wind-momentum. The magnetic field in the presence of a stellar wind is assumed toroidal, and can be computed at the position of the WCR, if the stellar surface magnetic field values (B_*) are known. The authors derive expressions to estimate, among other quantities, the size of the WCR, the maximum energy the electrons can gain at the shock, the synchrotron luminosity, and discuss the production of high energy radiation.
Values of B_* are very difficult to measure; it is possible to estimate an approximate magnetic field at the WCR by assuming energy equipartition (Miley 1980).

Current status of radio observations

From the observational point of view, the detection of radio fluxes from stellar winds implies a considerable amount of on-source integration time and the use

of interferometers. The first systematic detection experiment, carried out by Bieging et al. (1989) using the VLA, yielded 25 detections over 90 northern OB targets. The winds are seen as point sources for instruments having angular resolution lower than $1''$. Nowadays the observed OB stars are ~ 150, and about one third of them have been detected. In the case of WR stars, circa 90 have been observed, from which more than 50 were detected at least at one frequency, and about 20 at more than one frequency (Abbott et al. 1986, Chapman et al. 1999, Cappa et al. 2004).
A major breakthrough was achieved in the last decade, when a few winds could be resolved through VLA, VLBA, and MERLIN data. The observations corresponded to colliding-wind binary (CWB) systems, and the very WCR could be imaged.

One of the first systems in which extended sources associated with stellar winds were detected was **Cyg OB2 No. 5**. This is a stellar system at 1.8 kpc, formed by a close pair (O7Iaf + Of/WN9) plus an early B (probable B0 V) (Contreras et al. 1997). The close pair and the B star are ~ 1700 AU apart. The period of the close pair is ~ 7 days. The system was observed with the VLA at 5 and 7 GHz (Contreras et al. 1997, Fig. 2, and references therein), and two sources were detected: an intense one coincident with the close pair, and a weaker one near the B star. The stronger source showed radio variability on periods of 7 yr, switching between a high state with non-thermal emission and a low-thermal state. The weakest radio source was non-thermal, and identified as the WCR of the system.

WR 147 is composed by a WN8(h) star plus an O5-7 star (Lépine et al. 2001). Its radio image, taken with MERLIN at GHz (Dougherty et al. 1997, Fig. 3, angular resolution: 70 mas) displayed two radio sources: the northern one has a non-thermal spectral index ($\alpha = -0.5$), and the southern one the characteristic +0.6 thermal index. The northern source has been identified with a WCR between the components. New MERLIN observations at three epochs (Watson et al. 2002) revealed that both the thermal and non-thermal sources vary on timescales of years.

The binary system of **WR 146** (WC6 + O8) was observed very recently with the VLA plus one VLBA antenna, attaining an angular resolution of 30 mas, from 1.4 to 43 GHz. The data were combined with European VLBI Network (EVN, 9 mas) and 5-GHz MERLIN observations (O'Connor et al. 2005). Fig. 2-left shows two thermal radio sources on the stars, and a non-thermal one with a bow shock shape corresponding to the WCR.

Maybe the most striking observational radio results were obtained for **WR 140** (WC7 + O4-5). The period of the system is 7.9 yr and the components are separated between 3 and 30 AU. Dougherty et al. (2005) presented VLBA-8.4 GH data taken during two years, of a non-thermal ($T \geq 10^7$ K) source, moving along the orbit (Fig. 2-right). The flux depends on the phase. The radio source was identified with the WCR. The study was complemented with previous VLA data from 1.4 to 22 GHz. They derived new orbital parameters, and a new distance to the system of 1.85 kpc.

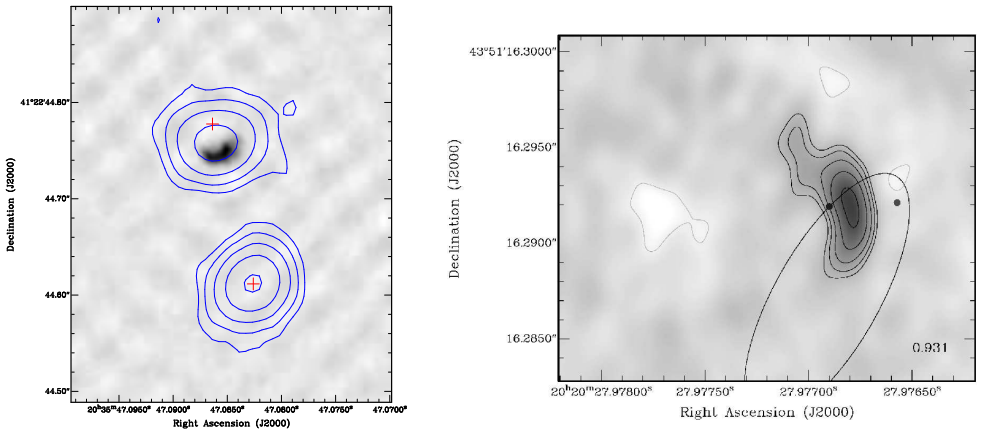


Figura 2. *Left:* Overlay of VLA 43 GHz (contours) with EVN (greyscale) 5-GHz emission on WR 146. The crosses mark the stellar positions, as derived from HST observations (from O'Connor et al. 2005). *Right:* An 8.4 GHz VLBA observation of WR 140, with the deduced orbit superimposed. The WR star is to the NW (from Dougherty et al. 2005).

Radio continuum studies

Radio continuum observations at high angular resolution ($\sim 1''$) allow to derive spectral indices when data at more than one frequency are available. If the flux can be represented by a thermal spectral index, and the basic stellar parameters are known, the mass loss rate can be derived. In case the index is other than thermal, the study of the contributions to the radio spectra will give a hint on the radiation processes involved. An equipartition magnetic field at the WCR can be estimated, and a value for the stellar surface magnetic field, extrapolated. Non-thermal sources could show polarisation, too.
If both angular resolution and sensitivity are high enough, ($< 1''$ and 0.1 mJy, respectively), an *x*,*y* map of the emitting wind on the plane of the sky can be built.
Anyway, the observations can be used to compare different emission models, or to create new models in order to interpret the data. Studies on high-energy emission from the winds, optical searches for binary companions, low-resolution radio line observations over the circumstellar region allow a more complete description of the stellar winds.

1. Point source approach

When the stellar wind -or the WCR- is seen as a point source, a simple model that consist of a thermal source plus a non-thermal source attenuated by free-free absorption can be used (e.g. Chapman et al. 1999). The observed flux is expressed as $S_{\rm obs} = S_{\rm T} + S_{\rm syn} e^{\tau}$, where τ is the f-f optical depth, at frequencies high enough to disregard sychrotron self-absorption and the Razin-Tsytovitch effects. The last equation can be solved by means of simultaneous measurements

at different frequencies, and thermal from non-thermal contributions can be then detached.
This model does not take into account that synchrotron emission and opacity τ are probably time variable. Synchrotron emission will vary if the stellar separation varies as in an eccentric orbit. The opacity to the synchrotron emission will change as long as the line of sight moves around the system.
The simplification here is to consider a univalued opacity, determined through the unique line of sight, and a point synchrotron source. These models proved to reproduce the radiometry of various systems (Chapman et al. 1999, Skinner et al. 1998, Benaglia & Koribalski 2004, 2005).

2. Extended source approach

The wind collision regions are excellent places to study particle acceleration, because their mass, photon and energy densities are much higher than in the SN environment, and the fundamental parameters of the wind flow can be derived. A second approach in the physical description of stellar winds consists of assuming the WCR as an extended source, and is applicable to the cases where the spatial distribution of the radio flux can be imaged.
In this approximation the wind region is divided in cells. A two-dimension hydrodynamical code is used to characterize the temperature and density of each cell, which are the input to compute the absorption and emission coefficients. The equation of transport for each line of sight is then solved numerically, suppliying the flux on the plane of the source, for a given frequency (Dougherty et al. 2003, Pittard et al. 2005). This process was applied to WR 140 (Dougherty et al. 2003) and WR 146 (O'Connor et al. 2005) and the agreement between observations and predictions show the developments point in the right direction.

High energy non-thermal emission

Stellar winds have been recognized as places for particle acceleration; they are permeated by copious UV flux produced at the stars.
When relativistic electrons interact with UV stellar photons, these photons can be boosted to higher energies through inverse Compton (IC) scattering processes. By other hand, additional high energy emission is produced by the same relativistic electrons when they interact with the electrostatic field of the nuclei (relativistic Bremsstrahlung).
The same mechanism efficient to accelerate electrons to relativistic energies should act on the ions; the interaction between relativistic nuclei and cold wind nuclei (p-p interaction) yields to neutral pions that immediately decay generating gamma rays.
At the WCR, the same population of high energy electrons can give rise both to synchrotron and IC scattering, where $< h\nu_{\rm IC} >= 4/3\gamma^2 h\nu_*$. The temperatures present at the massive stars we are dealing with are consistent with seed photon energies of $h\nu_* \sim$ eV which, combined with the electron Lorentz factors of 10^2 – 10^4 easily attained at the shocks will give IC photons from keV to MeV energies.
If the electron energy distribution resulting from a first order acceleration process can be represented by a power law $N_e(E) \propto E^{-p}$, then the IC photon distribution

will also be a power law $dN_{\rm ph}(E)/dE \propto E^{-\Gamma}$, where $\Gamma = (p+1)/2$. In this scenario, the non-thermal spectral index $\alpha_{\rm NT} = (p+1)/2$.
The effect of the UV photons generated by the secondary star, closer to the WCR, will be more important than those from the primary star. Adiabatic, synchrotron, and IC looses are important particle energy looses. The latter two can produce a break at the electron distribution. The maximum energy gained by an electron at a certain WCR can be computed if parameters of the involved stars such as terminal velocities, luminosities, mass loss rates, and the local magnetic field are known.
The study of the gamma-ray production at stellar winds is valuable to find counterparts to unidentified gamma-ray sources, as the many detected by the EGRET experiment (Hartman et al. 1999, Romero et al. 1999).

Examples of multiwavelength studies

1. Cyg OB2 No. 5

This stellar system, described in Sect. 3, is positionally coincident with the probability contours of the unidentified EGRET source 3EG J2033+4118. If the gamma-ray source is located at the stellar distance, it will have a luminosity of $\sim 2.4 \times 10^{35}$ erg s^{-1}. The non-thermal radio emission detected from the putative wind collision region (Contreras et al. 1997) reveals the presence of relativistic electrons. The question to address is whether these electrons and heavier particles through different interactions could give rise to gamma-rays, and how much they contribute to the observed EGRET flux. We evaluated which processes are relevant in the different regions where shocks can be present in the stellar system (Benaglia et al. 2001a).
Firstly we needed to adopt stellar parameters such as mass loss rates, wind terminal velocities, and a stellar magnetic field. Three regions with shocks have been taken into account: the WCR between the close pair and the B star, the stellar winds themselves, and the terminal shock.
It can be demostrated that the values for the synchrotron and IC luminosities are proportional ($L_{\rm syn} = 840 L_{\rm IC}\, B_{\rm WCR} r_2/L_2$, "2" stands for the secondary; Chen & White 1994), when they are produced by the same population of particles. The gamma-ray flux corresponding to relativistic Bremsstrahlung by electrons involved in synchrotron processes can be expressed in terms of the synchrotron flux, as a function of the local electron density and magnetic field (Benaglia et al. 2001a). At the WCR the values obtained for the luminosities are $L_{\rm IC} \sim 8 \times 10^{34}$ erg s^{-1}, and $L_{\rm rB} < 10^{31}$ erg s^{-1}.
In the neighborhoods of Cyg OB2, various CO clouds have been detected (Dobashi et al. 1996), with masses $\sim 10^3 M_\odot$. This observational fact allowed to conclude that the gamma-ray luminosity produced by π^0 decay by hadrons "illuminating" those clouds would sum up to 10^{33} erg s^{-1} (see Aharonian & Atoyan 1996). The important contribution in gamma rays at the base of the wind is from π_0 decays, and has been computed by White & Chen (1992) as $L_{\pi^0} \sim 5 \times 10^{34}$ erg s^{-1}.
The sum of all luminosities mentioned above can explain about half of the detected gamma ray flux. We speculate that the remaining flux can be due to the action of other METS present in the field.

2. WR 140, WR 146, and WR 147

The (WR+O) binary systems of WR 140, WR 146, and WR 147 are among the most studied ones. All have been observed several times and at different angular resolutions with interferometers. WR 140 is a 8 yr-period binary, while the other two are in very wide orbits, with probable periods larger than 100 yr. From these stars not only non-thermal emission has been detected and monitored, but a map of the radio flux distribution could be built.

WR 140 is located onto an unidentified EGRET source (3EG J2022+4317). The estimated EGRET threshold at the positions of WR 146 and WR 147 is high, more than 50% of the 3EG J2022+4317 flux value. With the synchrotron flux and the size of the WCR it is possible to evaluate the contribution of IC stcattering, relativistic Bremsstrahlung and π^0 decay processes producing gamma rays at the WCR, and compare it with the EGRET results (Benaglia & Romero 2003).

An improvement has been included in working out the problem, with respect to the case of Cyg OB2 No. 5, by taking into account the break in the energy distribution due to synchrotron and IC losses.

The local magnetic field was the main unknown: we have estimated an equipartition value for each system. Ultimately, the process served to calibrate the adopted parameters (see Benaglia & Romero 2003). It was shown that under reasonable assumptions, *(i)* the gamma-ray emission from 3EG J2022+4317 could be produced by the CWB system of WR 140 and *(ii)* the high energy emission from WR 146 and WR 147 remained below the EGRET detection limit.

As in the case of Cyg OB2 No. 5, new gamma-ray observations with better angular resolution and sensitivity are necessary to fine-tune the assumed physical parameters relevant in this kind of studies.

3. HD 92129A

This is the only O2 If* cataloged so far (Walborn et al. 2002), a member of Tr 14 in the Carina region ($\sim$ 2.5 kpc, Walborn 1995). HST observations have revealed the presence of an early-type companion, at 55 mas ($\sim$ 150 AU) (Nelan et al. 2004).

The system was detected at radio continuum from 1.4 to 25 GHz (Fig. 3-left) over a period of 1 yr (Benaglia & Koribalski 2005). The radio spectra displayed strong non-thermal emission, superposed to the thermal emission from the hot winds. In order to disentangle both contributions, we fitted the flux with the expression $S_\nu = S_\nu^{\rm T} + S_\nu^{\rm NT} = {\rm C}_1\nu^{0.6} + {\rm C}_2\nu^{\alpha_{\rm NT}}e^{-\tau_0\nu^{-2.1}}$, by assuming that f-f absorption is modifying the synchrotron emission. On this first approximation, the Razin-Tsytovitch effect and synchrotron self-absorption were disregarded.

The results allowed not only to characterize thermal emission and derive the mass loss rate of the system, but to find the non-thermal average spectral index which represents the synchrotron radiation. The assumption of a colliding wind region size leaded to the estimate of a local magnetic field value of $\sim$ 10 mG.

In the near future, long baseline radio observations will be envisaged, to map the strong NT source that represents the wind-collision region.

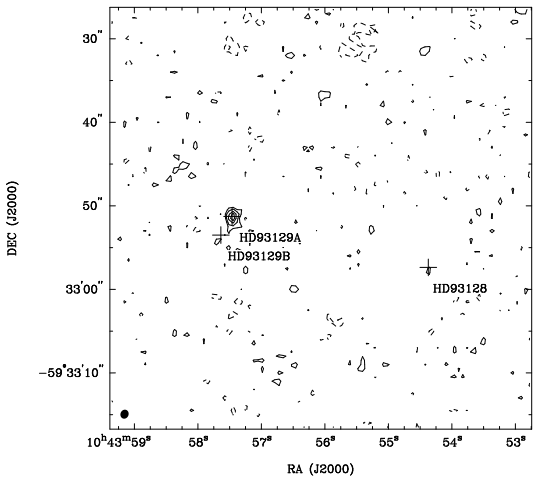


Figura 3. Atca 3-cm radio continuum image towards Tr 14. Optical positions of the earliest stars are marked. Contour levels of -0.22, 0.22 (2σ), 0.44, ..., and 1.1 mJy beam^{-1}. The synthesized beam ($1.1'' \times 1.0''$) is displayed at the bottom left corner.

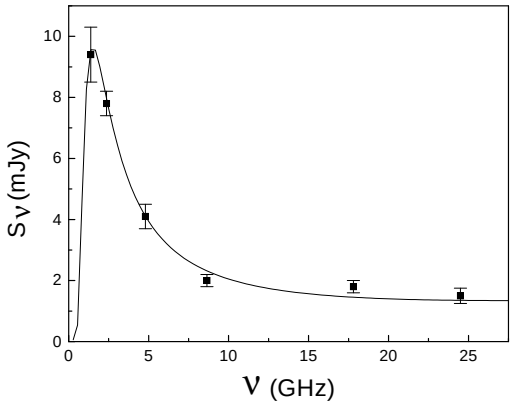


Figura 4. Radio flux density measured for HD 93129A (squares) and result of the fit (solid line).

4. WR 21a

The star WR 21a (or Wack 2134) constitutes perhaps the best example to show how the information obtained at different spectral windows aid in assembling a complete picture of the object under study (Benaglia et al. 2005).
WR 21a is a WN 6 star (van der Hucht 2001), $\sim$ 3 kpc from the Sun, and its spectra showed evidence of an early-type companion (Reig 1999). It is positionally coincident with a brilliant X-ray source (1E 1022.2-5730), and with an EGRET source (3EG J1027-5817).
Spectrosocpic optical monitoring was carried out to look for a print of the putative companion, and Niemela et al. (2006) discovered its binary nature with a probable O companion, with a period of weeks. A complete set of archieved X-ray data was analyzed, and strong variability was confirmed. The available data span over 11 yr, but the irregularly time spacing between observations with different instruments preclude a fit with the new period discovered.
High-angular resolution radio continuum observations were conducted to observe the wind emission. The system was followed with ATCA at 4.8 and 8.64 GHz. A radio source of 0.26 mJy was detected at 4.8 GHz at the stellar position, and not at 8.64 GHz over a r.m.s. of 0.1 mJy beam^{-1}. The derived spectral index of $\alpha < 0.3$ suggests the presence of NT emission (Benaglia et al. 2005).
Low resolution HI-line radio observations were taken at IAR (HPBW = 30'), to study the interaction between the stellar wind and the ISM. A minimum over the position of the star was found in the HI distribution. Unfortunately, it represents not only lack of gas (a bubble formed by the WR+O system?), but mainly absorbed HI caused by the strong continuum HII region source RWC 49 that lies beyond WR 21a along the same line of sight. An HI concentration appeared on the position of the EGRET source probability contours, with a mass $M \geq 1500$ M$_\odot$. If this cloud is illuminated by relativistic protons accelerated at the stellar winds, the gamma-rays produced might explain, in part, the emission from the EGRET source.
A thoroughful HI study, to allow the separation of emission and absorption and identify the neutral clouds that surround the stellar system, plus gamma-ray observations, capable of resolving the high energy stellar emission, are fundamental to complete the study towards this interesting system.

Summary and perspectives

Massive, early-type stars emit non-thermal radiation, identified as synchrotron radiation at low energies. This fact unveils the existence of relativistic particles and magnetic fields in the winds. The particles are accelerated in shocks present at the winds of single stars, at the regions where winds of early-type stars forming binary systems collide, and presumably at the terminal shock where a stellar wind encounters the ISM.
The non-thermal radio emission is detected at colliding wind regions; the picture is not so clear for single stars. The presence of synchrotron radiation and external photon fields suggest that high energy emission will be produced too, detectable by means of gamma ray satellites.

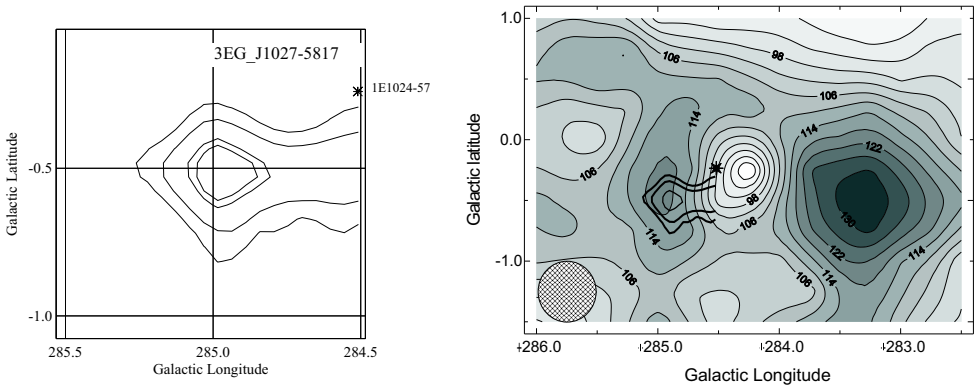


Figura 5. *Left:* EGRET probability contours for 3EG J1027-5817. Contour labels are 50%, 68%, 95% and 99%. The X-ray source 1E 1024-57, coincident with WR 21a, is marked. *Right:* Neutral-hydrogen column density integrated over velocities from –21 to –14 km s^{-1}. The contour levels indicate H I brightness temperatures in steps of 4 Kelvin. The IAR telescope beam is displayed in the bottom left corner. The position of WR 21a is marked with a black star; EGRET contours are superposed.

Comprehensive models to reproduce the spectral and spatial distributions are currently under development (Reimer et al. 2005, Pittard et al. 2005).
The number of cases in which the emission from wind regions could be resolved is still low: Cyg OB2 No. 5, WR 140, WR 146, WR 147.
From the theoretical point of view, the next steps will include the generation of 2- and 3-D hydrodynamical models up to a large wind extent, to describe stellar winds; the application of such models as an input to develop, in turn, more realistic models to explain the non-thermal radio emission from single stars; the building of self-consistent models which take into account the anti-reaction of relativistic particles over the shock structure, etc.
Main challenges on the observational side are to use very long baseline interferometry (mas resolution) to scrutinize the regions of the stellar winds and map them, especially the ones of colliding winds. Going even further, in time and imagination, the settlement of an instrument of that kind to glaze at the southern stellar wind regions -yet obscure- will be welcome by the massive stars researchers community. These studies need to be complemented with optical ones to investigate the structure of the stellar systems, together with high-energy (X- and gamma-rays: Chandra, INTEGRAL, GLAST) in order to achieve a complete picture of the stellar winds phenomenon.

Acknowledgments. I would like to thank S.M. Dougherty, who kindly provided material included here, and G.E. Romero, for a careful reading of the manuscript. This work has been supported by the Argentine agency ANPCyT through grant PICT 03-13291.

References

Abbott, D.C., Bieging, J.H., Churchwell, E.B., & Torres, A.V. 1986, ApJ, 303, 239

Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 1996, A&A, 917, 928

Bell, A.R. 1978, MNRAS, 182, 147

Benaglia, P., Romero, G.E., Stevens, I.R., & Torres, D.F. 2001a, A&A, 366, 605

Benaglia, P., Cappa, C.E., & Koribalski, B.S. 2001b, A&A, 372, 952

Benaglia, P., & Romero, G. E. 2003, A&A, 399, 1121

Benaglia, P., & Koribalski, B. 2004, A&A, 416, 171

Benaglia, P., Romero, G.E., Koribalski, B., & Pollock, A.M.T. 2005, A&A, 440, 743

Benaglia, P., & Koribalski, B. 2005, in "Massive Stars in Interacting Binaries", eds. T.A. Moffatt, & N. St-Louis, in press

Bieging, J.H., Abbott, D.C., & Churchwell, E.B. 1989, ApJ, 340, 518

Cappa, C., Goss, W.M., & van der Hucht, K.A. 2004, AJ, 127, 2885

Chapman, J.M., Leitherer, C., Koribalksi, B. et al. 1999, ApJ, 518, 890

Chen, W. 1992, PhD. Thesis, Johns Hopkins University

Chen, W., & White, R.L. 1994, Ap&SS, 221, 259

Contreras, M.E., Rodriguez, L.F., Tapia, M. et al. 1997 ApJ 488, 153

Dobashi. K., Bernard, J.P., & Fukui, Y. 1996, ApJ, 466, 282

Dougherty, S.M., Williams, P.M., & Pollacco, D.L. 1997 316 743

Dougherty, S.M., Pittard, J.M., Kasian, L., et al. 2003, A&A, 409, 217

Dougherty, S.M., Beasley, A.J., Coker, R.F., & Corcoran, M.F. 2005, ApJ, 623, 447

Eichler, D., & Usov, V. 1993, ApJ, 402, 271

Hartman, R.C., Bertsch, D.L., Bloom, S.D., et al. 1999, ApJS, 123, 79

van der Hucht, K.A. 2001, New Astron. Rev., 45, 135

Leitherer, C., Chapman, J.M., Koribalski, B. 1995, ApJ, 450, 289

Lépine, S., Wallace, D., Shara, M.M. et al. 2001, AJ, 122, 3407

Lucy, L.B. 1982, ApJ, 255, 286

van Loo, S. 2005, PhD. Thesis, University of Leuven

Miley, G.K. 1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 165

Nelan, E.P., Walborn, N.R., Wallace, D.J., et al. 2004, ApJ, 128, 323

Niemela, V.S., Gamen, R., Solivella, G. et al. 2006, submitted

O'Connor, E.P., Dougherty, S.M., Pittard, J.M, & Williams, P.M. 2005, astro-ph/0509231

Pittard, J.M., Dougherty, S.M., Coker, R.F., et al. 2005, A&A, in press

Reig, P. 1999, A&A, 345, 576

Reimer, A., Pohl, M., & Reimer, O. 2005, astro-ph/0510701

Romero, G.E., Benaglia, P., & Torres, D.F. 1999, A&A, 348, 868

Skinner, S.L., Itoh, M., Nagase, F., & Zhekov, S.A. 1999, ApJ, 524, 394

Walborn, N.R. 1995, Rev. Mex. Astron. Astrof., 2, 51

Walborn, N.R., Howarth, I.D., Lennon, D.J., et al. 2002, AJ, 123, 2754

Watson, S.K., Davis, R.J., Williams, P.M., & Bode, M.F. 2002, MNRAS, 334, 631

White, R.L. 1985, ApJ, 289, 698

White, R.L., & Chen, W. 1992, ApJ, 387, 81

Wright, A.E., & Barlow, M.J. 1975, MNRAS, 170, 41

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Spectroscopic study of star clusters in the Small Magellanic Cloud: star formation history

Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, claria@oac.uncor.edu
Andrés E. Piatti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar
João F.C. Santos Jr.
Dpto. de Física, UFMG, Belo Horizonte, Brasil, jsantos@fisica.ufmg.br
Eduardo Bica
Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre, Brasil, bica@if.ufrg.br
Andrea V. Ahumada and M. Celeste Parisi
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, andrea, celeste@oac.uncor.edu

Abstract. We present integrated spectra in the range (3600-6800) Å for 18 concentrated clusters of the Small Magellanic Cloud (SMC). By using the template matching and equivalent width methods, ages and metallicities were respectively determined and a very good agreement between ages derived from both methods was found. Combining the present sample with 19 additional SMC clusters whose ages and metallicities were put onto a homogeneous scale, we analyze the clusters' age and metallicity distributions. By considering the deprojected distances of the clusters from the SMC center instead of their projections onto the right ascension and declination axes, the ensuing analysis seems to indicate that the SMC inner disk could have been the result of a cluster formation episode which reached a peak $\sim$ 2.5 Gyr ago. Evidence for a metallicity gradient in the SMC disk is also presented.

Resumen. Presentamos espectros integrados en el rango (3600-6800) Å de 18 cúmulos concentrados de la Nube Menor de Magallanes (NMM). Las edades y metalicidades fueron derivadas a partir del método de ajuste de templates y de los anchos equivalentes, respectivamente. Las edades obtenidas por ambos métodos muestran muy buen acuerdo. Combinando la presente muestra con 19 cúmulos adicionales para los cuales las edades y metalicidades fueron determinadas en una escala homogénea, analizamos las distribuciones de edad y metalicidad de los cúmulos. Considerando las distancias deproyectadas de los cúmulos al centro de la NMM, en lugar de sus proyecciones sobre los ejes de ascensión recta y declinación, este análisis sugiere que el disco interior de la NMM podría haberse formado como consecuencia de un episodio de formación estelar ocurrido hace $\sim 2.5\text{x}10^9$ años. Presentamos además

evidencia sobre la existencia de un gradiente de metalicidad en el disco de la NMM.

Introduction

In order to analize star clusters in dwarf galaxies which can be observed through ground-based large telescopes as well as through the Hubble Space Telescope, a star cluster spectral library at the SMC metallicity level can prove useful. We present here integrated spectra for 18 concentrated SMC clusters. Previous cluster samples are complemented by the present one in an attempt to provide a spectral library with several clusters per age bin. At the same time, the cluster parameters are determined and the age and metallicity distributions analized. This aims at looking into the SMC star formation history and the chemical enrichment processes.

Spectroscopic observations

By using the CASLEO (Argentina) 2.15 m and CTIO (Chile) 1.5 m telescopes, integrated spectra for a sample of 18 concentrated SMC clusters were obtained during 13 observing nights. The spectral coverage was (3600-6800)Å, while the typical resolution and dispersion were 12 Å and 3.5 Å/pixel, respectively. The observations were performed by scanning the slit across the objects in the North-South direction.

The template-matching and equivalent widths methods

We resorted to two independent methods to derive the cluster parameters: the template-matching method, which entails comparing and matching the observed spectra to template spectra with well-determined properties (e.g., Piatti et al. 2002a), and the equivalent width (EW) method, which consists in utilizing diagnostic diagrams involving the sum of EWs of selected spectral lines, along with their calibrations with age and metallicity (Santos & Piatti 2004, hereafter SP). Cluster reddening values were first estimated by interpolation between the extinction maps of Burstein & Heiles (1982) and Schlegel et al. (1998). Before measuring EWs, the spectra were set to the rest-frame according to the Doppler shift of H Balmer lines. The EWs of H Balmer, K CaII, G band (CH) and MgI (5167+5173+5184) Å were measured using IRAF task splot. Subsequently, the sum of EWs of the 3 metallic lines (S_m) and of the 3 Balmer lines Hβ, Hγ and Hδ (S_h) were used to estimate cluster parameters. Summing up, the calibrations, aided by diagnostic diagrams involving S_m and S_h, allowed us to derive age for star clusters younger than $\sim$ 10 Gyr and metallicity for older ones. For intermediate-age clusters ($2.5 < t(\mathrm{Gyr}) < 10$) with [Fe/H] > -1.4, it is necessary to constrain age by using the template-matching method and then obtain metallicity with the SP's calibration, if the cluster is old. We found a very good agreement between ages derived from both methods. As examples, we show in Fig. 1 the best template combination for K5, i.e., the average of Ia and Yh templates (equivalent to 0.8 Gyr), compared with the reddening-corrected

spectrum, and K3, i.e., the average of G3 and Ia templates (equivalent to 7 Gyr), compared with the reddening-corrected spectrum. For K5, its metallicity has been corrected to [Fe/H] = -0.5, following an age revision on the Piatti et al. (2005) value. Brocato et al. (2001) presented a HST CMD of K3 making its photometry available, on which we have superimposed Padova isochrones (Girardi et al. 2002) to obtain [Fe/H] = -1.2 and t = 6 Gyr. Good agreement was reached between age and metallicity values obtained in the present analysis for K3 and the results of previous studies (see, e.g., Mighell et al. 1998).

The derived ages and metallicities for the cluster sample are summarized in Table 1. The methods used to obtain age and metallicity are indicated in columns 6 and 9. All clusters were age-ranked according to the EW method with the only exception of K28, with a low S/N spectrum. The template method was applied to the whole sample either independently from the EW method (minus sign in column 6) or in conjunction with the EW method (plus sign in column 6). The last two columns of Table 1 show the cluster metallicities adopted whenever possible as well as their corresponding sources, respectively. For K3, we used equation (8) of SP. We also fitted Padova isochrones to the K6 CMD obtained by Matteuci et al. (2002) and yielded a cluster metallicity of [Fe/H] = -0.7, assuming the SMC apparent distance modulus (m-M) = 19.0 (Cioni et al. 2000).

Table 1. **Cluster parameters**

Cluster	$E(B-V)$	$t_{\rm literature}$ (Gyr)	Ref.	$t_{\rm m}$ (Gyr)	method	$t_{\rm adopted}$ (Gyr)	[Fe/H]	Ref.
L 5	0.03	4.1	1	0.8	S_h,S_m - template	3.0±1.5	-1.1±0.2	1,9
K 5	0.02	2.0	1	0.8	S_h,S_m - template	1.2±0.5	-0.5±0.2	1,9
K 3	0.02	7.0±1.0	2,4	7.0	S_h,S_m + template	7.0±1.0	-1.20±0.2	2,9
K 6	0.03	1.3	7	2.0	S_h,S_m + template	1.6±0.4	-0.7	9
K 7	0.02	3.5	3	4.0	S_h,S_m + template	3.5±0.5	-1.0	3
HW 8	0.03			0.05	S_h,S_m - template	0.05±0.02		
NGC 269	0.01			0.6	S_m - template	0.6±0.2		
L 39	0.01			0.015	S_h,S_m - template	0.015±0.010		
K 28	0.06	2.1	2	1.0	template	1.5±0.6	-1.0±0.2	2,9
NGC 294	0.02			0.3	S_h,S_m - template	0.3±0.1		
L 51	0.07			0.015	S_h,S_m - template	0.015±0.010		
K 42	0.06			0.045	S_h,S_m - template	0.045±0.015		
L 66	0.06			0.015	S_h,S_m - template	0.015±0.010		
NGC 411	0.03	1.5±0.2	2,6,8	1.0	S_h,S_m - template	1.5±0.3	-0.7±0.2	2,6,8
NGC 419	0.03	1.6±0.4	2,4	0.8	S_h,S_m - template	1.2±0.4	-0.7	2
NGC 422	0.03			0.3	S_h,S_m - template	0.3±0.1		
IC 1641	0.03			0.3	S_h,S_m - template	0.3±0.1		
NGC 458	0.02	0.17±0.03	2,5	0.05	S_h,S_m - template	0.13±0.06	-0.23	2

References: (1) Piatti et al. (2005); (2) Piatti et al. (2002b); (3) Mould et al. (1992); (4) Rich et al. (2000); (5) Alcaino et al. (2003); (6) Alves & Sarajedini (1999); (7) Matteucci et al. (2002); (8) Leonardi & Rose (2003); (9) this work.

Cluster age and metallicity distributions

In order to examine the cluster age and metallicity distributions, we computed for each cluster its deprojected distance from the SMC optical center using the expression:

$$d = d(p)[1 + [sen(p - p')^2][tang(i)]^2]^{0.5}, \quad (1)$$

where d is the deprojected distance from the SMC optical centre, $d(p)$ the projected distance on the plane of the sky, p the position angle of the cluster, p' the position angle of the line of nodes and i the tilt of the SMC plane to the plane of the sky. In equation (1), the factor $sen(p - p')^2$ considers how distant the object lies from the line of nodes. If the object were lying over the line of nodes, d and $d(p)$ will coincide, regardless of the disk tilt. The SMC optical centre was assumed to be placed (J2000) at: $\alpha = 00^h52^m45^s$, δ = -72° 49' 43" (Crowl et al. 2001). To compute d from equation (1), we used $p' = 45°$ and $i = 60°$ (de Vaucouleurs & Freeman 1973).

The left panel of Fig. 2 shows how the derived ages vary as a function of the computed deprojected distances. There are very few clusters younger than 4 Gyr in the outer disk, defined as the portion of the SMC disk with $d \geq 3.5°$, while there are very few clusters older than 4 Gyr in the inner disk. What is more, in the inner disk, as the clusters become older, their corresponding deprojected distances get proportionally larger, a fact which surprisingly suggests the possibility that the clusters may have been formed outside in, as in a relatively rapid collapse.

Piatti et al. (2005) confirmed that $\sim$ 2.5 Gyr ago the SMC reached the peak of a burst of cluster formation, which corresponds to a very close encounter with the LMC, according to the recent dynamical models of Bekki et al. (2004). Piatti et al. (2005) studied 10 clusters with ages and metallicities in the ranges 1.5-4 Gyr and -1.3 < [Fe/H] < -0.6, respectively. They were more inclined to believe in a bursting cluster formation history rather than a continuous one for the SMC. The age-position relation shown in Fig. 2 (left-hand panel) for clusters younger than 4 Gyr adds, if confirmed, a new nuance to the bursting theory of cluster formation. In the cluster formation episode peaking at $\sim$ 2.5 Gyr, the burst could have originated the formation process which continued producing clusters from the outermost regions to the innermost ones in the inner SMC disk. Under these circumstances, the inner disk could have been formed during this period.

Fig. 2 (right panel) depicts the distribution of the cluster metallicities as a function of the deprojected distances from the SMC center. Note that in the outer disk, there are no clusters with [Fe/H] values larger than $\sim$ -1.2, with only one exception. The inner disk, however, is shared by both metal-poor and metal-rich clusters, the averaged metallicity being clearly larger than that for the outer disk. We then confirm the existence of a metal abundance gradient for the SMC disk, given the fact that the farther a cluster from the galaxy centre, the poorer its metal content. Nonetheless, all the clusters with [Fe/H] > -1.2 in the inner disk were formed during the last 4 Gyr, whereas the metal-poor ones are as old as those in the outer disk. Accordingly, the abundance gradient seems to be representative of the combination of an older and more metal-poor population of clusters spread all through the SMC and a younger and metal-richer one predominantly born in the inner disk. Note that some few clusters were also formed in the inner disk with [Fe/H] $\sim$ -1.2.

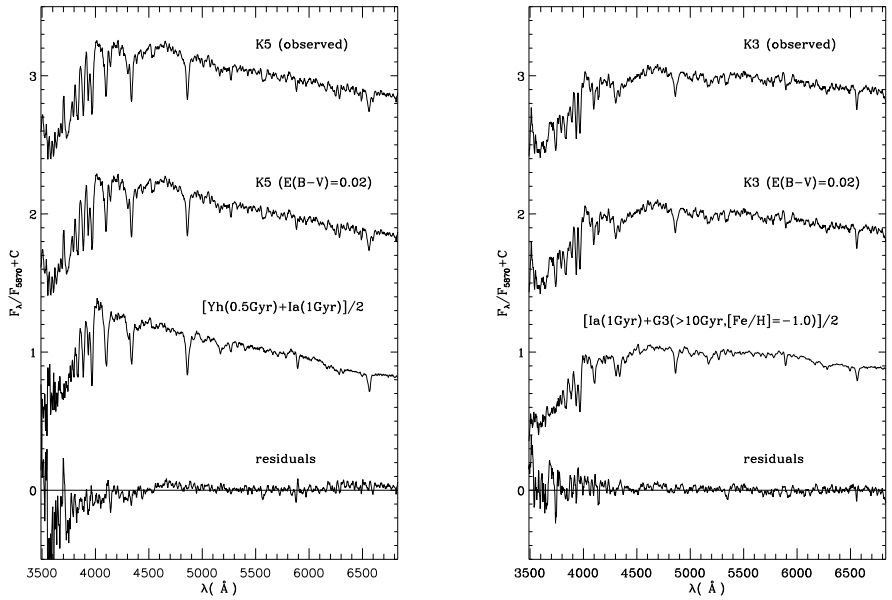


Figura 1. Integrated spectra of K5 (left-hand panel) and K3 (right-hand panel), corrected for reddening, and the templates which best match them.

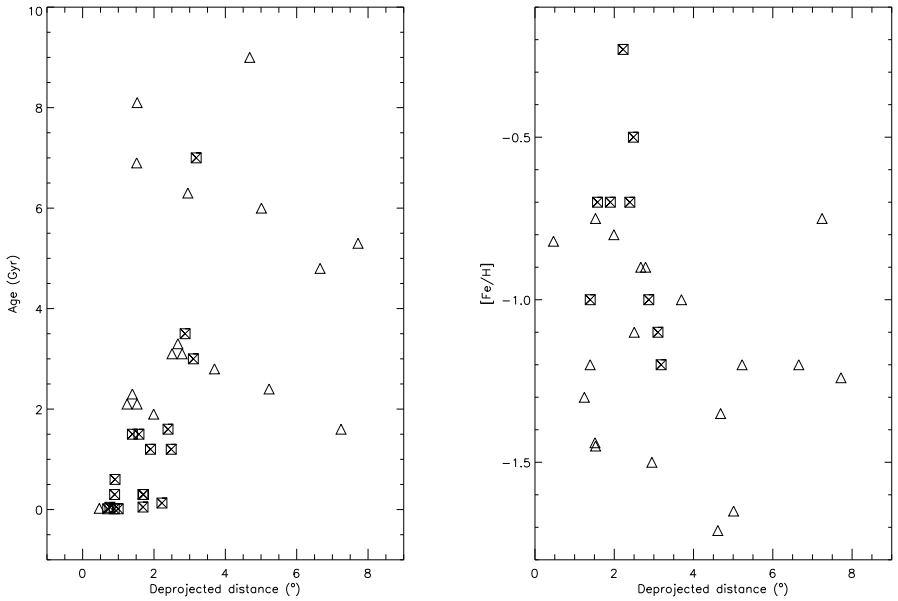


Figura 2. *Left:* Cluster ages versus deprojected distances. Studied clusters (crossed boxes) and 19 additional clusters (triangles) taken from Piatti et al. (2002b) and Piatti et al. (2005) are indicated. *Right:* Cluster metallicities versus deprojected distances.

References

Alcaino G., Alvarado F., Borissova J. & Kurtev R. 2003, A&A, 400, 917
Alves D.R. & Sarajedini A. 1999, ApJ, 511, 225
Bekki K., Couch W.J. et al. 2004, ApJ, 610, L93
Burstein D. & Heiles C. 1982, AJ, 87, 1165
Brocato E., Di Carlo E. & Menna G. 2001, A&A, 374, 523
Cioni M.R., van der Marel R.P., Loup C. & Habing J. 2000, A&A, 359, 601
Crowl H.H., Sarajedini A., Piatti A.E. et al. 2001, AJ, 122, 220
de Vaucouleurs G. & Freeman K.C. 1973, Vistas in Astron., 14, 163
Girardi L., Bertelli G. et al. 2002, A&A, 391, 195
Leonardi A.J. & Rose J.A. 2003, AJ, 126, 1811
Matteucci A., Ripepi V., Brocato E., Castelani V. 2002, A&A, 387, 861
Mighell K.J., Sarajedini, A. & French R.S. 1998, AJ, 116, 2395
Mould J.R., Jensen J.B. & Da Costa G.S. 1992, ApJS, 82, 489
Piatti A.E., Bica E., Clariá J.J. et al. 2002a, MNRAS, 335, 233
Piatti A.E., Sarajedini A., Geisler D. et al. 2002b, MNRAS, 329, 556
Piatti A.E., Sarajedini A., Geisler D. et al. 2005, MNRAS, 358, 1215
Rich R.M., Shara M., Fall S.M. & Zurek D. 2000, AJ, 119, 197
Santos Jr., J.F.C. & Piatti A.E. 2004, A&A 428, 79 (SP)
Schlegel D., Finkbeiner D. & Davis M. 1998, ApJ, 500, 525

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

El estado evolutivo de la enana blanca en el pulsar binario PSR J1713+0747

Omar Gustavo Benvenuto
Pontificia Universidad Católica, Santiago, Chile. Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC), Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas UNLP (FCAGLP), Argentina, obenvenu@astro.puc.cl; obenvenuto@fcaglp.unlp.edu.ar
René Daniel Rohrmann
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina, rohr@oac.uncor.edu
María Alejandra De Vito
CIC, Universidad Nacional de La PLata, Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), Argentina, adevito@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. Recently, Splaver and coworkers have measured the masses of the white dwarf and the neutron star components of the PSR J1713+0747 binary system pair by means of the general relativistic effect known as Shapiro Delay with very high accuracy. Employing this data we attempt to find the original configuration that evolved to the observed system. For this purpose we perform a set of binary evolution calculations trying to simultaneously account for the masses of both stars and the orbital period.

Resumen. Recientemente, Splaver y colaboradores han medido con gran precisión las masas de la enana blanca y de la estrella de neutrones componentes del sistema binario PSR J1713+0747 mediante el efecto relativista conocido como "Shapiro delay". Empleando estos datos hemos intentado encontrar la configuración original que ha evolucionado al sistema actualmente observado. Para ello hemos realizado una serie de cálculos evolutivos binarios tratando de tener en cuenta simultáneamente las masas de ambas componentes y el período orbital.

Introducción

PSR J1713+0747 fue descubierto en un relevamiento de pulsares de milisegundo (PMS) con el telescopio de 305 mts. de Areceibo (Foster, Wolszczan y Camilo 1993). Su período de rotación es de 4.57 ms. En 1993, Foster y colaboradores realizaron las primeras estimaciones de los parámetros orbitales del modelo binario de PSR J1713+0747. Encontraron una compañera enana blanca de baja masa en una órbita casi circular, con un período de 67.8 días. Pudieron estimar, además, la masa de la enana blanca a través de la función de masa. En un trabajo muy reciente, Splaver y colaboradores (2005), estudiando el efecto relativista conocido como "Shapiro delay", han logrado determinar las masas de

ambas componentes del sistema con gran precisión: $M_{EN} = 1.3 \pm 0.2\ M_\odot$ para la estrella de neutrones, y $M_{EB} = 0.28 \pm 0.03\ M_\odot$ para la enana blanca. El valor de la masa de la estrella de neutrones obtenido por estos autores al combinar análisis estadísticos con la relación teórica período orbital - masa del núcleo es $M_{EN} = 1.53^{+0.08}_{-0.06}\ M_\odot$ (68 % de confianza).

Un parámetro muy importante en los PMS es la *edad característica* τ_{PSR}. Para el caso de radiación dipolar magnética se puede mostrar que $\tau_{PSR} = P/(2\dot{P})$. Splaver y colaboradores (2005) encontraron para PSR J1713+0747, $\tau_{PSR} = 8$ giga-años.

Si el pulsar tiene una compañera enana blanca, esperamos que la edad de la enana blanca, contada desde el final del primer episodio de tranferencia de masa[1] coincida con la edad característica del pulsar.

Tabla 1

Principales características de la componente enana blanca del sistema PSR J1713+0747, tomadas de Lundgren y colaboradores (1996). Los números entre paréntesis representan errores en los últimos dígitos citados.

Cantidad	Valor medido
m_B	>27.1
m_V	26.0(2)
m_I	24.1(1)
$B-V$	>1.1
$V-I$	1.9(2)
$m-M$	10.2(5)
E_{B-V}	0.08(2)

La compañera enana blanca de PSR J1713+0747 fue detectada por Lundgren y colaboradores (1996) mediante observaciones del Telescopio Espacial Hubble (ver la Tabla 1). Este hecho nos ofrece una importante posibilidad de confrontar la teoría con la observación.

El código evolutivo

Los cálculos del presente trabajo se han realizado utilizando el código de evolución binaria descripto en Benvenuto y De Vito (2004). El mismo emplea una técnica generalizada de Henyey que nos permite calcular la tasa de pérdida de masa de modo implícito (Benvenuto y De Vito 2003). Además, posee una detallada descripción de opacidades, ecuación de estado, reacciones nucleares y difusión; en el cálculo de la evolución orbital se han considerado los principales procesos de pérdida de momento angular: los que se llevan la materia que escapa del sistema, la radiación gravitatoria y el frenado magnético. Hemos despreciado la irradiación del PMS sobre la estrella donante.

En el tratamiento de la evolución orbital de los sistemas, hemos considerado que la estrella de neutrones es capaz de retener una fracción β del material proveniente de la estrella donante.

[1] Este primer episodio es el único capaz de transferir una cantidad de materia suficiente como para acelerar a la estrella de neutrones.

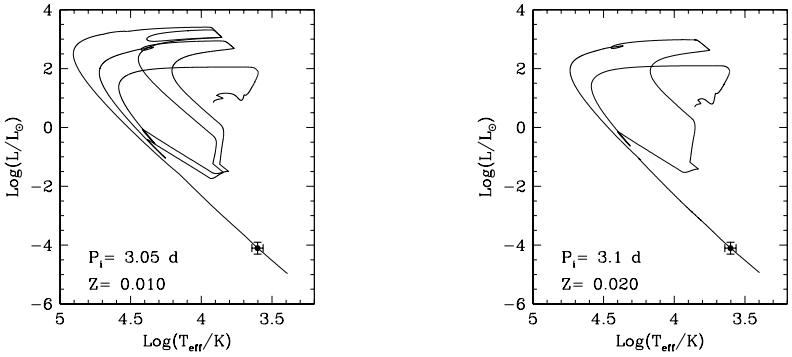


Figura 1. *Izquierda:* Camino evolutivo para el caso de metalicidad $Z = 0.010$ y período inicial de 3.05 días. *Derecha:* Camino evolutivo para el caso de metalicidad $Z = 0.020$ y período inicial de 3.10 días. Hemos incluido la luminosidad y la temperatura efectiva de la enana blanca en PSR J1713+0747 con sus correspondientes barras de error.

Hemos incorporado a nuestro código un modelo detallado de atmósfera no-gris para poder realizar un tratamiento apropiado de la etapa de enfriamiento de la enana blanca. Esto nos permite, además, determinar el flujo emergente desde la enana blanca e interpretar sus magnitudes y colores. Los procesos empleados en el cálculo de atmósferas en equilibrio termodinámico local están descriptos en Rohrmann (2001) y Rohrmann y colaboradores (2002).

Resultados

Hemos calculado una grilla de modelos evolutivos con la intención de poder describir las características del sistema binario PSR J1713+0747. Los parámetros iniciales que nos condujeron a resultados exitosos fueron: masas iniciales de 1.5 $M_\odot$ para la componente normal, y 1.4 $M_\odot$ para la estrella de neutrones; dos posibles valores de la metalicidad de la estrella donante: $Z = 0.010$ y 0.020; encontramos, además, que el valor más adecuado para nuestros propósitos resultó ser $\beta = 0.10$. En este marco, hallamos un par de soluciones exitosas, a nuestro criterio. En la Tabla 2 se muestran el período inicial, el período final, y las masas finales de la enana blanca y de la estrella de neutrones para cada valor de la metalicidad.

Tabla 2

Z	P_i [d]	P_f [d]	M_{EB} $[M_\odot]$	M_{EN} $[M_\odot]$
0.010	3.05	68.288	0.29945	1.51989
0.020	3.10	67.762	0.30338	1.51937

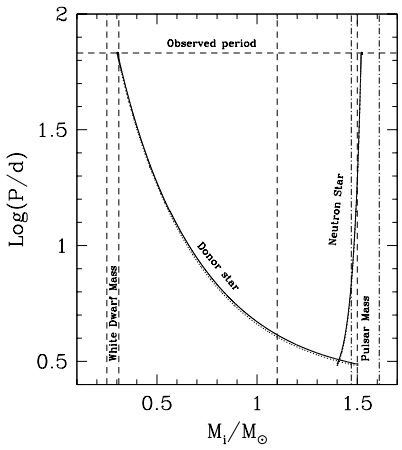


Figura 2. Período en función de la masa. Las líneas de puntos corresponden a $Z = 0.010$, mientras que las líneas sólidas a $Z = 0.020$. Las líneas verticales a trozos de la izquierda corresponden a la masa observada de la enana blanca con sus correspondientes barras de error, y en la derecha, la masa de la estrella de neutrones con sus correspondientes barras de error. La estimación de la masa de la enana blanca hecha con la relación período - masa del núcleo se muestra con la línea vertical de punto-raya. La línea horizontal representa el período orbital observado.

En la Figura 1 mostramos los recorridos evolutivos de las estrellas normales seleccionadas para este trabajo. Ambas completan la quema de hidrógeno, evolucionan hacia la rama de las gigantes rojas y desarrollan una zona convectiva externa. En estas condiciones, la estrella donante llena el lóbulo de Roche y comienza la primera etapa de transferencia de masa. En el caso de $Z = 0.010$ ocurren dos "flashes" termonucleares, mientras que para el caso de $Z = 0.020$ sólo uno. Luego, la estrella se enfría como una enana blanca de helio con una capa externa rica en hidrógeno.

En la Figura 2 mostramos la evolución del período del sistema como función de las masas de las componentes del par. Para ambas metalicidades, las masas de la estrella donante finalmente caen dentro de la barra de error de 1σ. En el caso de la estrella de neutrones, hallamos una masa levemente mayor que la encontrada por Splaver y colaboradores (2005), pero dentro de la barra de error permitido si se considera la relación teórica masa-radio.

En la Figura 3 mostramos los diagramas calculados color-color y magnitud-color. Las curvas de enfriamiento de $Z = 0.010$ (líneas de puntos en la Figura 3) y de $Z = 0.020$ (líneas llenas en la Figura 3) son esencialmente iguales, ya que ambos caminos evolutivos corresponden a masas estelares muy parecidas y a una composición atmosférica casi igual. La principal diferencia está en las edades de enfriamiento.

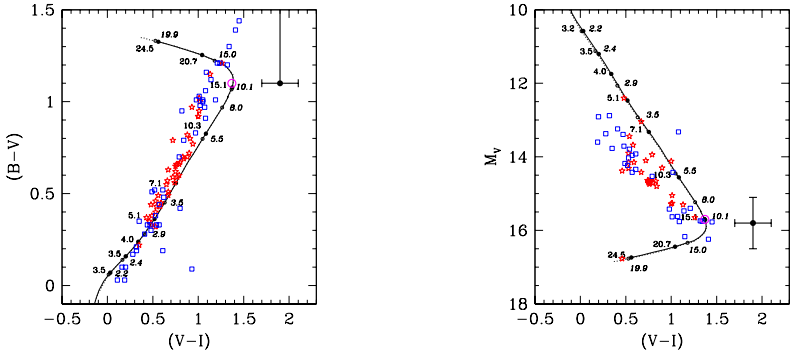


Figura 3. *Izquierda:* Diagrama color- color. *Derecha:* Diagrama magnitud - color. En círculos llenos están las edades (en giga-años) para el caso $Z = 0.020$, mientras que en círculos vacíos y en itálicas para $Z = 0.010$. Hemos incluido, además, observaciones de enanas blancas frías (en símbolos).

A medida que la estrella se enfría se hace importante la formación de hidrógeno molecular, y la opacidad debida a absorción inducida por colisiones del H_2 es muy intensa en el infrarrojo, determinando la forma de la distribución de la energía espectral en los modelos de enanas blancas frías. En consecuencia, el color $(V-I)$ se vuelve más azul cuando la temperatura efectiva cae por debajo de 3600 K. El "turnoff" de las secuencias de modelos de enanas blancas se encuentra en $(V-I) \approx 1.4$, con $M_V \approx 15.8$ y $(B-V) \approx 1.1$.

Considerando una distancia paraláctica de 1.1 ± 0.1 kpc (Lundgren y colaboradores 1996) se obtiene un módulo de distancia de $m - M = 10.2 \pm 0.2$. Si adoptamos una absorción interestelar de $A_V = 0.1$, la magnitud visual absoluta de la compañera del PMS obtenida es $M_V = 15.7 \pm 0.4$ (cerca del "turnoff" de las secuencias evolutivas donde $T_{eff} \approx 3600$ K), aunque aparece enrojecida en el color $(V-I)$ (Figuras 3). El color $(V-I)$ observado por Lundgren y colaboradores (1996) es muy rojo comparado con las predicciones de envolturas ricas de hidrógeno. Podría ocurrir que haya en la atmósfera una fuente de opacidad que no se ha considerado en este trabajo, o que no se trate de una composición rica en hidrógeno, como la que hemos supuesto aquí.

El espectro fotométrico se ajustó empleando las secuencias evolutivas de $Z = 0.010$ y $Z = 0.020$. Los resultados pueden verse en la Figura 4 y en la Tabla 3.

Tabla 3

T_{eff}(K)	$\log(L/L_\odot)$	$\log g$	M_V	$(B-V)$	$(V-I)$	CB
4320	-3.95	7.373	15.032	0.932	1.218	-0.415
3670	-4.23	7.387	15.689	1.085	1.377	-0.364

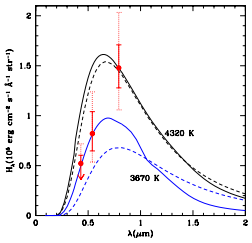


Figura 4. Distribución de energía de los modelos de atmósferas de enanas blancas con $T_{eff} = 4320$ y 3670 K (líneas continuas) y espectros de cuerpo negro a esas mismas temperaturas (líneas quebradas). Las observaciones fotométricas se representaron con círculos llenos.

El flujo en la banda V puede representarse por un modelo con $T_{eff} = 3670 \pm 280$ K, el cual también ajusta el límite superior detectado por la banda B. Sin embargo, para el caso del filtro I obtuvimos $T_{eff} = 4320 \pm 180$ K. Finalmente, hemos adoptado $T_{eff} = 4000 \pm 400$ K. Usando la relación $T_{eff}-$radio de nuestros cálculos evolutivos, determinamos una luminosidad en el rango $-3.92 > \log(L/L_{\odot}) > -4.29$. La Figura 1 muestra que la contraparte óptica detectada en PSR J1713+0747 se encuentra sobre los recorridos evolutivos de enfriamiento que hemos calculado.
En el caso de $Z = 0.010$, la estrella normal tardó 7 ± 2 giga-años en llegar desde el final de su primera etapa de transferencia de masa hasta su estado final, mientras que para $Z = 0.020$ ha sido de 10.8 ± 2 giga-años. Esto indicaría que la estrella donante muy probablemente tenga metalicidad $Z \approx 0.010$.

Conclusiones

Hemos realizado un experimento numérico en el que se ha calculado la evolución completa de un sistema binario para dar cuenta de las masas de las componentes y del período orbital del sistema PSR J1713+0747, y luego hemos podido analizar el estado de la enana blanca miembro de este par.

Referencias

Benvenuto, O. G., De Vito, M. A. 2003, MNRAS, 342, 50

Benvenuto, O. G., De Vito, M. A. 2004, MNRAS, 352, 249

Foster, R. S., Wolszczan, A., Camilo, F. 1993, ApJ, 410, L91

Lundgren, S. C., Foster, R. S., Camilo, F. 1996, ASP Conf. Ser. 105: IAU Colloq. 160: Pulsars: Problems and Progress, 105, 497

Rohrmann, R. D. 2001, MNRAS, 323, 699

Rohrmann, R. D., Serenelli, A. M., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G. 2002, MNRAS, 335, 499

Splaver, E. M., Nice, D. J., Stairs, I. H., Lommen, A. N., Backer, D. C. 2005, ApJ, 620, 405

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Hα y la línea D_3 del He I como indicadores de actividad

Carolina Cincunegui
carolina@iafe.uba.ar
Pablo J. D. Mauas
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, pablo@iafe.uba.ar

Abstract. The index mostly used to measure chromospheric stellar activity is the one combining Ca II H and K line fluxes. These lines are not particularly adequate to study cool stars, which are intrinsically faint and red. In this work we present more than 800 observations of 108 cool dwarf stars obtained at the CASLEO. They range from 3900 to 6700 Å at a spectral resolution of $R = \lambda/\delta\lambda \approx 26400$. We have simultaneous observations of Ca II, Hα and He I D_3 fluxes because the spectra are flux-calibrated. We use them to characterize possible activity indicators associated to longer wavelengths than the calcium.
Resumen. El índice más usado para medir actividad cromosférica estelar es el que combina los flujos de las líneas H y K del Ca II, que no son particularmente adecuadas para estudiar estrellas frías, intrínsecamente débiles y rojas. En este trabajo presentamos más de 800 observaciones de 108 estrellas enanas tardías obtenidas en el CASLEO, en el rango de 3900 a 6700 Å y con una resolución espectral de $R = \lambda/\delta\lambda \approx 26400$. Dado que estos espectros se encuentran calibrados en flujo, contamos con mediciones simultáneas de los flujos del Ca II, Hα y He I D_3. A partir de estos flujos, caracterizamos posibles indicadores de actividad asociados a longitudes de onda mayores que las del calcio.

Introducción

El tradicional índice S utilizado para estudiar la actividad cromosférica de estrellas del final de la secuencia principal se define básicamente como el cociente entre el flujo en el centro de las líneas H y K del Ca II y el flujo en dos ventanas de continuo cercano (1978ApJ...226..379W). Dado que este índice es el que se utiliza en forma casi exclusiva para investigar la existencia de ciclos de actividad estelar similares al que presenta el Sol (1995ApJ...438..269B), este estudio se ha limitado prácticamente a estrellas de tipo F y K tempranas, ya que estrellas más tardías tienen muy baja luminosidad en la región espectral del Ca II.
El objetivo de este trabajo es caracterizar índices de actividad que sean útiles para estrellas tardías. Con esta finalidad, hemos elegido una muestra completa de estrellas del Hemisferio Sur de tipos espectrales entre F6 y M5 y con diferentes niveles de actividad, de forma de abarcar todo el rango de profundidades de la zona convectiva exterior. Estas 108 estrellas fueron observadas en el CASLEO

en forma sistemática en 20 turnos distribuidos a lo largo de 6 años, obteniendo más de 800 espectros de alta resolución, calibrados en flujo según el método explicado en (2004A&A...414..699C0.
Este trabajo se organiza de la siguiente forma: en la sección 2 se estudia a Hα como indicador de actividad; en la sección 3 caracterizamos un posible índice relacionado con el He I D_3, y finalmente en la sección 4 resumimos las conclusiones.

La línea Hα

Con el propósito de estudiar la línea Hα, hemos medido el flujo promedio en el centro de la línea, $F_{\mathrm{H}\alpha}$, para todos los espectros de nuestra muestra. Para corroborar la calidad de nuestras mediciones, las comparamos con las de la muestra de estrellas enanas G y K de (1991A&A...251..199P). Para las 24 estrellas de nuestra muestra que también se incluyen en el citado trabajo, hemos calculado el flujo medio en Hα, $\langle F_{\mathrm{H}\alpha}\rangle$. En la figura 1 se muestra nuestro flujo medio $\langle F_{\mathrm{H}\alpha}\rangle$ y el calculado por Pasquini y Pallavicini (1991A&A...251..199P), $F^{\mathrm{PP}}_{\mathrm{H}\alpha}$. El ajuste lineal entre ambos, que también se muestra en la figura, tiene parámetros:

$$F^{\mathrm{PP}}_{\mathrm{H}\alpha} = (1.087 \pm 0.058)\,\langle F_{\mathrm{H}\alpha}\rangle - (0.544 \mp 0.121) \quad \text{y} \quad \rho = -0.985\,. \qquad (1)$$

En todas las figuras de este trabajo los puntos azules corresponden a estrellas de tipo espectral F, los verdes a G, los rosas a K y los rojos a M.

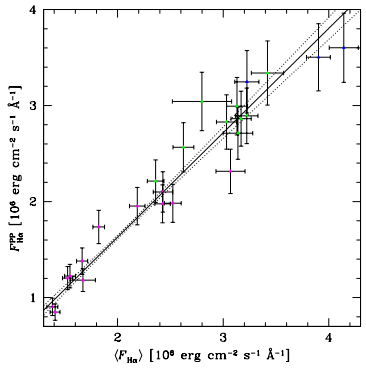


Figura 1. Flujo en Hα.

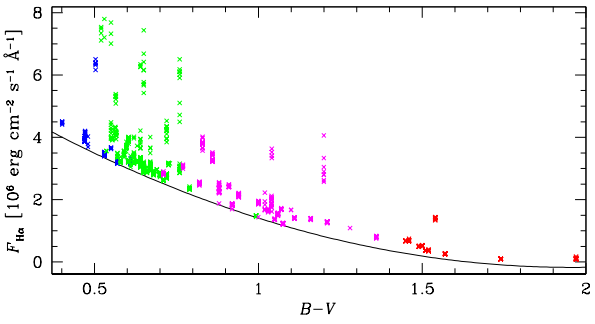


Figura 2. Flujo total en la línea de Hα y flujo mínimo, dado por la ecuación 2.

Aún en la ausencia de actividad, el centro de Hα es claramente no opaco: además del flujo cromosférico, tiene una contribución fotosférica que debe sustraerse antes de ser un indicador de actividad magnética. Una forma habitual de calcular esta contribución basal, cuando la cantidad de observaciones es relativamente importante, es suponer que el flujo fotosférico depende sólo del color y corresponde al mínimo observado. Luego, el flujo cromosférico estará dado por $F_{\mathrm{H}\alpha} - F^{\mathrm{mín}}_{\mathrm{H}\alpha}$.
En la figura 2 se muestra el flujo en Hα en función del color. Se muestra también la curva que representa al flujo mínimo en la línea, que ajustamos con un polinomio cuadrático dado por:

$$F^{\mathrm{mín}}_{\mathrm{H}\alpha} = 10^4\,[643 - 674\,(B-V) + 172\,(B-V)^2]\,. \qquad (2)$$

Es usual que se considere a Hα un buen indicador de actividad, encontrando una relación lineal entre esta línea y las del Ca II. En la mayoría de los casos donde se hace esto se cuenta con una observación por estrella para cada flujo, o bien se toman promedios de varias observaciones de Hα y del Ca II por separado, ya que generalmente estas observaciones no son simultáneas. Para reproducir estos resultados, hemos tomado los flujos promedios para cada estrella, obteniendo la figura 3.
Pareciera existir un comportamiento diferenciado: para estrellas cuyo flujo promedio en el Ca II, $\langle F_{\rm HK}\rangle$, es mayor que 295 10^3 erg cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}, ajustamos una recta con parámetros:

$$\log\langle \mathrm{F_{H\alpha}}\rangle = (0.417 \pm 0.016)\log\langle \mathrm{F_{HK}}\rangle + (3.837 \pm 0.103) \quad \text{y} \quad \rho = -0.983\,, \quad (3)$$

aunque la significancia es sólo marginal; en cambio, las estrellas con menor $\langle F_{\rm HK}\rangle$ no presentan un comportamiento tan marcado: en la misma figura se muestra el ajuste lineal, aunque en este caso la significancia es nula.

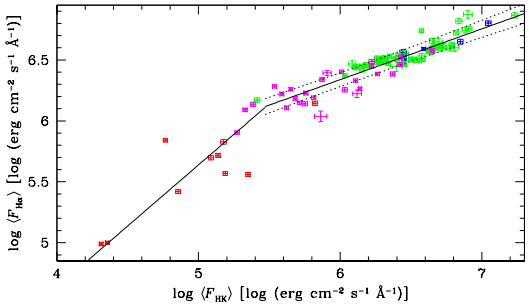


Figura 3. Flujo total promedio en Hα en función del flujo total promedio en el Ca II. Se muestran también las rectas de ajuste utilizadas (ver texto).

Dado que contamos con mediciones simultáneas de ambos flujos para varias fechas de cada estrella, podemos corroborar si cada una de ellas, individualmente, presenta este mismo comportamiento. Pero encontramos que la relación entre Hα y el Ca II depende fuertemente de la estrella en cuestión: mientras que hay estrellas que presentan una clara correlación entre ambos flujos, hay otras estrellas en las que Hα pareciera ser indiferente al nivel de actividad, y hasta existen algunas estrellas para las que los flujos están anticorrelacionados. Este hecho nos indica que la tendencia presente en la figura 3 no es producto de una relación directa de la actividad medida por Hα con la actividad medida por el Ca II, sino por el contrario producto de una relación de cada flujo por separado con el color o el tipo espectral. En la figura 4 graficamos los flujos promedios directamente relacionados con la actividad, una vez restada la componente fotosférica. Vemos que efectivamente se pierde toda relación. Soderblom et al. (1993ApJS...85..315S) ya habían sugerido que, dado que las condiciones bajo las cuales se forman Hα y el Ca II son diferentes, es posible encontrar diferencias significativas entre ellas al observar una u otra estrella.

La línea He I D_3

La otra línea estudiada es la del triplete D_3 del He I, ubicado en 5875.65 Å. La ausencia de absorción en regiones no magnéticas en el Sol sugiere que cualquier

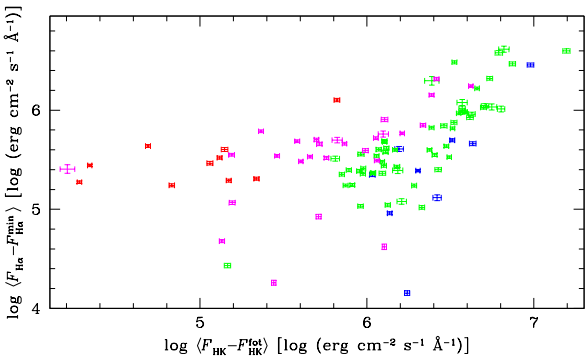


Figura 4. Flujo cromosférico promedio en Hα en función del flujo cromosférico promedio en el Ca II.

componente basal no magnética de la línea es mínima, convirtiendo a D_3 en una evidencia de actividad magnética "pura".

Dado que, por un lado, esta línea es muy débil y su ancho varía fuertemente con el tipo espectral, y por el otro, presenta un fuerte *blend* con líneas débiles fotosféricas, en particular la más intensa Fe I (5876.30 Å), decidimos ajustar –por cuadrados mínimos– la región espectral del D_3 con dos gaussianas, centradas en la línea de interés y en la del hierro, y a partir de este ajuste pudimos calcular el flujo en el continuo y el ancho equivalente EW_{D_3}.

En la literatura se encuentran dos trabajos con valores publicados de D_3: Saar et al. (1997A&A...326..741S) incluyen mediciones para 53 estrellas de tipo G y K, 25 de las cuales están incluidas en nuestra muestra, y Garcia–Lpez et al. (1993A&A...273..482G) estudian estrellas F entre las que hay 3 que observamos. Con el fin de comparar nuestras mediciones con las mencionadas, calculamos el flujo de la línea –absorbido o emitido–, simplemente multiplicando el ancho equivalente por el flujo en el continuo. Realizamos un promedio de nuestros flujos para cada una de esas 28 estrellas, y los graficamos en la figura 3. La línea llena indica la función identidad y la quebrada el ajuste por cuadrados mínimos, $\langle F_{D_3}\rangle \approx 2.7\, F^{\rm otros}_{D_3}$.

Para explicar esta diferencia, deben tenerse en cuenta dos factores. Por un lado, el proceso de calibración utilizado por Saar et al. –de donde provienen

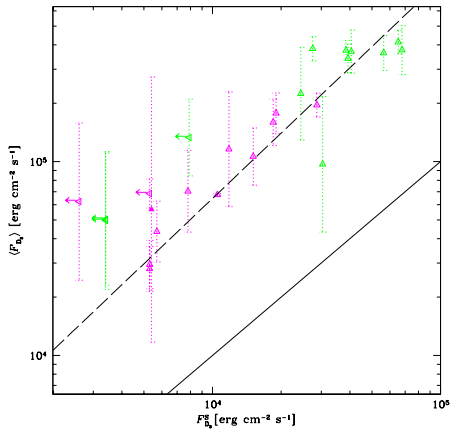


Figura 5. Comparación del flujo absorbido por D_3 con otros autores. Los puntos indicados con flechas corresponden a cotas máximas en el flujo absorbido.

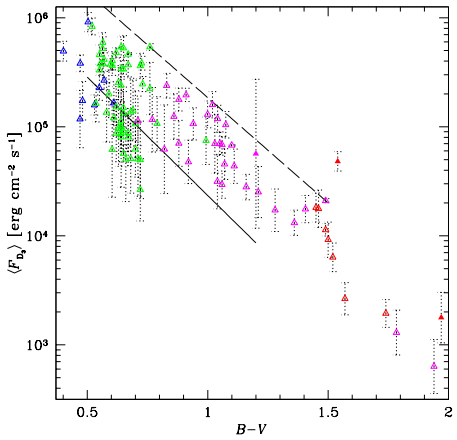


Figura 6. Flujo absorbido por D_3 en función del color. En esta figura y en la anterior, los triángulos llenos corresponden a estrellas que presentan el He I en emisión.

25 de las estrellas de la figura– es bastante complejo, y los mismos autores especulan con que pueden estar "sobrecorrigiendo" los *blends*. Por otro lado, mientras que nosotros medimos el flujo del continuo en forma directa, en los dos trabajos citados éste fue estimado interpolando modelos atmósféricos en 1979ApJS...40....1K y 1992RMxAA..23...45K. En particular, para HR6060, una estrella en común en las tres muestras que es el mejor análogo solar conocido, el flujo del continuo que utilizan estos autores es entre 3.6 y 4.3 veces mayor al solar, contra sólo 0.9 veces para nuestro espectro, una diferencia que entra dentro del 10% de error estimado en nuestra calibración en flujo. Teniendo en cuenta ambos factores, estimamos que el flujo removido por D_3 que encontramos en este trabajo es más preciso que el de los dos trabajos citados.

En la figura 6 graficamos el flujo absorbido por la línea en función del color. Si bien para un color dado se puede apreciar una gran dispersión en $\langle F_{D_3} \rangle$, producto de diferentes niveles de actividad, existe un claro límite superior para estrellas más azules que $B-V=1.5$, dado por $\langle \log F_{D_3} \rangle \approx -1.932\,(B-V)+7.2$ e indicado con línea quebrada en la figura. En la misma figura se indica con línea llena el flujo máximo según Saar et al.(1997). La diferencia entre ambos flujos máximos es la misma que la ya discutida de la figurai 5.

Por otro lado, si el helio es un buen indicador de actividad, debe presentar una buena correlación con el calcio. Como mencionamos al comienzo de esta sección, la línea D_3 no tiene ninguna componente fotosférica, por lo que su flujo debe ser directamente una medida de la actividad. Para corroborar esto, en la figura 7 graficamos el flujo removido por el helio, promediado por estrella, en función del flujo cromosférico de las líneas H y K. Si bien la significancia del ajuste, de pendiente 1, es marginal, al respecto debe tenerse en cuenta que los errores en F_{D_3} son muy grandes. Por este mismo motivo, al graficar las mediciones individuales de ambos flujos la tendencia se pierde. Pero, a diferencia de lo que ocurría entre el Ca II y Hα, en este caso para cada estrella en particular sus mediciones individuales se dispersan aleatoriamente en una región del tamaño de los errores en el flujo de D_3, en vez de presentar diferentes correlaciones dependiendo de la estrella en cuestión.

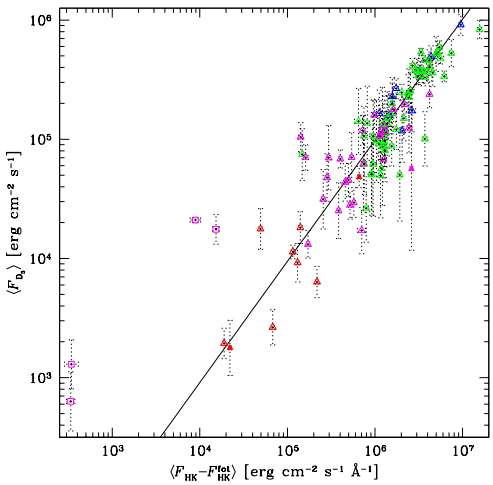


Figura 7. Flujo absorbido por D_3 en función del flujo cromosférico en el Ca II. La recta corresponde al ajuste por cuadrados mínimos, excluyendo las estrellas evolucionadas que se indican con cuadrados vacíos.

Conclusiones

En este trabajo hemos caracterizado dos posibles indicadores de actividad, ubicados a mayores longitudes de onda que el Ca II y por lo tanto más adecuados para el estudio de estrellas frías.
El primero de ellos está relacionado con Hα. El acuerdo entre nuestras mediciones y las halladas en la literatura es excelente. Si bien habitualmente se utilizan en forma indistinta tanto el flujo del Ca II como el de Hα como indicadores de actividad, al contar con observaciones simultáneas de ambos flujos pudimos explorar con mayor precisión esta relación, encontrando que la fuerte dependencia que existe para los valores medios de cada estrella es básicamente producto del color de las mismas. Por lo tanto, encontramos que Hα no es un indicador adecuado de actividad para la muestra general de estrellas.
El otro indicador caracterizado se relaciona con la línea D_3 del helio. Si bien la correlación encontrada con mediciones de la literatura no es tan buena como en el caso previo, se debe tener en cuenta que, por un lado, esta línea es mucho menos intensa, y por lo tanto más difícil de medir, y por el otro, la contaminación con líneas fotosféricas complica aún más el procedimiento. Al comparar el flujo del helio con el flujo cromosférico del Ca II, los errores significativos de nuestras mediciones de D_3 no nos permiten investigar las relaciones entre las mediciones individuales. No obstante, cualitativamente observamos que para los valores medios por estrella el comportamiento es claramente diferente al de Hα, dado que en aquel caso la correlación no se mantenía al restar la contribución fotosférica mientras que en éste sí lo hace.

Referencias

Baliunas, Donahue, Soon, Horne, Frazer, Woodard-Eklund, Bradford, Rao, Wilson, Zhang, Bennett, Briggs, Carroll, Duncan, Figueroa, Lanning, Misch, Mueller, Noyes, Poppe, Porter, Robinson, Russell, Shelton, Soyumer, Vaughan, & Whitney, 1995ApJ...438..269B

Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, A&A, 414, 699

Garcia-Lopez, R. J., Rebolo, R., Beckman, J. E., & McKeith, C. D. 1993, A&A, 273, 482

Kurucz, R. L. 1979, ApJS, 40, 1

Kurucz, R.L., 1992RMxAA..23...45K

Pasquini, L. & Pallavicini, R. 1991, A&A, 251, 199

Saar, S. H., Huovelin, J., Osten, R. A., & Shcherbakov, A. G. 1997, A&A, 326, 741

Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., Hudon, J. D., & Jones, B. F. 1993, ApJS, 85, 315

Wilson, O. C. 1978, ApJ, 226, 379

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Monitoreo fotométrico en banda óptica de η Carinæ desde La Plata. Período 2003-2005

E. Fernández Lajús[1], M. Schwartz[1], A. Torres[1], N. Salerno[1], C. Fariña[1], C. Llinares[1], L. Simontacchi[1], R. Gamen[2], V. Niemela[1]
1- Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP), Argentina.
2- Departamento de Física, Universidad de La Serena, Chile.

Abstract. We present here the most recent results obtained until August 2005, during the monitoring program of the Luminous Blue Variable, η Carinæ. After the observing campaign to record the "eclipse-like" event, ocurred in 2003.5, it is our intention to continue the monitoring of this amazing object, during the 5.5 years of the orbital period of the proposed binary. Observations consist of optical CCD photometry, with the 0.8-m Reflector telescope at La Plata Observatory, Argentina.

Resumen. Presentamos los resultados más recientes, obtenidos hasta agosto de 2005 durante el programa de monitoreo de la Variable Luminosa Azul, η Carinæ. Luego de la campaña de observación para registrar el evento tipo "eclipse" que ocurrió en el 2003.5, es nuestra intención continuar con el monitoreo de este asombroso objeto, al menos durante los 5.5 años, que corresponden al periodo orbital de la propuesta binaria. Las observaciones consisten en fotometría CCD en el rango óptico, con el telescopio Reflector de 0.8-m del Observatorio de La Plata, Argentina.

Introducción

η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante de nuestra galaxia, y está inmersa en una concentración de estrellas OB y en una región HII denominada "Gran Nebulosa de Carina". La misma η Carinæ está envuelta en su propia nebulosa, el "Homunculus", producto de la eyección de masa ocurrida durante una impresionante erupción a mediados del siglo XIX.
En el año 2003 comenzamos un programa de observación de fotometría óptica de η Carinæ desde el Observatorio de La Plata (OALP) [1], realizada en el marco de una campaña internacional multifrecuencia (Corcoran, 2003) para monitorear a este objeto durante un mínimo de rayos X, ocurrido en 2003.5. Considerando la posibilidad de que η Carinæ contenga un sistema binario con un período de 5.5 años (Damineli et al. 2000), hemos programado realizar un seguimiento

[1]Hoy constituido en la FCAG-UNLP.

fotométrico, durante todo el período orbital. Los resultados obtenidos hasta el año 2004, han sido publicados por Fernández Lajús et al. (2003, 2004).
Presentamos aquí nuestros resultados más recientes de la fotometría diferencial en las bandas $BVRI$ de Johnson-Cousins, obtenidos durante la temporada 2005, comprendida entre noviembre de 2004 y agosto de 2005. Se presenta además la perspectiva de la reducción de datos con nuevos pipelines que hacen uso de las facilidades de IRAF.

Observación y procesamiento de imágenes

La adquisición, procesamiento de imágenes y fotometría se realizaron con la misma configuración instrumental, pipelines y parámetros descritos por Fernández Lajús et al. 2004. Se obtuvieron unas 3100 imágenes con los filtros $BVRI$ entre el 17 de noviembre de 2004 y el 30 de agosto de 2005, totalizando alrededor de 8000 imágenes desde el comienzo de la campaña en 2003. Los errores típicos son 0.008, 0.005, 0.007 y 0.01 mag para los filtros B, V, R e I respectivamente.

El desarrollo de un nuevo software de adquisición de imágenes CCD con la cámara Star I (Bareilles et al. 2005) bajo plataforma GNU/Linux, abrió la posibilidad del procesamiento de las imágenes con IRAF. Por esta razón, se confeccionaron *scripts* para realizar la fotometría de apertura múltiple de las imágenes de η Car. Estos *scripts* fueron escritos por uno de los autores (EFL) en julio de 2005. Los parámetros para la determinación del cielo y los radios de apertura son exactamente los mismos que se utilizaron en las mediciones con los macros de PMIS. El *script* de medición de imágenes fue denomindado PhotOn y utiliza diversos paquetes y tareas de IRAF, entre ellos APPHOT. Desde comienzos de julio de 2005 las medidas de las imágenes de η Car se realizaron tanto con IRAF como con PMIS. También se realizaron otros *scripts* que permitieron transformar el formato anterior de las imágenes adquiridas bajo PMIS/Windows al nuevo formato de las imágenes adquiridas con Linux. De esta forma, pudieron remedirse con IRAF todas las imágenes de η Car existentes desde el comienzo de la campaña en 2003. A fin de verificar la consistencia entre los datos medidos con PMIS y con IRAF, presentamos en la Fig. 2 la correlación entre la fotometría relativa de η Car en cada filtro, determinada con cada *software*. No se aprecian diferencias sistemáticas entre ambos grupos de medidas. Esta excelente correlación permitirá que en el futuro las mediciones se realicen exclusivamente con el *script* PhotOn de IRAF, cuyo potencial permitirá realizar análisis más exhaustivos de los datos adquiridos.

Resultados

La Figura 1 muestra las variaciones de luz de η Car observadas en La Plata a través de los filtros B, V, R e I. Globalmente las cuatro bandas presentan un comportamiento similar entre sí durante toda la campaña. Los puntos rojos corresponden a las observaciones ya publicadas, en los cuales se puede apreciar un brusco descenso, que se corresponde al mínimo detectado en rayos X en 2003.5 (Corcoran, 2005). Otro notable mínimo ocurrió durante 2004, alrededor del DJ 2453055. Luego, el brillo de η Car continúo con un moderado ascenso hasta

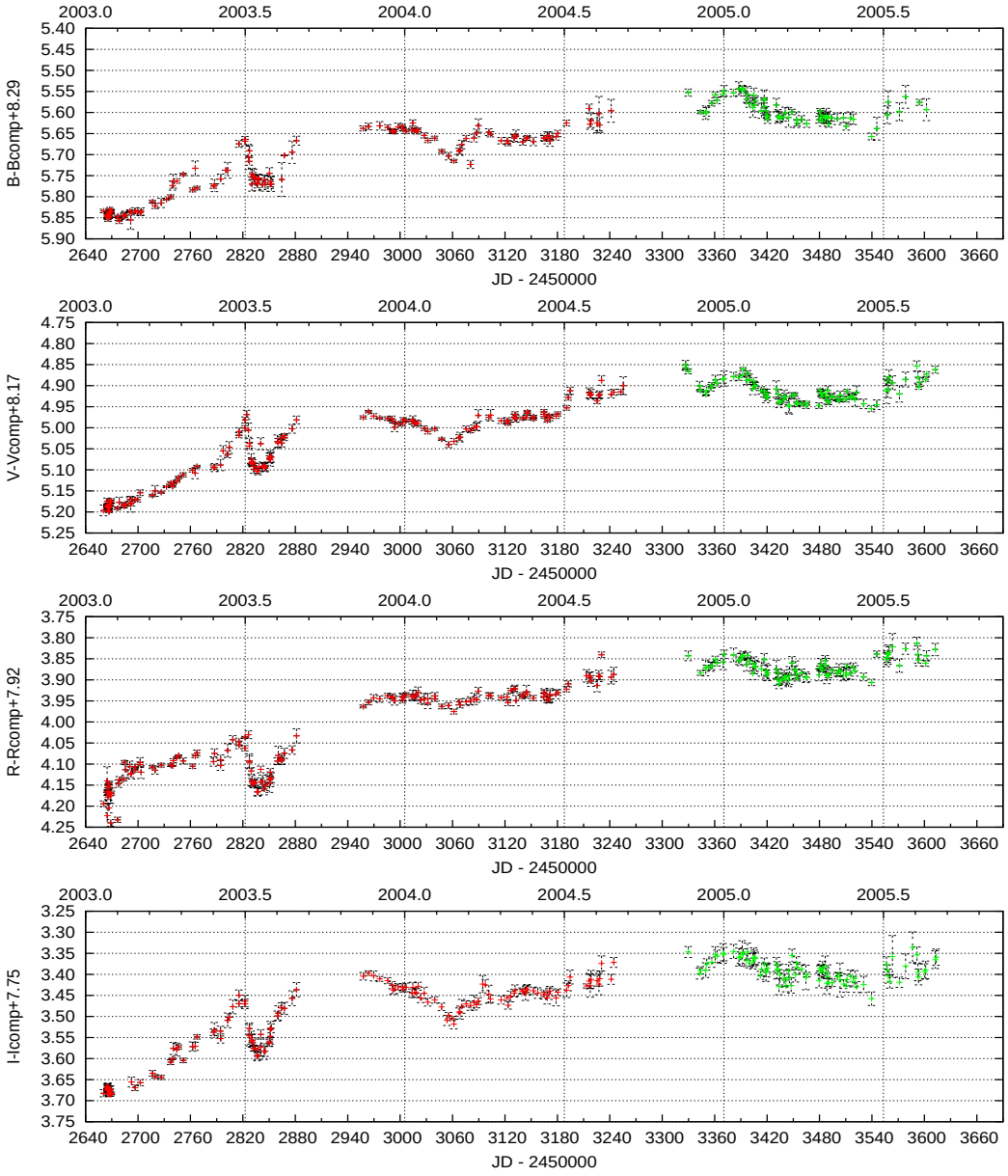


Figura 1. Curvas de luz $BVRI$ de η Car observados en La Plata desde 2003 hasta 2005. Los puntos rojos son datos ya publicados por Fernández Lajús et al. (2003, 2004) y los verdes fueron obtenidos entre el 17 de noviembre de 2004 y el 30 de agosto de 2005.

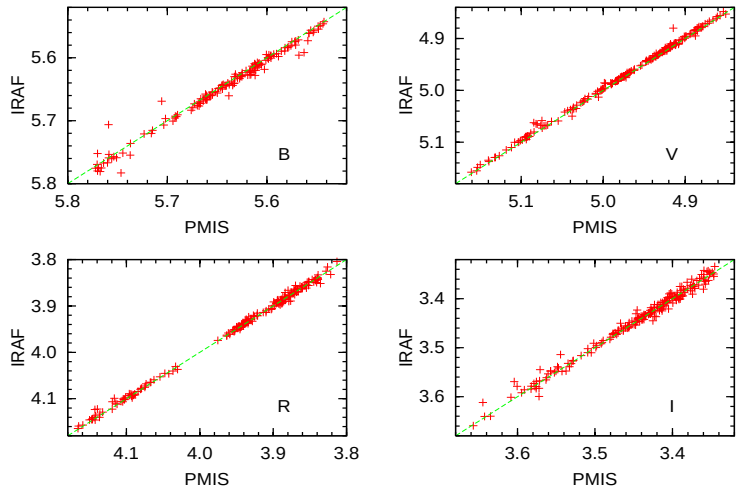


Figura 2. Correlación entre las medidas realizadas con PMIS y IRAF de η Car entre 2003 y 2005 para cada filtro.

noviembre de 2004. Los puntos verdes de la Figura 1 representan los datos de la temporada 2005, donde aparece un nuevo mínimo ocurrido en DJ 2453350 (295 días después del mínimo del 2004) seguido por un máximo alrededor de DJ 2453392. Luego de un suave descenso, η Car invertió la tendencia para recuperar el aumento secular de brillo que ha presentado durante los últimos años. Las fluctuaciones estuvieron presentes en todas las bandas y la amplitud de las mismas no fue mayor a 0.1 magnitudes, sin resultar una variación neta durante este período. Durante la temporada 2005, η Car permaneció más brillante que $V = 4.95$, recuperando su brillo máximo de $V \sim 4.85$, hacia finales de la misma. Todas las observaciones son publicadas y actualizadas permanentemente en: *http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/EtaCar*

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAyG-UNLP por facilitar los recursos observacionales y al personal técnico del Observatorio por sus aportes en el mantenimiento del Telescopio Reflector. Destacamos además la participación de los siguientes estudiantes de la FCAyG - UNLP durante la campaña 2005: Anabella Araudo, Ligia Areas Zavala, Federico Bareilles, Ayeray Bonansea, Leila Calcaferro, Juan Pablo Calderón, Matilde Iannuzzi, Lorena Mercanti, Ángeles Moliné, Alejo Molina Lera, Carolina von Essen, Guido Panizza.

Referencias

Bareilles F.A., Schwartz M.A., García R.E., Solans J.H. y Fernández Lajús E., Boletín de la Asoc. Arg. de Astr., 2005, 48, (en preparación).

Corcoran M. F., 2003, http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/corcoran/eta_car/2003.5/

Corcoran M. F., 2005, ApJ, 129, 2018.

Damineli A., Kaufer A., Wolf B., Stahl O., Lopes D., de Araújo F., 2000, ApJ, 528, L101.

Fernández Lajús E., Gamen R., Schwartz M., Salerno N., Llinares C.; Fariña C., Amorín R., Niemela V., 2003, IBVS, 5477, 1.

Fernández Lajús E., Fariña C., Gamen R., LLinares C., Salerno N., Schwartz M., Simontacchi L., Torres A., Niemela V., 2004, Boletín de la Asoc. Arg. de Astr., 47, 127.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Modelado de las distribuciones espectrales de energía para tres protoestrellas de Clase I en Taurus

Luciana Verónica Gramajo, Mercedes Gómez
Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina, luciana@oac.uncor.edu, mercedes@oac.uncor.edu

Barbara A. Whitney
Space Science Institute, USA, bwhitney@spacescience.org

Abstract. In this contribution we present initial results on the modeling of the spectral energy distributions (SEDs) of a group of 3 Class I embedded sources (protostars) belonging to the Taurus-Auriga molecular cloud. We compiled fluxes between 1.25 and 800 μm from the literature for each source. We used a radiative transfer code developed by Whitney et al. (2003) to model the SEDs. We derived geometrical and physical parameters of the star+disk system and compared our results with those obtained by other authors.

Resumen. En la presente contribución se presentan resultados iniciales sobre el modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de un grupo de alrededor de 3 proto-estrellas (objetos de Clase I) pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga. Los flujos observados fueron recopilados de la literatura y abarcan un amplio rango espectral, entre 1.25 y 800 μm. Se ultilizó el modelo de Whitney et al. (2003) para producir SEDs sintéticas que luego fueron comparadas con las reales. Para cada uno de los objetos analizados, se determinan parámetros físicos y geométricos. Finalmente se comparan estos resultados con los derivados por otros autores.

Introducción

El modelo estándar de formación de estrellas individuales de baja masa comienza con una nube de gas y polvo isotérmica que rota lentamente. El material que se encuentra cercano al centro se condensa formando un núcleo. Posteriormente, este núcleo denso ($\sim 10^5 \mathrm{cm}^{-3}$) colapsa. En este proceso, el material con momento angular bajo cae hacia el centro, y aquel con momento angular mayor migra hacia el plano ecuatorial, formando un disco alrededor del núcleo central. Un viento que proviene del sistema disco+estrella barre el gas y el polvo del eje de rotación del sistema. Este viento origina los llamados jets estelares y flujos bipolares moleculares. Los objetos centrales (protoestrellas) poseen edades entre 10^4 y 10^5 años. Desde que comienza a formarse el objeto hasta que llega a la Secuencia Principal, su evolución se divide en cuatro etapas (Clase 0, I, II y III). En particular los objetos de Clase I se encuentran embebidos en una

envolvente, ya desarrollaron una estructura de disco (con una masa de ~ 0.01 $M_\odot$), y presentan flujos bipolares moleculares.
En este trabajo se presentan resultados iniciales sobre el modelado de las SEDs correspondientes a tres fuentes de Clase I, pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga. El objetivo general de este proyecto es extender este análisis a las 15 protoestrellas conocidas en la región, a fin de determinar parámetros físicos y geométricos de los objetos en esta etapa evolutiva, anterior a la etapa de T Tauri Clásica.

Distribuciones espectrales de energía

Para construir las SEDs de los tres objetos analizados se utilizaron flujos en distintas regiones espectrales extraídos de la literatura. Los trabajos de Kenyon et al. (1993), Whitney et al. (1997), y Padgett et al. (1999) proporcionaron los flujos entre 1.22 (banda J) y 3.5 (band L) μm. Para el rango de 4.5 a 13 μm, los datos observacionales fueron obtenidos de Kessler-Silacci et al. (2004) y Hartmann et al. (2005). Finalmente, los flujos en la región sub-milimétrica y milimétrica de espectro fueron tomados de los trabajos de Young et al. (2003), Moriarty-Schieven et al. (2004) y Eisner et al. (2005).

Análisis

Para el modelado de las SEDs de los tres objetos seleccionados se empleó el código de Whitney et al. (2003). Este modelo usa la técnica Monte Carlo en el trasporte radiativo de la radiación, e incorpora las contribuciones de distintas componentes circunestelares, tales como: discos de acreción, envolventes, y cavidades. Además posibilita la utilización de distintos tipos de granos de polvo en cada región. Mediante este programa se generan SEDs sintéticas variando parámetros físicos y geométricos del sistema estrella+disco. Estos modelos sintéticos son comparados con la SED observada y se elige el modelo que mejor reproduce las observaciones, minimizando la suma de los residuos al cuadrado.
En el caso particular del presente análisis se consideraron fijos los siguientes parámetros: radio y masa de la estrella central (2.09 $R_\odot$ y 0.5 $M_\odot$, respectivamente), masa y tasa de acreción del disco (0.01 $M_\odot$ y 2×10^{-8} $M_\odot$ yr^{-1}, correspondientemente). Cabe señalar que los valores adoptados son "típicos" para este tipo de objetos. En la Tabla 1, por el contrario, se indica el conjunto de parámetros que fueron variados y el respectivo rango de variación. A fin de obtener una aproximación de orden cero de cada una de las SEDs analizadas se construyó una grilla de modelos variando los parámetros de la Tabla 1 a pasos relativamente grandes. Una vez seleccionado un primer modelo para cada objeto, se procedió a su refinamiento variando en forma sistemática y a pasos más pequeños los parámetros libres de cada modelo. En la Tabla 1 se indican los pasos adoptados en ambos casos. De esta manera se seleccionó, para cada caso, el modelo que mejor reproduce cada SED.

Tabla 1
Parámetros variables y rango de variación

Parámetro	Rango Total	Paso 1	Paso 2
Temperatura (K)	3000 – 5000	500	100
R_c (Radio Centrífugo) (AU)	5 – 300	25	5
Tasa de Acreción ($M_\odot$ yr^{-1})	2×10^{-6} – 1×10^{-5}	2×10^{-6}	1×10^{-6}
Inclinación (°)	5 – 89.9	15	2
Angulo de Apertura (°)	5 – 80	15	2

Resultados iniciales

En la Tabla 2 y en la Figura 1 se muestran los modelos iniciales obtenidos para los objetos IRAS 04248+2612, IRAS 04295+2251, IRAS 04365+2535.

Tabla 2
Parámetros geométricos y físicos

Fuente	Tasa de Acreción [$M_\odot yr^{-1}$]	R_c [AU]	Inclinación [°]	Ángulo de Apertura [°]	Temperatura [K]
IRAS 04248+2612	2×10^{-6}	10	80	20	3500
IRAS 04295+2251	5×10^{-6}	100	27	11	3400
IRAS 04365+2535	5×10^{-6}	50	30	5	4000

IRAS 04248+2612: Las imágenes de NICMOS/HST mostraron que este objeto es un sistema binario con una separación de aproximadamente 25 AU (Padgett et al. 1999). IRAS 04248+2612 es, además, la fuente excitante de HH 31 (Gómez et al. 1997). En nuestro análisis, así como también en trabajos anteriores, se considera una única fuente central. Los parámetros derivados concuerdan satisfactoriamente con los obtenidos por otros autores (Whitney et al. 1997, Lucas & Roche 1997). Sólo en el caso del radio centrífugo, R_c, la mejor solución obtenida en nuestro análisis da un valor que difiere significativamente del valor determinado por Whitney et al. ($R_c = 100$ AU), esto podría deberse a que dichos autores obtuvieron sus resultados a partir del análisis realizado a imágenes en JHK del IR cercano. En nuestro caso incluimos datos en todo el rango espectral por lo esperamos mayor confiabilidad en los valores derivados.
IRAS 04295+2251 (L1532 IRS): Este objeto de Clase I es ópticamente invisible. En nuestro análisis se adoptó la temperatura derivada por Doppmann et al. (2005) para la estrella central. El modelo obtenido concuerda satisfactoriamente con el publicado previamente por Whitney et al. (1997).
IRAS 04365+2535 (TMC-1A): Es una de las protoestrellas mas frías de la región de Tauro. La principal diferencia con el modelo publicado por Whitney et al. (1997) se encuentra en el águlo de inclinación del sistema. Estos modelos arrojan valores que difieren en aproximadamente 50°. Como el el caso de radio centrífigo para IRAS 04248+2612, esta diferencia puede deberse a la limitación en espectral de los datos analizados por Whitney et al.

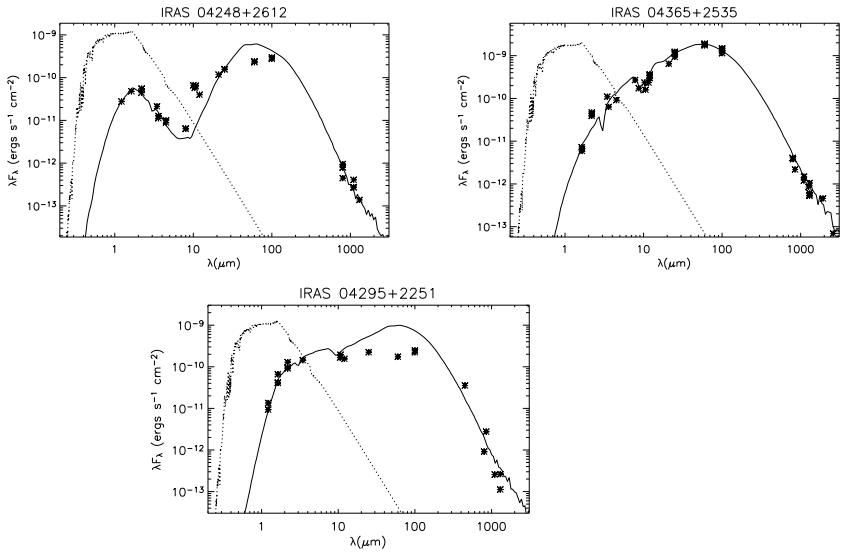


Figura 1. Mejores modelos para las SEDs de IRAS 04248+2612 (arriba a la izquierda), IRAS 04365+2535 (arriba a la derecha) e IRAS 04295+2251 (abajo). Con línea contínua se grafican los modelos obtenidos, los asteriscos son los flujos observados. A modo de comparación, se indica con línea de puntos el modelo de atmósfera de Kurucz correspondiente a la temperatura efectiva de la estrella central.

Conclusiones y Análisis en curso

En general los resultados iniciales obtenidos para los tres objetos analizados concuerdan satisfactoriamente con los derivados por otros autores, utilizando diversos procedimientos. Esto afirma la confiabilidad del método empleado. Se espera realizar un análisis de las SEDs de los 12 objetos de Clase I restantes y derivar los parámetros físicos y geométricos que caracterizan a estos objetos jóvenes en esta etapa de evolución temprana.

Referencias

Doppmann, G. W., Greene, T. P., Covey, K. R., Lada, C. J. 2005 AJ, 130, 1145

Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A,. Carpenter, J. M., Wolf, S. 2005, ApJ, 635, 396

Gómez, M., Whitney, B. A., Kenyon, S. J. 1997, AJ, 114, 1138

Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., et al. 2005, ApJ, 629, 881

Kenyon, S. J., Calvet, N., Hartmann, L. 1993, ApJ, 46

Kessler-Silacci J. E., Geers, V. C., Augereau, et al. 2004, A&A, 205,17407

Lucas, P. W., & Roche, P. F. 1997, MNRAS, 286, 895

Padgett , D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, AJ, 117, 1490

Whitney, B. A., Kenyon, S. J., Gómez, M. 1997, ApJ, 485, 703

Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., Wolf, M. J. 2003, ApJ, 591, 1049

Young, C. H., Shirley, Y, L., Evans, N. J., Rawlins, J. M. C. 2003, ApJS, 145, 111

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

A study of embedded star clusters in reflection nebulae

Jules B. Soares and Eduardo Bica
Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre, Brasil, jules, bica@if.ufrgs.br
Andrea V. Ahumada and Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico de Córdoba, andrea, claria@oac.uncor.edu

Abstract. An analysis of candidate embedded stellar systems in 6 reflection nebulae is presented. Optical spectroscopic and IR photometric data were employed. The analysis is based on source surface density, colour-colour and colour-magnitude diagrams, together with theoretical PMS isochrones. We carry out a field population statistical subtraction and derive the fundamental parameters of the stellar systems. The resulting ages are in the range 1-4 Myr and the objects are dominated by PMS stars. The observed masses locked in the clusters are less than 25 $M_{\odot}$. The clusters have no stars of spectral types earlier than B, indicating that they do not evolve through an HII region phase. The small enclosed mass combined with the fact that they are not numerous in catalogues suggests that these low mass clusters are not important donors of stars to the field populations.

Resumen. Se presenta un análisis de 6 candidatos a cúmulos estelares embebidos en nebulosas de reflexión, basado en espectroscopía óptica y fotometría infrarroja. Se analizan las densidades superficiales y los diagramas color-color y color-magnitud, junto con isócronas teóricas de PSP. La aplicación de un método estadístico permite la substracción de estrellas del campo, derivándose los parámetros fundamentales de los 6 sistemas. Los objetos, dominados por estrellas de PSP, tienen edades entre 10^6 y $4x10^6$ años y masas totales menores que 25 $M_{\odot}$. El hecho de que los objetos no posean tipos espectrales más tempranos que B indica que los mismos no evolucionan pasando por la fase de región HII. Las pequeñas masas involucradas juntamente con la escasez de este tipo de objetos en los catálogos, sugiere que los mismos no son importantes contribuyentes de estrellas a las poblaciones del campo.

Introduction

Embedded clusters emerge from molecular clouds as a result of the disruptive effect of newly born stars, including the less massive ones, in a process which decreases the efficiency of star formation from gas and the gravitational energy leading to a large destruction rate for embedded clusters (ECs). Nearly 95% of the ECs emerge from molecular clouds as unbound objects and the systems

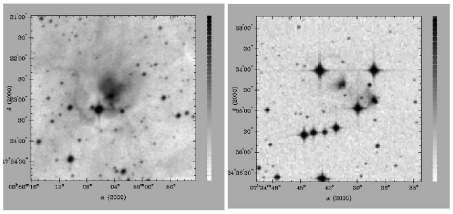


Figura 1. DSS R images of vdBH-RN 26 and GGD 20.

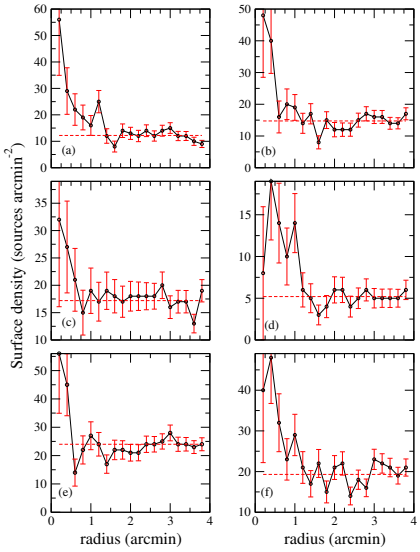


Figura 2. Surface density for clusters in: (a) vdBH-RN 26, (b) vdBH-RN 38, (c) vdBH-RN 53a, (d) GGD 20, (e) ESO95-RN 18 and (f) NGC 6595. Dashed line indicates the background density for each object. Poissonian error bars are given.

that evolve to stable open clusters have masses larger than 500 $M_{\odot}$. In this study we analyse six candidate stellar systems in the reflection nebulae vdBH-RN 26, vdBH-RN 38, vdBH-RN 53a, GGD 20, ESO95-RN 18 and NGC 6595 by means of optical spectroscopy and IR photometry. These clusters are DB2001-36 (Dutra & Bica 2001), DBSB53, DBSB72 (Dutra et al. 2003), SBAC1, SBAC2 (Soares et al. 2005) and ESO590-SC15 (Lauberts 1982), respectively. The R band DSS images of vdBH-RN 26 and GGD 20 are given in Figure 1. Except for the clusters DBSB72 and SBAC2, which require larger telescope data, we carried out an analysis of the J_o/(J-H)$_o$ and (J-H)/(H-K_s) diagrams.

Spectroscopic and photometric data: methods of analysis

We obtained spectra (140 Å/mm) at CASLEO (Argentina) in the range: (3500-7010 Å) for the brightest star(s) in each object, and we extracted J, H and K_s

magnitudes from the 2MASS catalogue. We obtained spectral types and derived E(B-V) values following the method employed by Ahumada et al. (2001). We extracted stars within 5' of the assumed center of each object and calculated the stellar densities in rings 0.2' wide (Figure 2). Figure 3 (left panel) displays the (J-H)/(H-K_s) diagram for DB2001-36, which shows intrinsic colours of MS stars from O3 to M5 (continuous curve), together with reddening lines of E(J-H)/E(H-K_s) = 1.72 and the locus of unreddened T Tauri stars (continuous straight line). Extinction is estimated from the observed colours in these colour-colour diagrams (CCDs) - see Soares et al. (2005). We analysed the J_o/(J-H)$_o$ diagrams by means of PMS evolutionary tracks from 0.07 Myr to 100 Myr in the range 0.17-3 $M_\odot$ and isochrones of D'Antona & Mazzitelli (1998). We converted the theoretical plane into the observational one by using the corresponding bolometric corrections. Different isochrones and evolutionary tracks together with the ZAMS of Bertelli et al. (1994) are shown in Figure 3 (right panel) for the CMD of the cluster in vdBH-RN 26. Similar CMDs were built for the other objects. These diagrams are already decontaminated by field stars. The observed cluster masses proved to be smaller than 25 $M_\odot$ for each cluster. Ages were estimated by using the PMS isochrones. An age fitting was applied to each member star in the CMD, previously corrected for absorption. The ages and dispersion errors were obtained from the values found for 20 realizations of the statistical subtraction. The results are shown in Table 1.

Conclusions

Six candidate stellar systems were investigated in six reflection nebulae by means of optical spectroscopy and IR photometry. We derived reddening values, absorptions, distances, masses and ages from K_s excess stars. These stellar systems are low mass embedded stellar clusters which contain few stars (observed cluster masses smaller than 25 $M_\odot$). Their A_v absorptions and ages point to an evolutionary stage similar to that of the clusters in the molecular cloud CMaR1 (Soares & Bica 2002, 2003). They do not have spectral types earlier than B, in agreement with the nature of the reflection nebulae, without significant ionization as in an HII region. The masses estimated for the present objects indicate that they are unbounded stellar systems (Kroupa & Boily 2002). The number of young clusters or groups catalogued or studied in detail is small. Since the mass encompassed by these objects is not large, they do not seem to make any important contribution to the field population of stars.

Table 1
Structural and physical parameters

Cluster	Ic[a]	A_J[b]	d(kpc)[c]	r(')[d]	r(pc)[e]	t'(Myr)[f]	t''(Myr)[g]	σ(Myr)[h]
vdBH-RN 26	44	1.5	1.7	1.4	0.7	1-2	1.0	1.9
vdBH-RN 38	22	1.0	1.2	1.0	0.35	>3	2.2	3.3
vdBH-RN 53a	6	-	1.7	0.7	0.35	>3	-	-
GGD 20	24	1.1	1.3	1.0	0.45	2-3	1.7	3.1
ESO95-RN 18	10	-	1.6	0.5	0.2	>3	-	-
NGC 6595	22	1.7	0.6	1.0	0.2	>3	3.7	3.9

[a]clustering index; [b]A_J absorption; [c]distance from the Sun; [d]angular radius; [e]linear radius; [f]age obtained by means of the IR excess method; [g,h]age and dispersion obtained by means of the PMS isochrone method.

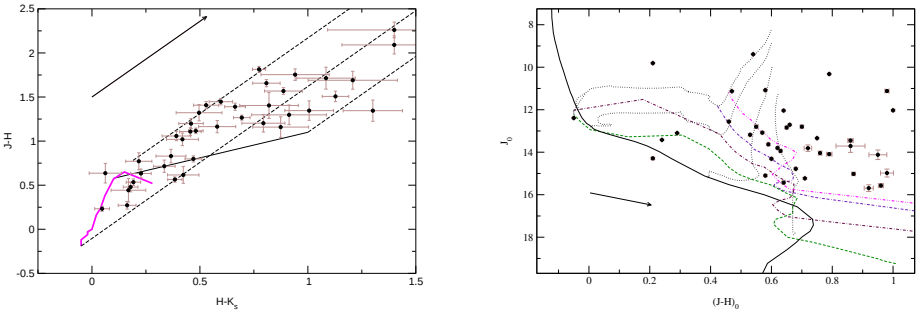


Figura 3. *Left:* (J-H)/(H-K$_s$) diagram for DB2001-36. Reddening lines for M5 giants, O3 stars and T Tauri stars are shown as dashed lines. *Right:* J_o/(J-H)$_o$ diagram for DB2001-36. Isochrones of 0.3 (dash), 1 (dot-dash), 3 (dot-dash-dash) and 10 Myr (dot-dot-dash) downward are presented as dashed lines. Dotted curves (downward) represent evolutionary tracks for 3, 2, 1 and 0.5 solar masses (D'Antona & Mazzitelli 1997, 1998). The ZAMS is represented by the continuous line (Bertelli et al. 1994). Stars colours are dereddened individually. Field stars were removed in both panels from a statistical subtraction.

References

Ahumada A.V., Clariá J.J. et al. 2001, A&A, 377, 845

Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Fagoto F. & Nasi, E. 1994, A&A, 106, 275

D'Antona F. & Mazzitelli I. 1997, Evolution of low mass stars in Cool stars and Clusters and Associations. Ed. G. Micela and R. Pallavicini, Mem. S.A. It., 68, 807

D'Antona F. & Mazzitelli I. 1998, in *"A role of superadiabatic convection in low mass structures in BDs and Extrasolar Planets"*, ASP Conf. Ser., p. 442

Dutra C.M. & Bica E. 2001, A&A, 376, 434

Dutra C.M., Bica E. & Soares J. 2003, A&A, 400, 533

Kroupa P. & Boily C.M. 2002, MNRAS, 336, 1188

Lauberts A. 1982, ESO/Uppsala Survey of the ESO (B) Atlas, Garching: ESO

Soares J.B. & Bica E. 2002, A&A, 388, 172

Soares J.B. & Bica E. 2003, A&A, 404, 217

Soares J.B., Bica E., Ahumada A.V. & Clariá J.J. 2005, A&A, 430, 987

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Long-term variations of the Be star 88 Her

Anahí Granada
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP,
granada@fcaglp.unlp.edu.ar
Lydia Sonia Cidale
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP,
lydia@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. Since its discovery as a variable star, 88 Her has undergone three photometric long-term variation cycles with transitions between Be-Shell and normal B phases. From the spectroscopic analysis of fifteen high resolution spectra obtained by the IUE satellite, we found that the radial velocities of Fe II lines follow the orbital cycle of the binary system with a period of 86.7 days, while their intensities vary with a larger cycle, of about 1560 days. With the aim of contributing to the knowledge of the Be phenomenon, we also determined optical depths and the location of line-forming regions of Fe II. We seek to relate the characteristics of the circumstellar envelope with the observed photometric and spectroscopic variations, and propose a mechanism which could cause them.

Resumen. Desde su descubrimiento como estrella variable, 88 Her ha pasado por tres ciclos de variabilidad fotométrica de largo período, acompañados de cambios entre fases Be-Shell y B normal. A partir del análisis de las observaciones espectroscópicas de 15 espectros de alta resolución obtenidos con el satélite IUE, encontramos que las variaciones en la velocidad radial de las líneas UV de Fe II se corresponden con el período orbital de 86.7 días del sistema binario, mientras que las variaciones en las intensidades de estas líneas tienen un ciclo mayor de aproximadamente 1560 días. Para contribuir al conocimiento del fenómeno Be, determinamos además parámetros de las regiones de formación de las líneas de Fe II tales como profundidades ópticas y su ubicación. En este trabajo buscamos relacionar las características de la envoltura extendida de la estrella con las variaciones fotométricas y espectroscópicas observadas, y proponemos un posible mecanismo para explicar dichas observaciones.

Introduction

Be stars are main sequence or giant B type objects which exhibit, or have ever exhibited, hydrogen emission lines on their photospheric spectrum due to the presence of an extended envelope.
Often, Be stars observed at high inclinations display a shell spectrum characterized by a double-peak emission H_α profile with a deep central absorption

component and ionized metal lines in absorption. They show V/R spectroscopic variations in timescales of months or years, high rotation, which seems to be close to the critical rotation velocity and may be related to disk formation processes, IR excesses and linear polarization.
However, the group of Be stars is heterogeneous. It is composed by objects with many differences among them. Their envelopes may have different geometries, densities and kinematics, their photometric and spectroscopic long and short-term variations have not been properly explained, and it is not clear whether they are phenomena related to binarity or to the evolutionary state of the objects, and how important the effects of mass and momentum transfer can be.
Due to the large amount of unresolved problems related to the Be phenomenon, it is of great interest the study of these objects. In the present work we seek to relate the properties of a circumstellar envelope to long-term variabilities observed in Be stars, in order to understand the mechanisms which cause them. Particularly, we use the information obtained from UV observations, which have proved to be very useful to quantify changes in extended envelopes (Smith 2001, Arias et al. 2004).
88 Her is a binary system and presents many of the typical characteristics observed in Be stars. This is why it is an excelent scenario to investigate which could be the causes of the observed variations, as well as the influence that binarity has on them.
88 Her is a Be/Shell star classified as B6 IV-V by Divan et al. (1982). The star has gone through three long-term photometric variations between 1963 and 1993 (Hirata,1995). Measurements on line Doppler shifts showed the existence of a period of 86.72 days, related to the orbital period of the binary system (Harmanec et al., 1974).

Observations

The observations used for this investigation consist of 15 high dispersion UV spectra selected from the INES database (International Ultraviolet Explorer Newly Extrated Spectra, http://ines.laeff.esa.es/ cgi-ines/iuedbsMy). The spectra were acquired by the IUE satellite, during the period between 1981 and 1992. The observations are well distributed through the last long-term variation cycle, and are evenly distributed over the binary orbital phase.
We chose Fe II transitions belonging to multiplets UV1, UV2 and UV3, that present intensity variations. We determined radial velocities by measuring the position of the core of the lines. The variation of radial velocities has a period of 86.7 days, as it is shown in the figure 1 (left) and agrees with the orbital period determined by Harmanec et al.(1974). Instead, the residual line intensity variations shown in figure 1 (right), seem to have a cycle of about 1560 days.

The Model

The shape of the H_α double-peak profile in 88 Her suggests a slow wind with low velocity gradient close to the photosphere (Cidale & Ringuelet, 1993). Fur-

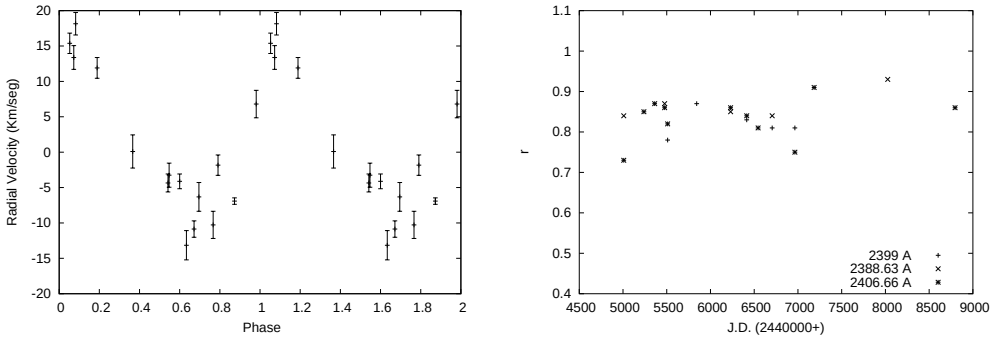


Figura 1. *Left:* Radial velocity variations fit the orbital period, P=86.7 days. *Right:* Residual intensities versus time suggest a cycle of ∼1560 days.

thermore, from this result and the analysis of radial velocities of Fe II lines, we conclude that there is no evidence of a strong flow of material through the stellar atmosphere. This is why the envelope can be described by a quasihydrostatic model of Cidale & Ringuelet (1989). Such model enables us to determine properties of the line-forming regions, such as their location and opacity. This type of solution has already been appropriate to make a statistical analysis of the properties of the envelopes of Be stars, (Moujtahid et al. 1998, Arias 2004) and the interpretation of the spectrophotometric behaviour of long-term variations in V923 Aql (Arias et al. 2004).

In the present work we focus on the determination of distances from the center of the star to regions of Fe II line formation. This information will allow us to follow the time evolution of the parameters characterizing the line-forming regions and analyse the physical mechanisms taking place in the envelope.

The line radiative flux as a function of the optical depth, τ, emerging from the system star-plus-circumstellar envelope is obtained by solving the equation of radiative transfer (Cidale & Ringuelet, 1989).

$$\frac{F_l}{F_*} = e^{-\tau} + \alpha[1 - 2E_3(2\tau)]. \quad \text{for } \tau < 1$$

$$\frac{F_l}{F_*} = e^{-\tau} - 2\alpha H(\tau). \qquad \text{for } \tau > 1$$

where $\alpha = (\frac{R_e}{R_*})^2 \frac{S_l \phi}{I^*_\nu}$ is a parameter which depends on the geometry of the extended envelope.

These expressions represent the total line flux , F_l, observed at a distance D from the star, in terms of integral-exponential and error functions of τ, the line source function, S_l, and a geometrical factor, $(\frac{R_e}{R_*})^2\phi$, for optically thin and optically thick media, respectively.

R_e is the mean distance to the line-forming region from the central star. R_* is the stellar radius, and ϕ represents the degree of the flattening of the envelope. F_* and I^*_ν are the monochromatic flux and intensity emerging from the atmosphere.

The parameter α can be determined from observations and permits us to infer physical conditions such as optical depths and distance to the Fe II regions.
The line source function is represented by a two-level atom and a continuum. Assuming that the Fe II lines are collisionally controlled, the value of the source function in the border of the forming region ($\tau = 0$) results

$$S_l(0) = (\frac{\epsilon}{1+\epsilon})^{\frac{1}{2}} B_\nu(T_e).$$

The hypotesis of collisionally dominated lines is reasonable if we consider the results obtained by Arias et al. (2004), who found that for a star of spectral type B6 with an envelope of about 9000 K and a particle density of $10^{11}\ cm^{-3}$, the Fe II resonance line source functions are collisionally dominated.
Once the parameter α is found for every multiplet of the images measured, the source function is calculated to obtain $(\frac{R_e}{R_*})$.
We propose a method to determine the parameters α and τ_i that best fit the flux observed in the lines. With this aim we measure the residual intensities in the core of the lines that belong to a certain multiplet "k'', considering a number n_k of lines in each one.
Then we have n_k values of residual intensities r_i, $i = 1, ..., n_k$,

$$r_i = (F_* - F_{li})/F_*.$$

where F_{li} is the flux in the core of the line.
Under the hypothesis that all lines of the same multiplet have identical source function, it results that,

$$\frac{\tau_i}{\tau_1} = \frac{\lambda_i(gf)_i}{\lambda_1(gf)_1} = \beta_{i1} \Longrightarrow \tau_i = \beta_{i1}\tau_1.$$

Where all the optical depths, τ_i , correspond to the same multiplet and τ_1 is a reference optical depth.
The quantities β_{i1} are also data because they can be obtained from measured data. The oscilator strengths (gf) were taken from the database NIST, Atomic Spectra Database (http://physics.nist.gov).
From the spectra we obtain the values $r_1, r_2, ..., r_{n_k}$ for which we know the corresponding $\beta i1$, calculated with respect to a reference optical depth τ_1 and we define $\beta_i \equiv \beta i1$.
Through the equations we previously defined for $\frac{F_l}{F_*}$, we find a function relating the parameters α and τ with the theoretical residual intensity, which we call $\tilde{r}_i$, $i = 1, ..., n_k$.

$$\tilde{r}_i = f(\alpha, \tau_i) = f(\alpha, \beta_i.\tau).$$

The best estimators of the values α and τ_1 will be those which best fit the

observed values r_i with the modelled values $\tilde{r}_i$. By minimizing the cost function

$$\Phi(\alpha, \tau) = \sum_{i=1}^{n} \mid r_i - \tilde{r_i} \mid^p = \sum_{i=1}^{n} \mid r_i - f_i(\alpha, \beta_i.\tau) \mid^p,$$

which measures the differences among the measured and modelled values, we find that Fe II lines are optically thick and that the parameter α oscilates between 0.4 and 2.2. Therefore we derive the location of the line-forming regions as a function of time.

Results and Discussion

We have shown in figure 1, that radial velocity variations obtained from Fe II lines fit the binary period of 86.7 d. However, the intensity of Fe II lines have a variation cycle of about 1560 d. According to our measurements of the residual intensities of Fe II lines, the intensity of the lines weakens between 1986 and 1988, period in which the intensity of the UV continuum also decreases (Smith, 2001). But since 1990, the intensity of the lines shows a new weakening in coincidence with the recovery of the UV continuum flux.
The most intense shell phase (very deep absorption lines) starts two years before the UV continuum reaches a minimum intensity (Smith, 2001) and ends up two years later. At the same time, the observed intrinsic visual polarization percentage increases (Arsenijević et al. 1994).

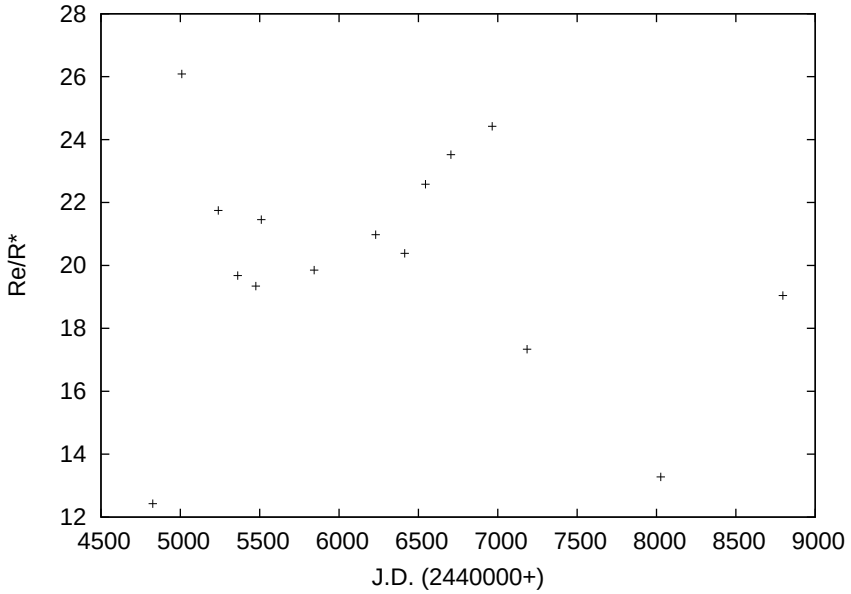


Figura 2. Distances to line formation regions corresponding to Fe II UV2 lines.

In figure 2, we can see that the beginning of the shell-phase corresponds to the presence of an optically thick region close to the star. This region probably is

responsible of the continuum flux radiation absorption and affects the Balmer Jump.
This proposal agrees with the results of Moujtahid (1998), who relates the development of the second Balmer discontinuity in absorption, to the formation of a continuous radiation region more compact and closer to the star.
Summarizing, we find that during the shell phase the line-forming regions are closer to the star and the polarimetric observations suggest that these regions may be highly non-spherical. When the star turns back to a normal B phase the regions of formation are more distant and less non-spherical.
The attenuation of the UV continuum and the beginning of a shell phase can be understood if we consider the formation of a compact region close to equator of the star.
As a plausible mechanism to explain the variability observed, we propose periodic mass ejections which slowly dilute as the material becomes further from the central star.

References

Arias, M. L. 2004, PhD Thesis, National University of La Plata.

Arias, M. L., Cidale, L. S., & Ringuelet A. E. 2004, A&A, 417, 679

Arsenijević et al. 1994, IAU Symp. 162, L. A. Balona et. al. (Eds.), Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, 236-237

Cidale, L. S. & Ringuelet A. E. 1989, PASP, 101, 417

Cidale, L. S. & Ringuelet A. E. 1993, ApJ, 411, 874

Divan et al. 1982, IAUS, 98, 53

Harmanec, P., Koubsky, P., & Krpata, J. 1974, A&A, 33, 117

Hirata, R.1995, PASJ, 47, 195

Moujtahid, A., Zorec J., & Hubert, A. M. 1998, A&AS, 129, 289

Smith, M. 2001, ApJ, 562, 998

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Nuevo catálogo de *blue stragglers* en cúmulos abiertos

Javier A. Ahumada
Observatorio Astronómico de Córdoba, javier@oac.uncor.edu
Emilio Lapasset
Observatorio Astronómico de Córdoba, lapasset@oac.uncor.edu

Abstract. We present a catalogue of blue-straggler candidates in galactic open clusters. It is based on the inspection of the published color-magnitude diagrams, and updates an early version of 1995. Besides carrying out a new bibliographical search for each cluster, some methodological aspects have been revised to ensure a better identification of the stragglers. More than 1,800 candidates have been found in 424 open clusters of all ages. We describe the structure of the catalogue and present an account of the statistical analysis of the data.
Resumen. Presentamos un catálogo de candidatos a *blue stragglers* en cúmulos abiertos galácticos. Está basado en la inspección de los diagramas color-magnitud publicados, y actualiza una primera versión de 1995. Además de llevar a cabo una búsqueda bibliográfica nueva para cada cúmulo, se han revisado algunos aspectos metodológicos, sobre todo aquellos que permiten una localización más precisa de los *stragglers*. Más de 1800 candidatos han sido identificados en 424 cúmulos abiertos de todas las edades. Se describe la estructura del catálogo y se presenta un resumen del análisis estadístico de los datos recolectados.

Introducción

Blue Stragglers (BS) son estrellas que manifiestan permanecer en la secuencia principal más tiempo que el estimado a partir de la teoría de la evolución estelar. Se han identificado tanto en cúmulos abiertos y globulares, como en galaxias enanas y en el campo de nuestra galaxia. Entre las diversas teorías propuestas para explicar la ubicación anormal de estas estrellas en los diagramas fotométricos, destacamos: (i) son miembros de sistemas binarios que han ganado masa de su compañera, originalmente más masiva; (ii) son estrellas con vidas extendidas debido a algún mecanismo físico inusual, que induce corrientes en su interior e introduce hidrógeno fresco en el núcleo; (iii) son producto de colisones entre estrellas, en sistemas apropiadamente densos. Hay evidencia observacional en favor de estas y otras teorías, y es probable que los BS tengan diversos orígenes, incluso en un mismo cúmulo.
Esta contribución es una actualización de nuestro catálogo de candidatos a BS en cúmulos abiertos galácticos presentado hace diez años (Ahumada y Lapasset 1995, AL95).

Búsqueda de *blue stragglers* en cúmulos abiertos

Selección de la fotometría. El primer paso para la identificación de BS es seleccionar los datos observacionales más apropiados por su amplitud y precisión. De esta forma, se eligieron las fotometrías UBV más modernas y completas, y se uniformaron todos los diagramas color-magnitud utilizando la fotometría compilada en la base de datos de cúmulos abiertos *WEBDA*[1] (Mermilliod & Paunzen 2003). Sobre cada diagrama V vs. $(B-V)$ así construido se ajustaron en forma aproximada isócronas teóricas (Girardi et al. 2000) consistentes con los parámetros astrofísicos publicados para el correspondiente cúmulo en la *WEBDA*.

Identificación de los *stragglers*. Para ser considerado un posible BS, una estrella debe estar ubicada en la zona del diagrama color-magnitud limitada: a la izquierda, por la isócrona de edad cero (ZAMS); abajo, por la isócrona del cúmulo; a la derecha, por el índice de color del *turnoff* del cúmulo; y arriba, por una magnitud 2,5 más brillante que la de dicho *turnoff*. Estos límites no fueron tomados en forma taxativa y cada caso en particular fue analizado detenidamente. El área sombreada en la Fig. 1 (*izquierda*) representa gráficamente la zona de BS en el diagrama esquemático de un cúmulo viejo. La Fig. 1 (*derecha*) muestra el ejemplo concreto del diagrama color-magnitud del cúmulo NGC 2632 con sólo dos estrellas consideradas como candidatos a BS.

Clasificación de los *stragglers*. Las estrellas identificadas como posibles BS fueron clasificadas en dos categorías (en AL95 eran tres). Las de clase 1 son las consideradas como "genuinos" BS, ya que poseen estudios adicionales que prueban su pertenencia al cúmulo o, en su defecto, cumplen con estrictas condiciones para suponer que son miembros del mismo, en particular, presentan ubicación cercana al centro en cúmulos ricos. El resto, es decir estrellas ubicadas en el área de BS pero sin certeza de pertenencia al cúmulo, fueron asignadas a la clase 2.

Descripción del catálogo

El catálogo consta de dos tablas, un listado de notas complementarias y otro listado con las referencias consultadas.

Tabla 1. Contiene los datos básicos de cada cúmulo analizado, incluso de aquellos que no poseen BS, y sus columnas listan lo siguiente: nombre del cúmulo, las coordenadas ecuatoriales, el enrojecimiento $E(B-V)$, el logaritmo de la edad, el diámetro aparente en minutos de arco, el número de estrellas de secuencia principal hasta dos magnitudes por debajo del *turnoff* (N), el número de candidatos a BS identificados (N_{BS}), un número indicativo de la referencias y una eventual llamada a notas ampliatorias.

[1] `http://obswww.unige.ch/webda`

Tabla 2. Presenta los datos individuales de cada BS. Las columnas listan nuevamente el nombre del cúmulo (solamente de aquellos que poseen BS), el número de identificación del BS en el trabajo cuya fotometría ha sido examinada, el número en la *WEBDA*, la clasificación asignada (1 o 2), los datos fotométricos *UBV*, el tipo de fotometría (fotográfica, fotoeléctrica o CCD), la distancia relativa al centro del cúmulo (r/R), y un número y una llamada correspondientes a las referencias y a las notas, respectivamente.

Notas. Aquí se presenta información que aclara, complementa o amplía la suministrada en las dos Tablas.

Estadística

Estas son las principales características estadísticas que se derivan de nuestro relevamiento de BS:
1) Un total de 1853 candidatos a BS han sido identificados en 195 cúmulos abiertos, de un conjunto de 424 cúmulos analizados. Esto representa un 46,0% de cúmulos con al menos un posible BS. La Fig. 2 (*izq.*) muestra el número de BS promedio de cada cúmulo por intervalo de edades: los cúmulos viejos alcanzan una media de 30–40 BS.
2) Sólo 187 BS han sido clasificados como de clase 1, mientras que 1666 son de clase 2. Un 15,8% de los cúmulos posee al menos un BS de clase 1.
3) El porcentaje de cúmulos abiertos conteniendo BS por intervalo de edad se muestra en la Fig. 2 (*der.*). Claramente se observa un crecimiento con la edad en cúmulos moderadamente ricos en estrellas (*cruces*), así como en pobres (*círculos*), en tanto que casi todos los cúmulos ricos (*triángulos*) poseen BS.
4) El cociente promedio N_{BS}/N (Fig. 3, *izq.*) también es una función creciente de la edad. Este resultado difiere del encontrado en AL95 donde el crecimiento sólo aparecía a partir de log(edad)=8,5; este hecho se había interpretado como indicativo de dos posibles mecanismos de producción de BS. Creemos que ello se debió fundamentalmente a la identificación espúrea de candidatos a BS en cúmulos jóvenes que han sido desestimados en la presente versión.
5) Los BS aparecen concentrados en cúmulos de los tres rangos de edades: jóvenes (log(edad)<8,3), de edad intermedia (8,3<log(edad)≤9,0) y viejos (log (edad)> 9,0). Del total de stragglers, los porcentajes promedio dentro de r/R=1 son, respectivamente, 73,2%, 74,9% y 87,0%, mientras que dentro de r/R=0,5 son, respectivamente, 43,8%, 38,4% y 42,1%. La concentración es real, pues el análisis de la proyección de un cúmulo aproximadamente esférico sobre el plano del cielo arroja, asumiendo una distribución uniforme de estrellas, 27,5%, 28,1% y 32,6% para r/R=0,5. La Fig. 3 (*der.*) muestra la distribución radial por unidad de área de stragglers, para los cúmulos viejos.

Referencias

Ahumada, J. & Lapasset, E. 1995, A&AS, 109, 375 (AL95)
Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&AS, 141, 371
Mermilliod, J.-C. & Paunzen, E. 2003, A&A, 410, 511

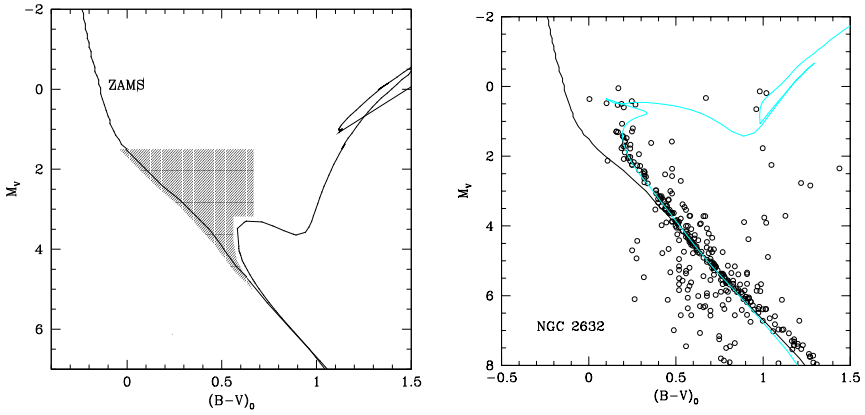


Figura 1. *Izquierda:* área de los BS en un diagrama color-magnitud esquemático. *Derecha:* Ejemplo de dos BS en NGC 2682.

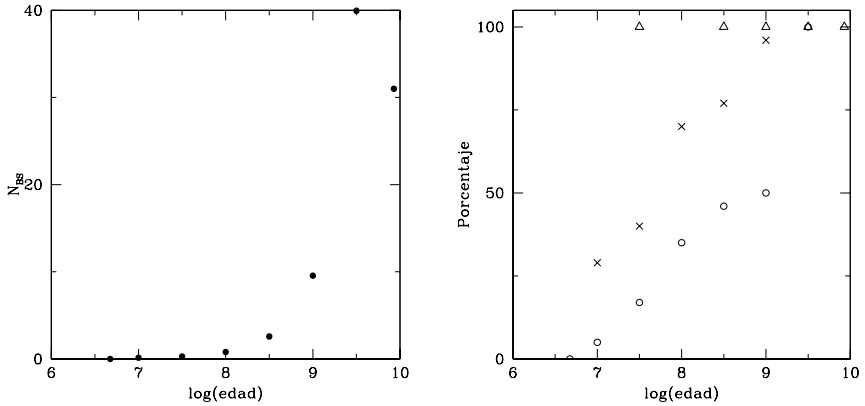


Figura 2. *Izquierda:* Número medio de BS por cúmulo. *Derecha:* Porcentaje medio de cúmulos con BS.

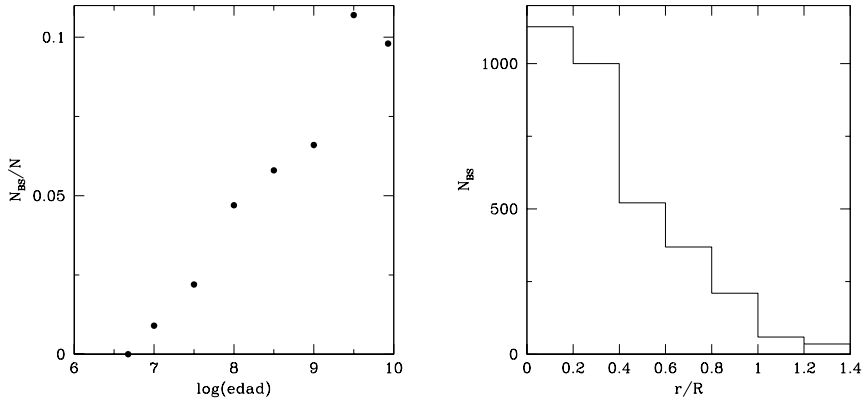


Figura 3. *Izquierda:* Cociente medio N_{BS}/N. *Derecha:* Distribución radial media por unidad de área de BS en cúmulos viejos.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Lyngå 11: an unstudied open cluster in the inner Galactic disk

Andrés E. Piatti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar
Juan J. Clariá and Andrea V. Ahumada
Observatorio Astronómico de Córdoba, claria, andrea@oac.uncor.edu

Abstract. The field of the open cluster Lyngå 11 is investigated by means of CCD BVI$_{KC}$ photometry. This previously unstudied object appears to be rich, highly absorbed, moderately young and probably of solar metallicity. An angular radius of 4.5'± 0.5' is estimated from star counts in the cluster field. Adopting the theoretical metal content Z = 0.02, which provides the best global fit, we derive an age of 630 ± 70 Myr. Simultaneously, colour excesses E(B-V) = 0.70 and E(V-I) = 0.85 and an apparent distance modulus V-M$_V$ = 14.0 are obtained. These results place Lyngå 11 at a distance of 2.3 ± 0.5 kpc from the Sun and ∼ 6.5 kpc from the Galactic centre. The properties of a sample of clusters aligned along the line-of-sight of Lyngå 11 are examined as well.

Resumen. Usando fotometría CCD BVI$_{KC}$ se investiga la región del cúmulo abierto Lyngå 11. Este objeto previamente no estudiado resulta ser un cúmulo rico, altamente absorbido, moderadamente joven y probablemente de metalicidad solar. A partir de recuentos estelares en la región del cúmulo se estima un radio angular de 4.5' ± 0.5'. El mejor ajuste global de isócronas teóricas obtenido con Z = 0.02 implica una edad de (630 ± 70)x10^6 años. Simultáneamente, resultan los siguientes valores: E(B-V) = 0.70, E(V-I) = 0.85 y V-M$_V$ = 14.0. Estos resultados ubican a Lyngå 11 a una distancia de 2.3 ± 0.5 kpc del Sol y ∼ 6.5 kpc del centro Galáctico. Se examinan además las propiedades de una muestra de cúmulos ubicados en la misma dirección que Lyngå 11.

CCD observations

The present work is part of an ongoing project of observation of some unstudied or poorly studied open clusters, located in different regions of the Milky Way. Lyngå 11 is a small-sized object located near the Galactic centre direction at l = 338°, b = +0.43°. CCD images were obtained with the Johnson B and V and Kron-Cousins I filters using the 0.9 m telescope at CTIO (Chile). The telescope was equipped with the 2048 x 2048 pixel Tektronix 2K No. 3 CCD. The detector used has a pixel size of 24 μm, producing a scale on the chip of 0.4 "/pixel.

Cluster extent and extracted CM diagrams

The cluster main sequence appears as a broad sequence of stars among crowded field features in the (V,B-V) diagram (Fig. 1, left panel). By using the NGAUSSFIT routine available within the IRAS/STSDAS package, projected stellar density profiles were fitted and the cluster central coordinates were obtained. Then we applied a method described by Piatti et al. (2004) to estimate the cluster radius. An angular radius of 4.5' $\pm$ 0.5', equivalent to 3.0 $\pm$ 0.3 pc was obtained. We then built (V,V-B) CMDs with stars located within circular regions of 300 and 700 pixels in radius, as well as with stars spread out of a radius of 900 pixels from the cluster centre (Fig. 1, right panel). The bottom left-hand panel of this figure corresponds to the result of a statistical field star contamination subtraction performed on the r $<$ 700 pixels CMD. We will use the latter CMD to estimate the cluster fundamental parameters. Similar (V,V-I) CMDs with stars within the same circular regions were also built.

Reddening, distance and age

We estimated the E(B-V) and E(V-I) colour excesses, the V-M_V apparent distance modulus, the age and the metallicity of Lyngå 11 by fitting theoretical isochrones of Lejeune & Schaerer (2001) to the observed cluster CMDs. We selected subsets of isochrones including overshooting effects for solar (Z = 0.02) and subsolar (Z = 0.008) chemical compositions. For each selected metallicity, we first fitted the ZAMS to the (V,B-V) and (V,V-I) CMDs and derived distance modulus and colour excesses. Second, we selected isochrones of some hundred million years and used the derived pairs of (V-M_V,E(B-V)) and (V-M_V,E(V-I)) values to estimate the cluster age. The isochrone of log t = 8.80 (t = 630 Myr) and Z = 0.020 turned out to be the one that most accurately reproduces the cluster features in both CMDs. Such a fit is obtained by using E(B-V) = 0.70, E(V-I) = 0.85 and V-M_V = 14.00, which come from the fitting of the ZAMS. Fig. 2 shows the ZAMS and the Geneva isochrone of log t = 8.80 for Z = 0.020 overlapping the two cluster CMDs, as well as two additional isochrones of log t = 8.75 and 8.85 for comparison purposes. We calculated the true distance modulus using the derived reddening and apparent distance modulus and the most frequently used value for the A_V/E(B-V) ratio (Straizys 1992). We thus obtained V_0-M_V = 11.80 $\pm$ 0.40, which implies a distance from the Sun of 2.3 $\pm$ 0.5 kpc.

Open clusters along the line-of-sight of Lyngå 11

With the aim of examining the properties of a sample of open clusters located nearly in the same direction of Lyngå 11, we used the WEBDA database for searching open clusters with well determined E(B-V) values and distances. We restricted the search to clusters located at $(l, b)_{cluster} = (l, b)_{Lyngå\,11} \pm 5^\circ$ and found 17 objects. A view of the clusters projected onto the Galactic plane is illustrated in the left panel of Fig. 3, wherein the Carina spiral arm and the line-of-sight from the Sun to Lyngå 11 are indicated. Note that the distance between the outermost and innermost clusters in the considered direction is more than

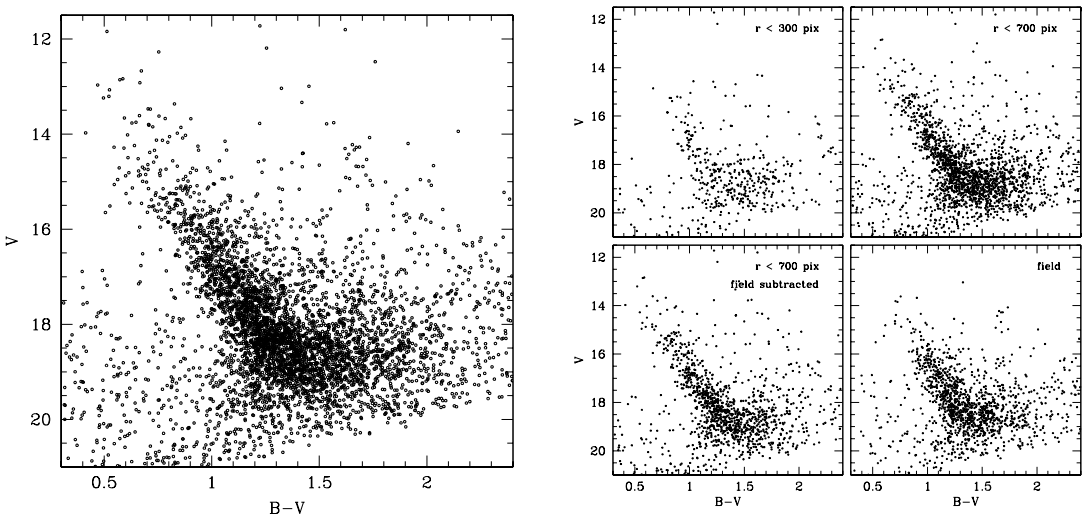


Figura 1. *Left:* (V,B-V) CMD for stars observed in the field of Lyngå 11. *Right:* (V,B-V) CMDs for stars observed in different extracted circular regions.

4 kpc and that Lyngå 11 is located behind the Carina spiral arm as seen from the Sun. The right panel of Fig. 3 shows the relationship between the visual absorption A_V and the distance d from the Sun. For comparison purposes, we included with a solid line the relationship for the Baade's window (l, b) = (1°, -3.9°) obtained by Ng et al. (1996). This figure reveals that most of the clusters located around 1 kpc from the Sun are not severely reddened, while only one cluster (Westerlund 1) is absorbed by nearly 14 mags. Notice that such high absorption is reduced in front of the Carina arm, probably caused by a lone small dark cloud. On the other hand, although clusters are in general slightly more reddened than the absorption resulting from the Baade's window law, they are not far apart much either.

References

Lejeune T. & Schaerer D. 2001, A&A, 366, 538

Ng Y.K., Bertelli G., Chiosi C. & Bressan A. 1996, A&A, 310, 771

Piatti A.E., Clariá, J.J. & Ahumada A.V. 2004, A&A, 421, 991

Straizys V. 1992, *Multicolour Stellar Photometry*, *Pachart Publishing House*, Arizona

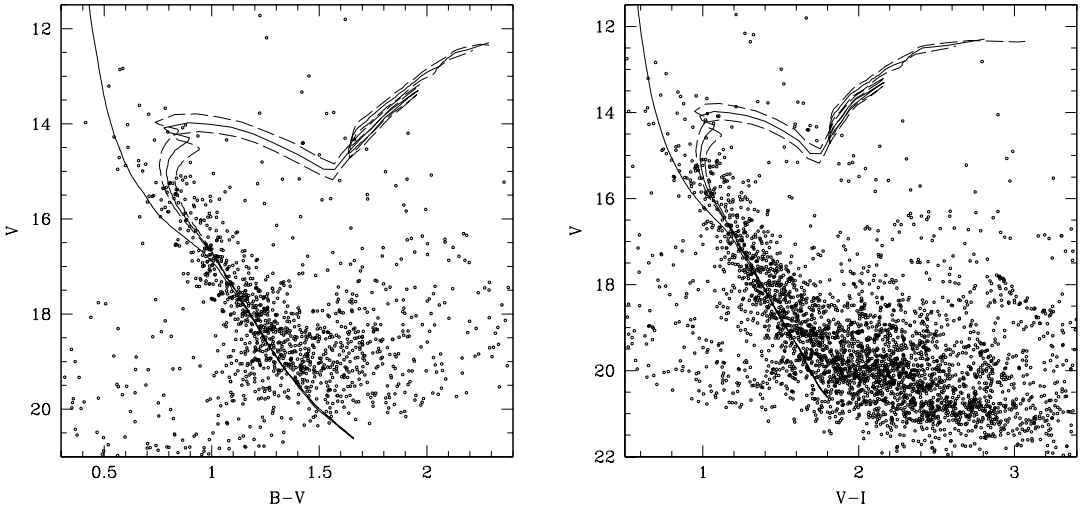


Figura 2. Extracted (V,B-V) and (V,V-I) CMDs (r < 700 pix) of Lyngå 11. The ZAMS and the Geneva isochrones for log t = 8.75, 8.80 and 8.85 (Z = 0.020) are overplotted.

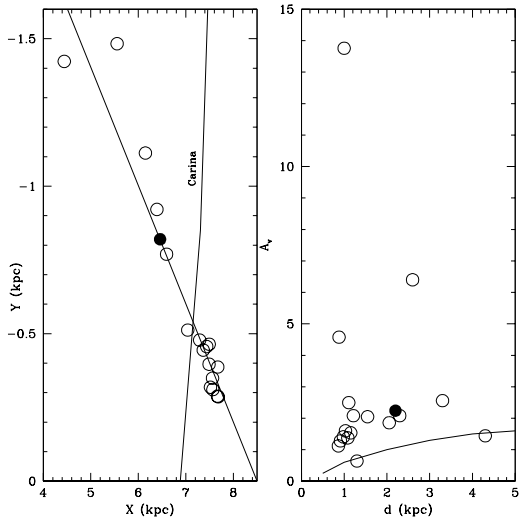


Figura 3. Galactic plane with the (X,Y) positions of the selected clusters and the line-of-sight as seen from the Sun to Lyngå 11 and the Carina spiral arm superimposed (left panel). The visual interstellar absorption A_V versus the cluster distance (d) from the Sun and the relation for the Baade's window superimposed (right panel). Lyngå 11 is drawn with a filled circle in both panels

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Formación de enanas blancas DA con envolturas delgadas de hidrógeno

Marcelo Miguel Miller Bertolami, Leandro Gabriel Althaus y Alejandro Hugo Córsico
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, IALP-CONICET, Argentina. mmiller, althaus, acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We study the formation and evolution of DA white dwarfs, whose progenitor have experienced a Late Thermal Pulse (LTP) after the departure from the thermally pulsing Asymptotic Giant Branch. To this end, we compute the complete evolution of an initially 2.7 $M_\odot$ star from the Zero Age Main Sequence through the thermally pulsing AGB and up to the ZZ Ceti domain in the white dwarf cooling track. We find that most of the H-rich material of the post-AGB remnant star is burnt during the post-LTP evolution, with the result that, at entering the ZZ-ceti domain the remaining H envelope becomes 4×10^{-7} $M_\odot$. In addition we studied the effect of possible mass loss rates during the PG1159 stage on the final H-mass of the star. We also add an appendix regarding an observation from the audience.
Resumen. Estudiamos la formación y la evolución de enanas blancas DA cuyo progenitor haya experimentado un pulso térmico tardío (LTP) luego de abandonar la etapa de los pulsos térmicos en la Rama Asintótica de las Gigantes (TP-AGB). Para esto se calculó la evolución completa de una estrella de 2,7 $M_\odot$ de masa inicial desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS), a traves de la etapa de los pulsos termicos en al cima de la AGB y hasta la region de las estrellas ZZ Ceti sobre la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas. Encontramos que la mayoría del material rico en hidrógeno es quemado durante la evolución posterior al LTP, de manera que al llegar a la región de las ZZ Ceti la masa de la envoltura de hidrógeno es de solo 4×10^{-7} $M_\odot$. Por completitud, se estudió el efecto de posibles perdidas de masa durante la etapa de PG1159 sobre la masa final de la envoltura de hidrógeno. Además se agrega un apéndice relacionado con una de las observaciones de la audiencia

Introducción

Es bien sabido que las enanas blancas constituyen el final de la vida de las estrellas de masa baja e intermedia. La mayoría de estas estrellas han pasado por la AGB y estan caracterizadas por envolturas ricas en hidrógeno (H) y suelen ser mencionadas como enanas blancas DA (EB-DA) debido a su clasificación espectroscópica. De hecho las EB-DA conforman el 80 % de las enanas blancas analizadas espectroscópicamente.

Parte del avance en el entendimiento de estos objectos ha sido posible gracias a que algunos de ellos presentan variaciones multiperiódicas de luminosidad, las cuales han sido identificadas como debidas a pulsaciones no radiales de la estructura. El estudio del patrón pulsacional de estos objectos ha permido imponer cotas a determinadas propiedades fundamentales de las EB-DA pulsantes (ZZ Ceti) como son; la composición del núcleo de carbono-oxígeno (C-O), la masa total y la estratificación quimica de la estrella. En particular esto último permite inferir la masa de la envoltura pura de H. El valor de ésta es de especial importancia para la teoría de evolución espectral (Fontaine y Wesemael 1987) de las enanas blancas que intenta explicar la dependencia de la fracción de enanas blancas deficientes en hidrógeno con la temperatura a lo largo de la secuencia de enfriamiento. La mayoría de los ajustes astrosismológicos sugieren que el tamaño de la envoltura pura de H es de $\sim 10^{-4}$ de la masa estelar ($M_\star$), lo cual esta en acuerdo con la teoría canónica de evolución estelar. Sin embargo, envolturas mas delgadas han sido inferidas para algunas ZZ Ceti (Bradley 2001), sugiriendo que posiblemente exista un rango de valores posibles para el contenido de hidrógeno de las EB-DA.

El propósito del presente trabajo es analizar la posibilidad de que una fracción de las EB-DA (aquellas con envolturas delgadas de H) sean descendientes de estrellas post-AGB que han sufrido un LTP después de la salida de la AGB. Durante un LTP el H es diluído como consecuencia de la penetración del borde inferior de la envoltura convectiva (en regiones deficientes en H) que ocurre luego de un flash de Helio (He) intenso. Como consecuencia de este flash de He la estrella es empujada nuevamente hacia la región de las gigantes, al tiempo que sus abundancias superficiales son fuertemente alteradas, mostrando finalmente abundancias de He, C y O típicas de los objetos PG1159 (Bloecker 2001). Analizamos la posibilidad de que durante la evolución posterior al LTP, el H que ha sido llevado hacia las regiones mas internas (durante el LTP) sea quemado mientras el remanente se va contrayendo hacia la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas. De manera que el contenido total de H sea fuertemente disminuido y luego la acción de los procesos de difusión formaran una EB-DA con envoltura delgada de H.

Presentamos entonces el cálculo evolutivo completo de una estrella de inicialmente 2,7 $M_\odot$, que sufre en LTP a la salida de la AGB, desde la ZAMS hasta la etapa de las ZZ Ceti. Los cálculos aquí presentados han sido realizados con un código de evolución estelar detallado (Althaus 2003 y referencias allí mencionadas). De especial importancia para el presente trabajo es la inclusión en el modelado de procesos de mezcla extra mas allá del borde convectivo formal dado por el criterio de Schwarzchild-Ledoux, los cuales son necesarios para obtener abundancias superficiales ricas en O en acuerdo con las observaciones de estrellas PG1159 (Herwig 2001). Las etapas evolutivas previas a la salida de la AGB han sido descriptas de manera detallada en Althaus et al. (2005). Para el presente trabajo la pérdida de masa durante la TP-AGB fue elegida para que luego de experimentar 10 pulsos térmicos en la AGB la estrella sufriese un último pulso térmico mientras evolucionaba a luminosidad constante hacia la secuencia de enfriamiento y su temperatura era de ~ 100000 K.

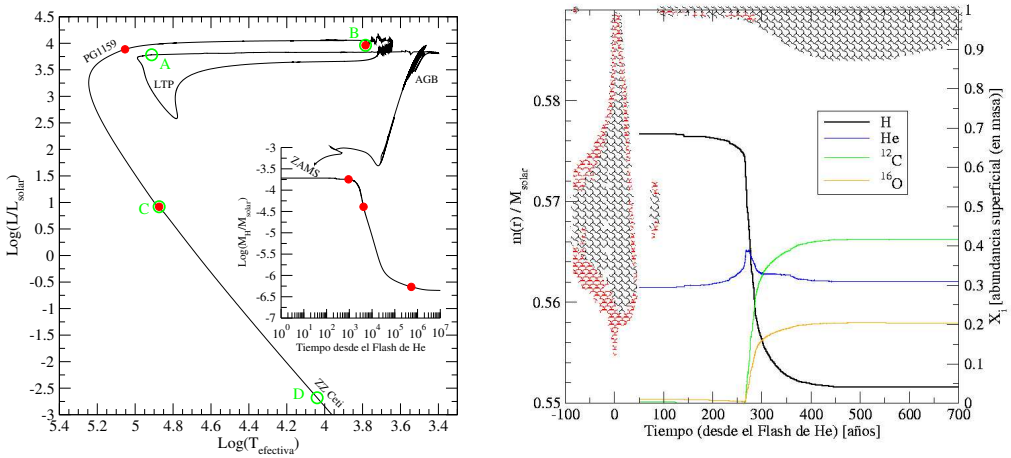


Figura 1. *Izquierda:* (1a) Diagrama HR de la secuencia evolutiva presentada en este trabajo. Las letras indican la ubicación de los modelos correspondientes a los diferentes paneles de la Figura 2. El gráfico interno muestra la evolución temporal del contenido de H luego del LTP (los puntos rojos corresponden a los marcados de igual manera en el HR.*Derecha:* (1b) Evolución de las zonas convectivas durante y luego del LTP (eje y izquierdo). Las curvas denotan la evolución de las diferentes abundancias superficiales (eje y derecho).

Resultados

En la Figura 1a se muestra la evolución en el diagrama HR de la secuencia calculada en este trabajo, alli se indica la ubicación de varias etapas relevantes para la formación de la EB-DA con envoltura delgada. En particular puede verse como despues de los pulsos térmicos en la cima de la AGB (cuando su masa se ha reducido a 0.589 $M_\odot$) la estrella sufre un LTP cuando su temperatura es $\mathrm{Log}(T_{\mathrm{eff}}) \sim 5$ que la lleva nuevamente hacia la región de las gigantes en aproximadamente 100 años. Es en la región de las gigantes donde se producen fuertes cambios en las abundancias superficiales (ver figura 1b) cuando el material de la pequeña envoltura remanente rica en hidrógeno es mezclada con el material de regiones ya procesadas por la quema de H (Figura 1b donde se muestra la penetración del borde inferior de la envoltura convectiva, ver tambien Bloecker 2001). Como consecuencia de estos fenómenos de mezcla las abundancias superficiales alcanzan valores típicos de los objectos PG1159, es decir una superficie rica en He/C/O (31/42/20 en masa respectivamente). Es interesante notar que el H ha sido diluido a valores muy bajos (4%), cerca del límite de detección en objetos PG1159 (Werner 2001), lo cual ocurre debido a que el hidrógeno inicialmente en la pequeña envoltura ha sido desparramado en una región mucho mas amplia (ver panel B de la figura 2), hasta una profundidad de $4,5 \times 10^{-3}$ $M_\odot$. Luego de permanecer en la región de las gigantes (a $\mathrm{Log}(T_{\mathrm{eff}}) < 3,8$) durante aproximadamente 2800 años, el remanente comienza a contraerse nuevamente hacia la secuencia de enfriamiento. Esta compresión (y el consecuente cambio en el perfil

de temperaturas de la estrella) produce que el hidrógeno que ha sido depositado por la convección en las regiones mas internas se reencienda. Para el momento en que la estrella llega a la región de las PG1159 el contenido de hidrógeno en la estrella ha disminuido de $1,8 \times 10^{-4}$ a 4×10^{-5} $M_{\odot}$. El cambio en el contenido de H de la estrella puede verse en el gráfico interior de la figura 1a donde se muestra la evolución del contenido total de H en la estrella como función del tiempo. Allí tambien puede verse que la mayor parte de la quema de H ocurre en los primeros 100000 años luego del LTP, luego de los cuales el contenido total de hidrógeno del remanente es $\sim 4,2 \times 10^{-7}$ $M_{\odot}$. Es interesante notar que como la quema del H ocurre, mediante el ciclo CNO, en un ambiente extremadamente rico en ^{12}C, gran parte del ^{12}C de esas regiones es transformado en ^{13}C y ^{14}N, lo que produce regiones con abundancias inusualmente grandes de .^{13}C y ^{14}N (ver panel C de la figura 2). Finalmente en la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas el asentamiento gravitacional (producido por el alto campo gravitacional de la enana blanca) lleva a la separación de los elementos mas pesados, como consecuencia de lo cual el objeto se transforma en una estrella enana blanca con una delgada envoltura pura de hidrógeno de $\sim 2,6 \times 10^{-7}$ $M_{\odot}$ (Panel D, figura 2). Observar también que, como consecuencia también del asentamiento gravitacional al llegar a la etapa de las ZZ Ceti la estrella posee una estructura altamente estratificada, donde pueden apreciarse: Una envoltura pura de H, una envoltura pura de He y debajo de esta y por encima del nucleo de C-O una región rica en C, O, He y N. Otro efecto interesante a notar es el de la mezcla Rayleigh-Taylor que tiene lugar en $\mathrm{Log}(m(r)/M_{\star}) \sim -1$ debido a la inversión del peso molecular medio. Esta mezcla produce el aplanamiento de los picos de C y O en el nucleo de la estrella (comparar paneles C y D de la figura 2).

Además del cálculo comentado arriba se realizó un cálculo complementario a fin de analizar el efecto de una posible pérdida de masa de 5×10^{-8} $M_{\odot}$/año durante su evolución en al etapa PG1159 (desde $\mathrm{Log}(T_{\mathrm{eff}}) \sim 5$ a $\mathrm{Log}(T_{\mathrm{eff}}) \sim 5,2$) similares a las observadas por Koesterke et al. 1998. Se encontró que esas pérdidas de masa podían reducir el contenido de H en más de un factor 2 y por lo tanto reducir el tamaño de la envoltura de H en la etapa ZZ Ceti.

Conclusiones

Este trabajo fue específicamente diseñado para estudiar la posibilidad de que estrellas post-AGB que sufren un LTP evolucionen, en la secuencia de enfriamiento de enanas blancas, hacia estrellas EB-DA con envolturas delgadas de hidrógeno. Para eso se realizó un calculo evolutivo completo desde la ZAMS a través de la TP-AGB y la región de las estrellas PG1159 hasta la etapa de enana blanca. Nuestros cálculos muestran que luego del LTP mientras la estrella evoluciona hacia la etapa de enana blanca casi todo el H contenido en la estrella es quemado, reduciéndose a unas pocas 10^{-7} $M_{\odot}$; valor más de dos órdenes de magnitud inferior al que tenía la estrella al abandonar la AGB. Ademas hemos realizado un cálculo complementario donde se muestra que el contenido total de H podría reducirse en mas de un factor 2 si ocurriesen episodios de pérdida de masa similares a los observados. Dado que una fracción importante de las estrellas que abandonan la AGB es esperable que sufran un LTP (Bloecker 2001),

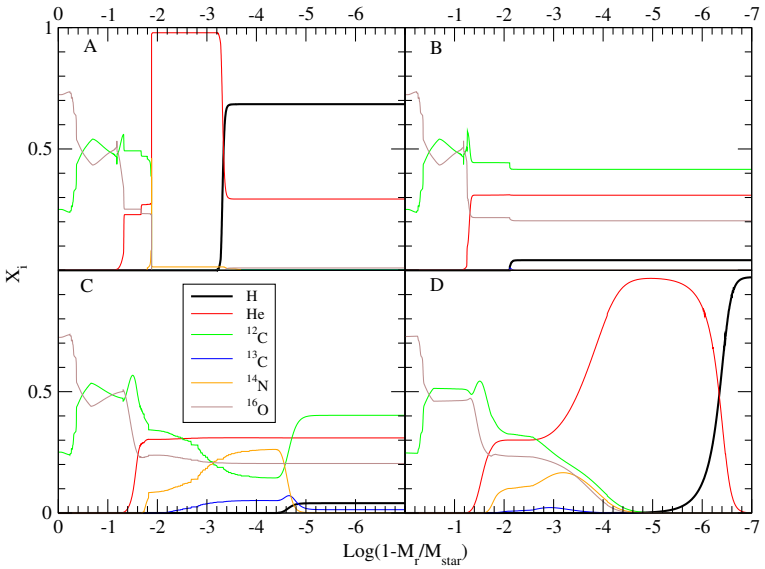


Figura 2. Abundancias químicas en los interiores de los modelos marcados en la Figura 1a. Notar especialmente la pequeña envoltura de H que se ha formado cuando la estrella alcanza la región de las ZZ Ceti (Panel D).

es esperable también que una fracción no despreciable de las estrellas EB-DA posean envolturas delgadas de H. Este resultado está en acuerdo con las inferencias astrosismológicas en estrellas ZZ Ceti (Bradley 2001), que parecen indicar la existencia de un rango de masas posibles (entre 10^{-4} y 10^{-7}) para las envolturas de H de estos objetos. Los resultados presentados en este trabajo muestran que es posible formar tales envolturas delgadas de H en el contexto de la teoría de evolución estelar estandar.

Referencias

Althaus, L. G., Serenelli, A.M. et al. 2003, A&A, 404, 593

Althaus, L. G., Serenelli, A.M. et al. 2005, A&A, 435, 631

Blöcker, T. 2001, ApSS, 275, 1

Bradley, P. 2001, in "White Dwarfs", Proc. of the 12$^{\rm th}$ European Workshop on white dwarf stars, Kluwer, 445

Chapman, S. y Cowling T. 1939, "The mathematical theory of non-uniform gases", Cambridge University Press.

Fontaine G., y Wesemael, F. 1997, Proc. of the 10$^{\rm th}$ European Workshop on white dwarf stars, Kluwer, 173

Herwig , F. 2001, ApSS, 275, 15

Koesterke L., Dreizler, S, Rauch, T. 1998, A&A, 330, 1041

Huang , K. 1987, "Statistical Mechanics", John Wiley & Sons
Vauclair, S., et al. 1979, ApJ, 227, 526, 1979
Werner, K. 2001, ApSS, 275, 27

Apéndice: Estimación del efecto de los campos magnéticos sobre la difusión en enanas blancas

Una de las observaciones surgidas en la audiencia durante la presentación de este trabajo se refería al posible efecto de los campos magnéticos sobre la difusión en las enanas blancas (efecto que no fue considerado en el presente trabajo). En lo que sigue presentamos una estimación ruda de este efecto.

Es bien sabido que el efecto de un campo magnético fijo ($\vec{B}$) sobre el movimiento de los iones en el material estelar es el de producir que entre dos choque sucesivos los iones se muevan describiendo trayectorias helicoidales alrededor de la dirección de $\vec{B}$. Esto produce que las componentes de la velocidad en el plano perpendicular a $\vec{B}$ sean alteradas, mientras que la componente en la dirección de $\vec{B}$ permanece igual que en ausencia de $\vec{B}$. Como derivan Chapman y Cowling (1939) bajo la aproximación de camino libre, la presencia de $\vec{B}$ produce que las velocidades de difusión paralelas a $\vec{B}$ permanezcan inalteradas mientras que la componente perpendicular al campo es disminuida en un factor $(1+\omega^2\tau^2)$ (ver tambien Vauclair et al. 1979), donde ω es la frecuencia angular de rotación de los iones alrededor de $\vec{B}$ $\omega = \frac{ZeB}{m_i c}$ (en e.s.u.) y τ es el tiempo medio entre colisiones, el cual siguiendo a Huang (1987) puede estimarse por $\tau = \frac{\sqrt{\pi/8}}{n\sigma_{\rm tot} v}$, ($n$ es la densidad numérica y $\sigma_{\rm tot}$ es la sección eficaz total de las partículas que colisionan). El efecto del campo magnético será apreciable cuando $\omega\tau \sim 1$. Escribiendo a B en gauss y reemplazando en al expresión anterior los valores de e, m y c obtenemos que $\omega \sim 10^4 \times B$. Para estimar el tiempo medio entre choques debemos estimar la sección eficaz. En muy buena aproximación puede pensarse que la interacción entre dos iones es electrostática. En el interior de las estrellas la situación usual es que alrededor de un ion se forme una nube de electrones libres que apantallan su potencial. Como consecuencia de esto la energía potencial entre iones es $V = \frac{V_0\, e^{-r\alpha}}{r}$ con $\alpha = 1/r_D$ $V_0 = Z_1 Z_2 e^2$. Esto corresponde a un potencial tipo Yukawa, cuya sección eficaz es $\sigma_T = \frac{4\mu^2 V_0^2}{\hbar^4}\frac{4\pi}{\alpha^2(\alpha^2+4k^2)}$ (μ es la masa reducida de la colisión considerada y $k \sim \frac{mv}{\hbar}$). Usando que $e/\hbar \sim c/137$ y estimando v según el valor térmico a 10^7K (a mayores temperaturas el H, que es el elemento que nos interesa, se quema), tenemos que $v \sim 4\times 10^7$cm/seg y por lo tanto $k \sim 6,60\times 10^{12} m^{-1}$. Reemplazando estos valores en la expresión de σ se obtiene $\sigma_T \sim 1,35\times 10^{34}\mu^2 (Z_1 Z_2)^2$. Para las colisiones ion-ion tenemos entonces $\sigma_i \sim 10^{-20}{\rm m}^2$, mientras que para las colisiones ion-electron el valor es muy inferior (μ es mucho menor y v mucho mayor, mientras que el resto de los términos (y la densidad numérica) es similar. De manera que σ_e puede despreciarse y considerar $\sigma_T \sim \sigma_i$. La densidad numérica de los blancos para las colisiones (ion-ion en nuestro caso) puede estimarse como $n_i \sim \rho/m_H$. Usando estos valores obtenemos para τ la expresión $\tau \sim \frac{2{,}5\times 10^{-15}}{\rho}$ con ρ en c.g.s. Por lo tanto $\omega\tau \sim 1$ implica que $B_{\rm gauss} \sim \rho_{\rm cgs} \times 10^{11}$. Vemos entonces que aún para densidades tan pequeñas como $10^{-3}{\rm gr/cm}^{-3}$ (valores menores a los típicos en las envolturas de enanas blancas), se tiene que el campo magnético debería ser de aproximadamente 10^8 gauss para ser relevante para la difusión. En vistas de la estimación anterior y de que solo una pequeña fracción de las enanas blancas ($\sim 5\%$) poseen campos magnéticos por encima de 10^5 gauss,

podemos decir que no parece ser necesario incluir este efecto en el estudio de la difusión de la mayoría de las enanas blancas (salvo, quizás, en regiones de la atmósfera donde $\rho \sim 10^{-6}$ gr/cm^3).

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

NGC 6318: a young, highly reddened open cluster in the Galactic center direction

Andrés E. Piatti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar
Juan J. Clariá and Andrea V. Ahumada
Observatorio Astronómico de Córdoba, claria, andrea@oac.uncor.edu

Abstract. We present CCD BVI photometry for the open cluster NGC 6318. Star counts carried out in the cluster field yield an angular radius of $\sim$ 8.0' for NGC 6318. The comparison of the cluster CMDs with isochrones of the Geneva group yields E(B-V) = 1.20 $\pm$ 0.05, E(V-I) = 1.55 $\pm$ 0.10 and V-M_V = 15.45 $\pm$ 0.35 (d = 2.1 $\pm$ 0.5 kpc) for log t = 8.20 (t = 160 Myr) and Z = 0.020. Among the known clusters in the line-of-sight of NGC 6318, Havlen-Moffat 1 and BH 222 are the farthest ones, while those located between 1 and 2 kpc from the Sun appear to be more absorbed than those expected to follow a quasi-linear extinction law.

Resumen. Presentamos fotometría CCD BVI del cúmulo abierto NGC 6318. Recuentos estelares efectuados en la región del cúmulo permiten estimar el radio angular de NGC 6318 en $\sim$ 8'. La comparación de los diagramas CM con isócronas teóricas del grupo de Ginebra implica: E(B-V) = 1.20 $\pm$ 0.05, E(V-I) = 1.55 $\pm$ 0.10 y V-M_V = 15.45 $\pm$ 0.35 (d = 2.1 $\pm$ 0.5 kpc) para log t = 8.20 (t = 1.6x10^8 años) y Z = 0.020. Entre los cúmulos conocidos en la dirección de NGC 6318, Havlen-Moffat 1 y BH 222 son los más distantes, en tanto que aquéllos ubicados entre 1 y 2 kpc del Sol están más absorbidos que lo que deberíamos esperar si los mismos respetaran una ley de extinción cuasi-lineal.

Observations

In a preliminary study, Piatti et al. (2000, hereafter PBC) obtained CCD BVI images in a 4'x4' field centred on NGC 6318. Using the 0.6 m telescope of Las Campanas Observatory, they measured 244 stars reaching down to V $\sim$ 19 mag. In addition, from a flux-calibrated integrated spectrum of NGC 6318, they derived E(B-V) = 1.20 and a cluster age between 3 and 30 Myr. The latter values, however, should be treated with caution due to the relatively low S/N ratio of the integrated spectrum. Here we obtained CCD data in a field three times larger than that of the PBC, using a telescope 50% larger. Hence, the number of stars observed is $\sim$ 40 times greater and the quality of the obtained colour-magnitude diagrams (CMDs) is higher. The images were obtained with the 0.9 m telescope at the CTIO. The detector used has a pixel size of 24 μm, producing a scale on the chip of 0.4 "/pixel.

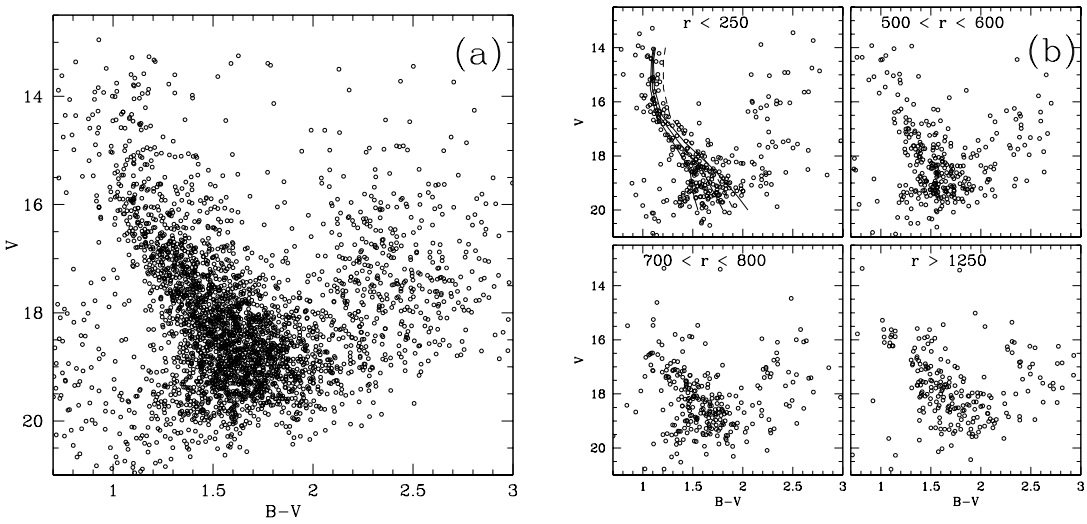


Figura 1. (a): (V,B-V) CMD for stars observed in the field of NGC 6318. (b): (V,B-V) CMDs for stars observed in extracted circular regions.

Colour-magnitude diagrams and cluster radius

Fig. 1(a) shows the resulting (V,B-V) CMD. It reveals a crowded broad sequence of stars which traces the cluster main sequence (MS). The central cluster position was determined statistically using stellar density profiles projected onto the X and Y directions. These profiles were fitted using the NGAUSSFIT routine of the STSDS IRAF package. We then built the cluster radial profile from which we estimated the cluster radius as $\sim$ 8'.

Fig. 1(b) shows four CMDs extracted from three circular regions and from the surrounding field (r $>$ 1250 pixels). The upper left-hand panel shows the cluster fiducial MS, whereas in the lower right-hand panel the cluster features are practically absent. In the upper right-hand panel some trails of cluster MS stars still appear, while the lower left-hand panel is dominated by field stars. The field MS of the lower right-hand panel is placed to the right of the cluster MS (r $>$ 250 pixels), which means that although NGC 6318 appears to be highly reddened, the observed field stars would be located even farther behind the cluster. Thin solid lines in the upper left-hand panel represent the lower and upper limits of the defined MS width. We shifted the fiducial cluster MS redwards until we reached the lower limit estimated by Burki (1975) for clusters with differential reddening, Δ(B-V) = 0.11, which corresponds to Δ(V-I) = 0.15, if a value of 1.33 for the E(V-I)/E(B-V) ratio is adopted. Neither photometric errors nor differential reddening seem to be the responsible for the broadness of the cluster MS. We used the innermost extracted CMD as representative of the cluster CMD. Similar (V,V-I) CMDs with stars within the same regions were also built.

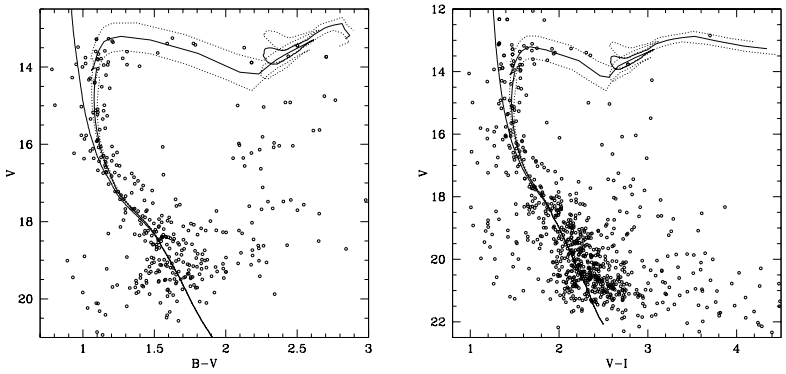


Figura 2. (V,B-V) and (V,V-I) CMDs of NGC 6318. The ZAMS and the Geneva isochrones for log t = 8.10, 8.20 and 8.30 (Z = 0.020) are overplotted.

Fundamental cluster parameters

Firstly, we independently fitted the ZAMS to the (V,B-V) and (V,V-I) CMDs for each selected metallicity and derived the cluster colour excesses and apparent distance modulus, namely E(B-V) = 1.20, E(V-I) = 1.55 and V-M_V = 15.45. Secondly, we selected isochrones of ages of some hundred million years and used the derived pairs of (V-M_V,E(B-V)) and (V-M_V, E(V-I)) values to estimate the cluster age. Finally, we compared the best fits obtained from two different metallicities and chose the one that best resembles the cluster MS, particularly the upper MS region. The isochrone of log t = 8.20 (t = 160 Myr) and Z = 0.020 turned out to be the one which most accurately reproduces the cluster features in both CMDs. To match this isochrone, we used the previously derived reddening and distance modulus. In Fig. 2 we overlapped the ZAMS and the isochrone of log t = 8.20 for Z = 0.020 to the cluster CMDs, and two additional isochrones of log t = 8.10 and 8.30 for comparison purposes. When comparing our value of E(V-I)/E(B-V) = 1.29 with that coming from the interstellar extinction law (= 1.33, Cousins 1978), we found an excellent agreement. Using A_V/E(B-V) = 3.2 (Cousins 1978) we then derived V_o-M_V = 11.6 ± 0.5, which implies a distance from the Sun of 2.1 ± 0.5 kpc.

Open clusters in the Galactic center direction

We searched on the Webda database for open clusters with well-determined reddenings and distances from the Sun. We required for a cluster to be included in the output list that (l, b)$_{cluster}$ = (l, b)$_{NGC\,6318}$ ± 5°, in order to examine the properties of the clusters aligned along the line-of-sight of NGC 6318. We found 10 clusters fulfilling the required conditions. In the left panel of Fig. 3 we see that the distance between the outermost and the innermost clusters is more than 5 kpc and that NGC 6318 is located behind the Carina spiral feature. The right panel shows the relationship between the visual interstellar absorption and

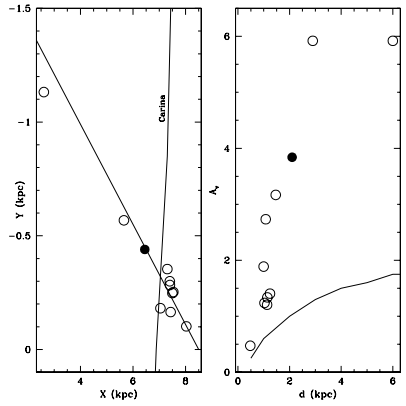


Figura 3. Galactic plane with the (X,Y) positions of the selected clusters. The line-of-sight as seen from the Sun to NGC 6318 and the Carina spiral arm are shown (left panel). The visual interstellar absorption A_v versus the cluster distance (d) from the Sun and the relation for the Baade's window superimposed (right panel). NGC 6318 is drawn with a filled circle.

the distance from the Sun. For the sake of comparison, we also included the relationship for the Baade's window (solid line) obtained by Ng et al. (1996). A close inspection of this figure allowed us to note the following features: (i) Havlen-Moffat 1 and BH 222 are the farthest open clusters of the sample: they are placed at 2.9 and 6.0 kpc from the Sun, respectively. However, in spite of being separated by more than 3 kpc, they surprisingly are affected by the same visual absorption. On the other hand, note that at the BH 222 distance, the visual absorption towards the Baade's window - not too far from the direction towards NGC 6318 - is ~ 4 mags smaller. (ii) Open clusters located between $\sim$ 1 and 2 kpc from the Sun exhibit slightly higher visual absorption than those expected for a quasi-linear extinction law. It would be interesting to investigate if this effect can be attributed to the presence of the Carina spiral feature.

References

Burki G. 1975, A&A, 43, 37

Cousins A.W.J. 1978, Mon. Notes Soc. Southern Africa, 37, 62

Lejeune T. & Schaerer D. 2001, A&A, 366, 538

Ng Y.K., Bertelli G., Chiosi C. & Bressan A. 1996, A&A, 310, 771

Piatti A.E., Bica E. & Clariá J.J. 2000, A&A, 362, 959 (PBC)

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Observaciones de variabilidad en estrellas de tipo solar

Rodrigo F. Díaz, Carolina Cincunegui y Pablo J.D. Mauas
Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires, Argentina, rodrigo@iafe.uba.ar

Abstract. We study the flux variations in the CaII K line due to chromospheric activity. Our observations are suitable for the study of variations with characteristic times of a few years, similar to those experienced by the Sun throughout its magnetic activity cycle. We present the observations of 20 solar-type stars (late F, G, and early K-types). In particular, we study 18 Scorpii (HD 146233), for which we compare and complement our observations with those obtained with the SSS at Lowell Observatory (Hall & Lockwood 2000), thus observing a full cycle.

Resumen. Estudiamos las variaciones del flujo de la línea K del Ca II debidas a la actividad cromosférica. Nuestras observaciones permiten el estudio de variaciones con tiempos característicos de algunos años, análogas a las experimentadas por el Sol a lo largo de su ciclo de actividad magnética. Presentamos las observaciones de 20 estrellas de tipo solar (tipo F tardías, G y K tempranas). En particular, estudiamos 18 Scorpii (HD 146233), cuyas observaciones fueron comparadas y complementadas con las obtenidas con el SSS del Lowell Observatory (Hall & Lockwood 2000), permitiendo la observación de un ciclo completo.

Introducción

En las zonas del Sol que presentan mayor concentración de flujo magnético se observa una acentuada emisión en las longitudes de onda correspondientes a las líneas H y K del CaII. A lo largo del ciclo de 11 años se produce una variación de alrededor del 20% en la intensidad de estas líneas (Baliunas et al. 1998). Este hecho estimuló la realización de estudios de variabilidad en otras estrellas.

El proyecto HK, que comenzó en el año 1966, observa el flujo en las líneas H y K de alrededor de 120 estrellas de la secuencia principal inferior. La conclusión más relevante es que alrededor del 60% de las estrellas presentan variaciones cíclicas, análogas a las solares, mientras que un 25% muestra signos de variabilidad sin un período obvio. Finalmente, el 15% restante presenta un nivel de actividad constante en el tiempo (Baliunas et al. 1998).

En el presente trabajo presentamos las mediciones de flujo de la línea K obtenidas a partir de observaciones espectroscópicas de alta resolución. Nuestras observaciones se extienden atras en el tiempo hasta el año 1999, por lo que sólo los períodos más cortos son observables. Sin embargo, complementando nuestros datos con los presentados por Hall & Lockwood (2000) somos capaces de obser-

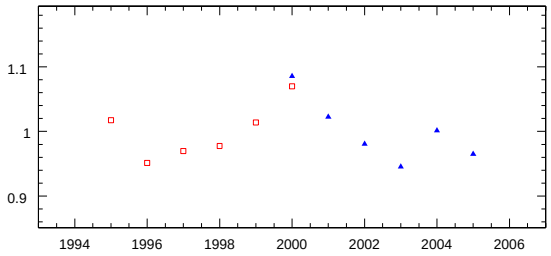


Figura 1. Ciclo en 18 Sco. Los cuadrados rojos representan observaciones de Hall & Lockwood (2000). Los triángulos azules son los promedios anuales de nuestras observaciones

var un ciclo completo en la estrella 18 Sco (HD146233, de tipo espectral G2 V), considerada el mejor gemelo solar. Asimismo, algunas de nuestras observaciones permiten inferir ciclos en otras estrellas.

Observaciones

Las observaciones se realizaron utiliando el espectrógrafo REOSC del telescopio de 2,15 m de CASLEO. Se obtuvieron espectros *echelle* en el rango visible. La resolución de los espectros es $\mathcal{R} \approx 26000$. Los espectros fueron extraídos y calibrados en longitud de onda y en flujo siguiendo el método que presentamos en Cincunegui & Mauas (2004). El flujo de la línea K se calculó integrando en una ventana de 1 Å alrededor del centro de la línea (3933.923 Å).
Las observaciones individuales suelen presentar una gran dispersión, por lo que realizamos los promedios anuales. En las figuras que siguen los triángulos representan las observaciones individuales y los cuadrados vacíos los promedios anuales. Todas las mediciones fueron normalizadas por el flujo promedio, para reducir errores de calibración.

El ciclo en 18 Sco

Nuestras observaciones de 18 Sco fueron complementadas con las presentadas por Hall & Lockwood (2000) (H&L). En la figura 1 nuestras observaciones de flujo en la línea K son los triángulos azules, mientras que los cuadrados rojos son las pertenecientes a H&L. Ambos conjuntos de observaciones fueron normalizados con su correspondiente valor medio.
Puede verse que la estrella presenta un ciclo de alrededor de 7 años de período, con una amplitud del 14%. Este valor coincide con el reportado por H&L. Además, nuestras obsevaciones coinciden con las realizadas por los mismos autores posteriormente al año 2000 y que se reportan electrónicamente[1].

[1] http://www.lowell.edu/users/jch/sss/index.php

Observaciones de otras estrellas

Presentamos las observaciones de un conjunto de 20 estrellas de tipo solar. En la tabla 1 presentamos las designaciones de Bayer o de Flamsteed (cuando existen), el tipo espectral, el índice de color $(B-V)$ y el período de rotación medido en días, proveniente de las referencias: [a] Saar & Osten (1997); [b] Baliunas et al. (199. En las últimas dos columnas presentamos el porcentaje de variabilidad entre los datos anuales extremos y la clasificación de Baliunas et al (1996) según si las estrellas son *cíclicas* (cicl), en cuyo caso damos el valor reportado en años para el período entre paréntesis, *variables* (var) o *flats* (flat). La mayoría de las estrellas no pertenecen al proyecto HK.

Tabla 1

HD	Desig	T.Espec.	$(B-V)$	P_{rot}	% var	clas Baliunas
020619		G 1.5	0.59		23.5	
173560		G 3/5	0.62		34.8	
210918		G 5	0.62		35.7	
020766	ζ^1 Ret	G 2.5	0.64		20.4	
172051		G 5	0.64		15.2	
146233	18 Sco	G 2	0.65	23.70[a]	14	
019467		G 3	0.65		13.3	
004308		G 5	0.65		17.2	
001835	9 Cet	G 3	0.67	7.78[a]	14.9	cicl (9.1)
197214		G 5	0.67		12.3	
187923		G 0	0.68		21	
041824		G 6	0.72		15.6	
010700	τ Cet	G 8	0.72	34.50[a]	13.7	flat
158614		G 9	0.72	34.00[b]	27.5	flat
152391		G 8	0.76	11.43[a]	26.4	cicl (10.9)
219834	94 Aqr	G 6/8	0.79	42.50[b]	13.5	
037572	UY Pic	K 0	0.83		17.7	
022049	ϵ Eri	K 2	0.88	11.68[a]	14.4	var
023249	δ Eri	K 0	0.92	71.00[b]	19.3	flat
038392	γ Lep B	K 2	0.94	17.30[a]	14	

Conclusiones

Las observaciones de 18 Sco de H&L y su tendencia posterior coinciden con nuestras observaciones, por lo que concluimos que contamos con un método confiable para el estudio de variabilidad en estrellas de tipo solar.

En la gran mayoría de los casos, nuestras observaciones son consistentes con los resultados presentados por Baliunas et al (1995). Con excepción de HD158614, todas las discrepancias aparentes en la tabla 1 desaparecen al considerar que algunos de nuestros promedios anuales provienen en realidad de una única observación, y que por lo tanto dichos puntos no son confiables.

Referencias

Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W., & Henry, G. W. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 153

Baliunas, S. L., et al. 1995, ApJ, 438, 269

Baliunas, S. L., et al. 1996, ApJ, 457, L99

Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, A&A, 414, 699

Hall, J. C. & Lockwood, G. W. 2000, ApJ, 545, L43

Saar, S. H. & Osten, R. A. 1997, MNRAS, 284, 803

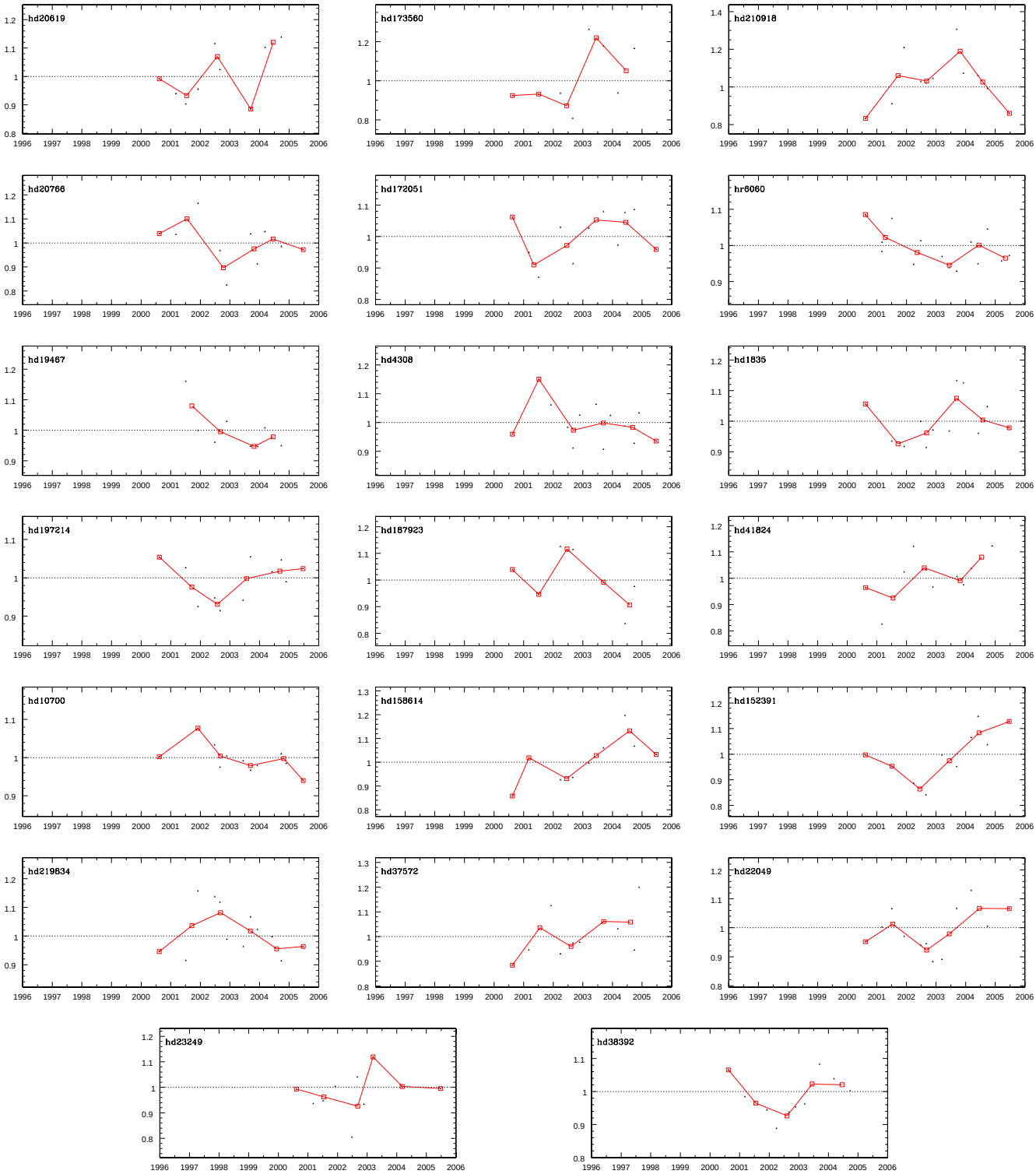


Figura 2. Flujo de la línea K del Ca II en función del tiempo para estrellas de la secuencia principal.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Analysis of the chemical evolution of the Galactic disk via dynamical simulations of the open cluster system

Tomás E. Tecce
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET / UBA, Ciudad de Buenos Aires, Argentina, tomas@iafe.uba.ar
Leonardo J. Pellizza
Service d'Astrophysique, CEA – Saclay, Gif-sur-Yvette, Francia, leonardo.pellizza@cea.fr
Andrés E. Piatti
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET / UBA, Ciudad de Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar

Abstract. For several decades now, open clusters have been used to study the structure and chemical evolution of the disk of our Galaxy. Due to the fact that their ages and metallicities can be determined with relatively good precision, and since they can be observed even at great distances, they are excellent tracers of the variations in the abundance of heavy chemical elements with age and position in the Galactic disk. In the present work we analyze the star formation history and the chemical evolution of the disk of the Galaxy using numerical simulations of the dynamical evolution of the system of open clusters in the Milky Way. Starting from hypotheses on the history of cluster formation and the chemical enrichment of the disk, we model the present properties of the Galactic open cluster system. The comparison of these models with the observations allows us to examine the validity of the assumed hypotheses and to improve our knowledge about the initial conditions of the chemical evolution of the Galactic disk.

Resumen. Desde hace ya varias décadas, los cúmulos abiertos han sido utilizados para estudiar la estructura y evolución química del disco de la Galaxia. Debido a que sus edades y metalicidades pueden determinarse con precisión relativamente buena, y a que pueden observarse incluso a grandes distancias, resultan excelentes trazadores de las variaciones de abundancia de elementos pesados con la edad y la posición en el disco galáctico. En el presente trabajo analizamos la historia de formación estelar y la evolución química del disco de la Galaxia utilizando simulaciones numéricas de la evolución dinámica del sistema de cúmulos abiertos de la Galaxia. Para ello, a partir de hipótesis acerca de la historia de formación de cúmulos y del enriquecimiento químico del disco, modelamos las propiedades actuales del sistema de cúmulos abiertos de la Galaxia. La comparación de dichos modelos con las observaciones nos permite examinar la validez de las hipótesis asumidas y mejorar nuestro conocimiento acerca de las condiciones iniciales de la evolución química del disco galáctico.

Introduction

The star formation history and chemical evolution of the galactic disk are still a subject of debate. The evolution of the star formation rate (SFR) of the disk from its formation to the present is not well known. Some authors suggest that a constant SFR could explain the observations (e.g., Twarog 1980), while others claim that it consisted of a series of isolated bursts (e.g., Rocha-Pinto et al. 2000; Lamers et al. 2005). The chemical homogeneity of the galactic disk and the possible existence of an age-metallicity relationship (AMR) are also being discussed. Previous works have measured a radial metallicity gradient in the disk (e.g. Piatti, Clariá & Abadi 1995; Chen, Hou & Wang 2003, hereafter CHW), but failed to establish beyond any doubt the existence of a vertical gradient. The possible time variation of such gradients is also unknown. Finally, the existence of an AMR for disk stars is claimed by some authors (e.g., Rocha-Pinto et al. 2000), but denied by others (e.g., Feltzing et al. 2001).

One approach to these problems that has proven to be fruitful is the use of open clusters (OCs) to trace the SFR and chemical abundances in the galactic disk. Some of the quoted results have been obtained using this approach, either by directly determining the properties of the disk (gradients, AMR) from the observed sample of OCs (e.g. CHW), or by tracing the motion of a few clusters back in time to study the evolution of these properties (Carraro & Chiosi 1994; Piatti, Clariá & Abadi 1995). Although this approach takes advantage of the precision with which OC positions, ages and metallicities can be measured, its results are affected by the incompleteness and inhomogeneity of the available samples of OCs.

In this paper we present an alternative approach to investigate the problem of the SFR and chemical evolution of the galactic disk. We simulate numerically the origin and evolution of the OC system from the formation of the disk up to the present time. We assume particular models for the star formation history of the disk and the relationship between star formation and cluster formation to create a set of simulated OCs. Metallicities of these OCs are assigned according to models for the chemical evolution of the disk. Using a standard galactic model and a cluster destruction model, we compute the evolution of this system to simulate the properties of the *present* OC system. Finally, simulating realistic observational selection effects we construct samples of clusters similar to those observed, to which they are compared. Our approach shares the advantages of previous ones, the use of OCs gives us a sample of objects with precise positions, ages and metallicities, and the inclusion of dynamical evolution allows us to consider the evolution of disk properties. On the other hand, the simulation of the whole OC system and of the observational selection effects gives this approach the additional advantage of improving the comparison of the models with observations.

Simulations

Our simulations are based on the standard galactic model of Dehnen & Binney (1998), which describes the mass density ρ_m and gravitational potential of the various subsystems of the Milky Way. We use 10 Gyr ago as the initial time,

assuming that the disk was already formed at that time and that the Galaxy did not undergo considerable changes since then, so that the model remains a reasonable approximation to its structure throughout the whole simulated time interval. The star formation history of the galactic disk is described by its SFR per unit volume $\rho_{\rm SFR}$, whose spatial dependence is assumed to be given by the Schmidt law (e.g., Kennicutt 1998),

$$\rho_{\rm SFR}(\vec{x},t) = \rho_{\rm gas}^{1.5}(\vec{x}) f_1(t), \tag{1}$$

where $\vec{x}$ is the position in the galaxy, t the look-back time and $f_1(t)$ is proportional to the SFR, and is left free to explore different models of the latter. The chemical evolution of the disk is modeled by a function $\mu(\vec{x},t)$ which gives the age-metallicity-position relationship, and is also left free to explore different possibilities.

The dimension of a typical OC ($\sim$10 pc) is much smaller that the typical scale length in which the galactic potential changes, hence OCs can be described as point objects in our simulations. The OC system is then represented by a set of N particles, each of them described by a birth time, position, velocity, mass and metallicity [Fe/H]. To generate the N particles, we used a Monte Carlo method with probability distributions given by the model described above. We assumed that a constant fraction of the stars are formed in clusters, and also a constant cluster initial mass function (CIMF). In this case, the cluster formation rate per unit volume is proportional to the SFR per unit volume, and the function $\rho_{\rm SFR}(\vec{x},t)$ gives the probability distribution for birth times and positions. The cluster velocities were assumed to have a Gaussian distribution, with a mean given by the local circular velocity at the place of birth, and a dispersion of 10 km s^{-1}, which corresponds to the velocity dispersion of the giant molecular clouds that give birth to the OCs (Dickey & Lockman 1990). For the masses m of the OCs we used as a probability distribution the CIMF, $\psi(m) \propto m^{-2}$ (Lamers et al. 2005), while $\mu(\vec{x},t)$ gave us the [Fe/H] metallicity probability distribution at position $\vec{x}$ and look-back time t.

Each cluster was given a lifetime according to the OC destruction model of Lamers et al. (2005), and discarded from the sample if its destruction occurred before the present time. Dynamical evolution for each surviving cluster was computed from its time of birth to the present time by integrating its equations of motion in the galactic potential given by the model of Dehnen & Binney (1998). In this way we obtained a set of surviving clusters which represents the *present* OC system of the Milky Way.

Results

In the first simulation we assumed $f_1(t) = K$, with K a constant; in this simulation we disregarded the metallicities. We selected from the resulting OC system the sample of all clusters within 600 pc from the Sun, to compare its age distribution with that of the OC catalogue from Kharchenko et al. (2005), which is complete up to this distance. A total of $N = 7.5 \times 10^6$ clusters were simulated, which results in an average of 100 clusters within 600 pc from the Sun, a number comparable to that in the Kharchenko et al. (2005) catalogue. The comparison is shown in Figure 1, and it suggests that the SFR was indeed almost constant

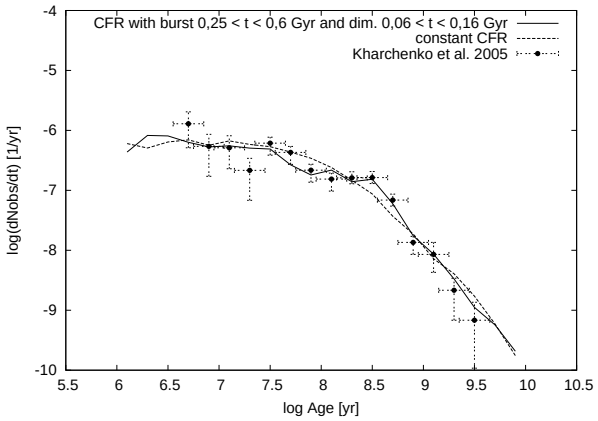


Figura 1. Age histogram in units of number of clusters per time interval, in logarithmic age bins of 0.2. Points with error bars are data for 114 OCs with $d < 600$ pc from the catalogue of Kharchenko et al. (2005). The lines correspond to the results of our simulations with a constant CFR (dotted line) and a CFR with a burst between 0.25 and 0.60 Gyr ago, and a low SFR period between 0.06 and 0.16 Gyr ago.

during the whole evolution of the disk, except for some brief events. A high SFR period between 0.60 and 0.25 Gyr ago followed by a low SFR period between 0.16 and 0.06 Gyr ago are the most prominent events. A constant SFR does not fit the data in these age intervals, even taking into account observational errors. These results agree with those of Lamers et al. (2005) and de La Fuente Marcos & de La Fuente Marcos (2004). On the other hand, the comparison of the total number of observed and simulated clusters implies a total present number of clusters in the Galaxy $N_0 = (2.2 \pm 0.3) \times 10^5$, of the same order of magnitude of that obtained by Piskunov et al. (2005), and a total SFR in the disk of $(0.9 \pm 0.1)\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, consistent with the values for normal spiral galaxies (Kennicutt 1998).

In our second simulation we used the function $f_1(t)$ obtained from the comparison made in the first one and assumed no AMR, that is, a random metallicity distribution in the interval $[-0.7, 0.3]$. From the resulting system we selected all the OCs with 5 kpc $< R <$ 14 kpc, a sample comparable to the catalogue of CHW. We observe in Figure 2(a) that both samples clearly disagree. Although the sample of CHW is not complete, any selection effects invoked to restore the agreement between simulations and observations would link metallicities either to positions or ages, contradicting the hypothesis of random metallicities. Hence we conclude that this hypothesis does not produce a good model of the chemical evolution of the galactic disk.

Our third simulation changed the metallicity model to an homogeneous disk with a simple AMR with constant slope, particularly that proposed by Rocha-Pinto et al. (2000),

$$\mu(\vec{x}, t) = 0.2 - 0.09\,\mathrm{Gyr}^{-1}\mathrm{t}, \tag{2}$$

plus a random component of zero mean and dispersion equal to 0.15 dex. Using the same selection process as in the second simulation, we obtained a sample of

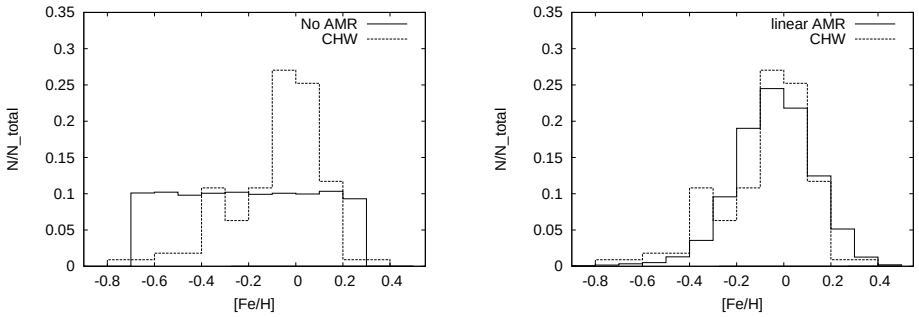


Figura 2. *(a)* Metallicity distribution obtained when no AMR is assumed, compared with the distribution obtained using the clusters of the CHW catalogue. *(b):* Metallicity distribution obtained using the AMR proposed by Rocha-Pinto et al. (2000), compared with the distribution obtained using the CHW catalogue.

OCs to compare with that of CHW. Figure 2(b) shows a good agreement between both samples. Nevertheless, the simulated sample shows no radial metallicity gradient, while the existence of such a gradient is well established. Furthermore, any selection effects invoked to restore agreement would imply a relation between metallicity and position in the disk, thus contradicting the initial assumption of chemical homogeneity. Thus we also discarded this chemical evolution model.
The third simulation has shown that the radial metallicity gradient cannot be created by the dynamical evolution, hence it must be present in the gas from which OCs are created. We performed a fourth simulation, with a different chemical model in which we included a radial gradient but no AMR. The metallicity in this model is given by

$$\mu(\vec{x}, t) = 0.75 - 0.09\,\mathrm{kpc}^{-1}\mathrm{R}. \tag{3}$$

The slope of the gradient was selected to be the same gradient observed in the OC system at the present (Parisi et al. 2005). A change in the slope does not depend on its particular value, and if there is no change this choice would result in a self-consistent model. In this case, the OC sample was selected in the same way as before, but a selection effect was simulated assuming that the sample of CHW is limited in magnitude and computing the apparent magnitude of each cluster from its mass (assuming as a representative value a mass-to-light ratio of 1 $M_\odot/L_\odot$) and the extinction derived from the hydrogen column density, calculated using the ISM density given by the model of Dehnen & Binney (1998). Because of this effect, highly absorbed OCs are undetectable. These clusters are mainly located towards the Galactic center; this, combined with the radial gradient, cuts off the high metallicity part of the histogram. The results are shown in Figure 3, where the results of the simulation are fitted to equation 3 via linear least squares, showing a very good agreement between both samples. This simulation also shows that the radial metallicity gradient is preserved during the whole dynamical evolution of the disk. Hence, the results support the model proposed in this simulation for the chemical evolution of the Galactic disk.

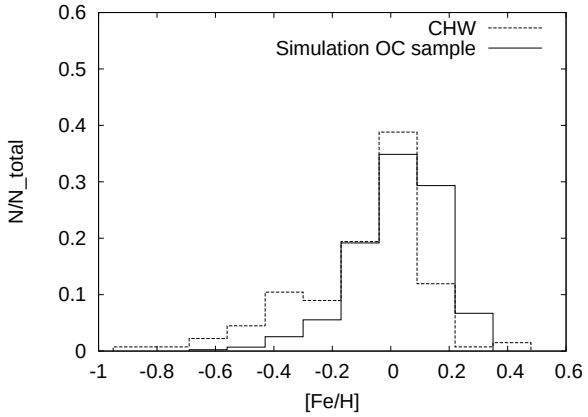


Figura 3. Histogram of the metallicity distribution obtained simulating a magnitude limit selection effect, compared with the distribution obtained from the clusters in the CHW catalogue.

Conclusions

We performed numerical simulations of the OC system of the Milky Way to test different SF history and chemical enrichment models of the disk. The results of our simulations suggest that the SFR of the disk has been practically constant in the last 10 Gyr, with only a few time intervals of enhanced or lowered SFR. Our results show also that the simplest way to explain both the observed metallicity distribution and radial metallicity gradient of the observed clusters is to assume that the latter is primordial and did not change during the evolution of the disk, and that there is no age-metallicity relationship in the disk. Nevertheless, the existence of both an AMR and a radial metallicity gradient is not ruled out by our models.

References

Carraro, G. & Chiosi, C. 1994, A&A, 288, 751

Chen, L., Hou, J. L. & Wang, J. J. 2003, AJ, 125, 1397

de la Fuente Marcos, R. & de la Fuente Marcos, C. 2004, New Astronomy, 9, 475

Dehnen, W. & Binney, J. 1998, MNRAS, 294, 429

Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, ARA&A, 28, 215

Feltzing, S., Holmberg, J. & Hurley, J. R. 2001, A&A, 377, 911

Kennicutt, R. C. 1998, ApJ, 498, 541

Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., Schilbach, E. & Scholz, R.-D. 2005, A&A, 438, 1163

Lamers, H. J. G. L. M., Gieles, M., Bastian, N., Baumgardt, H., Kharchenko, N. V. & Portegies Zwart S. 2005, A&A, 441, 117

Parisi, M. C., Clari, J. J., Piatti, A. E. & Geisler, D., 2005, MNRAS, 363, 1247

Piatti, A. E., Clariá, J. J., Abadi, M. G. 1995, AJ, 110, 2813

Piskunov, A. E., Kharchenko, N. V., Röser, S., Schilbach, E. & Scholz, R.-D. 2005, A&A, accepted (astro-ph/0508575)

Rocha-Pinto, H. J., Maciel, W. J., Scalo, J. M. & Flynn, C. 2000, A&A, 358, 850

Twarog, B. A. 1980, ApJ, 242, 242

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Modelos cromosféricos de estrellas de tipo espectral K

Mariela Cristina Vieytes
mariela@iafe.uba.ar
Pablo Mauas
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CC. 67 Suc. 28 (1428) Buenos Aires, Argentina, pablo@iafe.uba.ar

Abstract. We computed chromospheric model of the star Epsilon Eridani to study the differences in atmospheric structures induced by activity. The same kind of study will be expanded and compared to other stars of the same spectral type but with a variety of magnetic activity levels.
Resumen. Calculamos un modelo cromosférico de la estrella Epsilon Eridani, con el fin de estudiar las diferencias en la estructura atmosférica inducida por la actividad. El trabajo se completará comparando los resultados para un grupo de estrellas del mismo tipo espectral pero con distinto nivel de actividad.

Introducción

Un gran número de observaciones solares han revelado que áreas del sol en donde el campo magnético está más concentrado emiten más intensamente en las líneas del H y K del Ca II, y en las líneas que componen la serie de Balmer. La intensidad de las líneas aumenta en respuesta a la cantidad de calentamiento no térmico de la cromósfera, permitiendo estudiar la actividad magnética solar. En particular, es posible obtener de estas líneas información sobre la estructura de la temperatura a lo largo de la atmósfera. Por analogía con el sol, se supone que la emisión de este tipo en estrellas tardías también está asociada a estructuras magnéticas, aunque con niveles de actividad muy variados. Esto indica estructuras atmosféricas, y por ende requerimientos energéticos, distintos a los estudiados en el sol. Por lo tanto un estudio comparativo de modelos para estrellas de distintos tipos espectrales puede resultar de gran utilidad en el entendimimiento del calentamiento cromosférico y coronal, actividad estelar y dínamo.

La estrella elegida

Epsilon Eridani (HD 22049) es una estrella jóven muy estudiada, ya que al presente se conoce que posee dos exoplanetas orbitando a su alrededor y también un cinturón semejante al de Kuiper, incluso en su distancia a la estrella. Es una estrella muy activa que muestra un posible ciclo de actividad como el del sol, el cual se muestra en la figura 1. Más referencias de esta figura se pueden

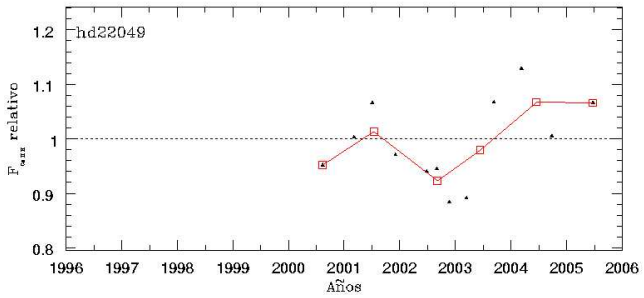


Figura 1. Posible ciclo observado. Los cuadrados representan promedios anuales

obtener en el trabajo de Rodrigo Díaz y Pablo Mauas, titulado "Observaciones de variabilidad en estrellas de tipo solar" el cual se encuentra publicado en este boletín. Algunas características de Epsilon Eridani se muestran en la tabla 1. Por lo tanto, es de particular interés caracterizar su atmósfera en distintos momentos de actividad así como estudiar otras estrellas del mismo tipo espectral con diferentes características.

Tabla 1
Algunas características de Epsilon Eridani

Tipo espectral	**dK 2**
B-V	**0.88**
Distancia	**3.22 pc**
T_{eff}	**5200 K**
Log g	**4.38**
Masa	**0.8 M$\odot$**
P_{rot}	**11.68 días**
$[Fe/H]$	**-0.14**
S_{CaII}	**0.52**

Nuestro trabajo

En trabajos anteriores (Falchi et al 1998) se modelaron estrellas dM y (Vieytes et al.2004 y 2005) dG. Por lo que, para realizar un estudio comparativo de la estructura atmosférica con el tipo espectral, es necesario extender el mismo a estrellas dK. Para esto, obtuvimos un modelo de atmósfera para la estrella dK2 Epsilon Eridani, que luego se complementará con estrellas dK de variados niveles de actividad.

Para la obtención del modelo necesitamos resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico, transporte de radiación y equilibrio hidrostático. El código Pandora resuelve las ecuaciones de manera autoconsistente asumiendo que el coeficiente de absorción para cada línea tiene un perfil de Voigt que incluye ensanchamiento

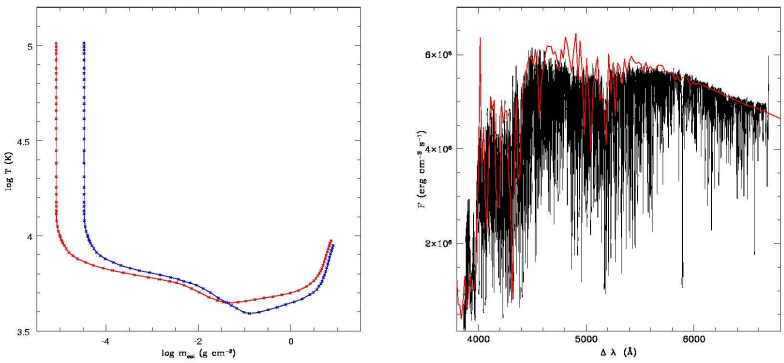


Figura 2. *Izquierda:* Modelo obtenido para Epsilon Eridani (azul) comparado con el del sol como estrella (rojo). *Derecha:* Ajuste del contínuo para Epsilon Eridani.

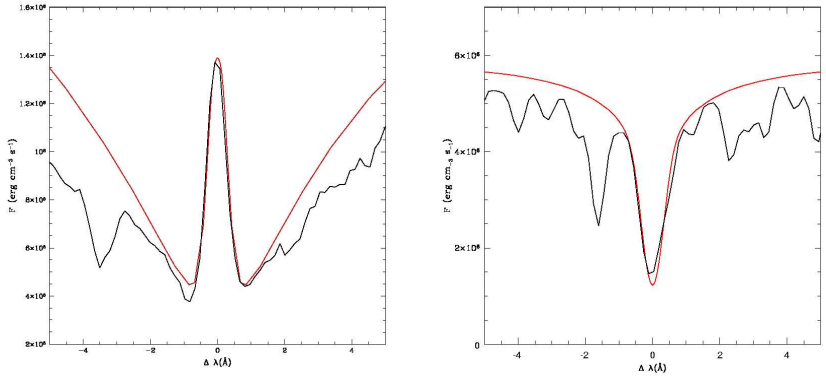


Figura 3. *Izquierda:* Perfil de Ca II calculado (rojo) y observado (negro). *Derecha:* Perfil de Hβ calculado (rojo) y observado (negro).

radiativo, Stark y Van der Waals, y las poblaciones de H, He, Fe, Si, Al, Ca, Na y Mg calculadas fuera del equilibrio termodinámico local.
La distribución de temperatura calculada se muestra en la figura 2 (izquierda) en donde se compara con el modelo del sol como estrella. El ajuste conseguido para el contínuo se muestra en la figura 2 (derecha). Como es de esperar, el modelo resultante para Epsilon Eri (T$_{eff}$=5200 K) tiene una fotósfera más fría que la solar (T$_{eff}$=5785 K).

Los perfiles utilizados para la realización del modelo son las líneas K del Ca II y Hβ. El ajuste obtenido para las mismas se muestra en la figura 3. La calidad de un modelo se puede juzgar en el número de líneas que puede ajustar, además de las usadas en el cálculo del mismo. Por ésto utilizamos otras dos líneas, la b1 del Mg I y la D1 del Na I, para verificar que nuestro modelo es confiable. Estos resultados se observan en la figura 4. En todos los casos se obtiene un muy buen ajuste de las líneas espectrales.

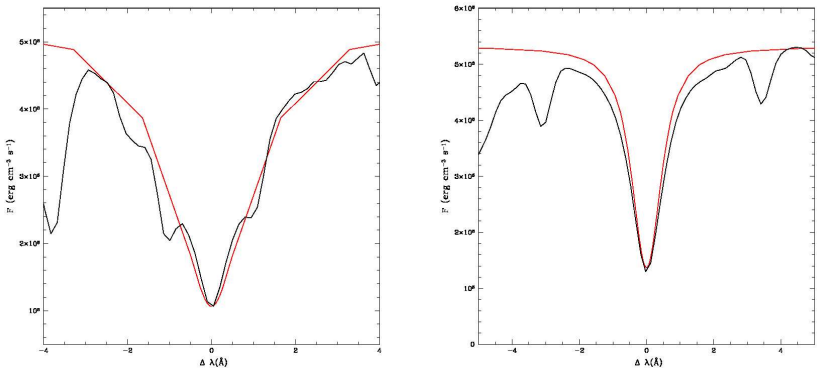


Figura 4. *Izquierda:* Perfil de Ca II calculado (rojo) y observado (negro). *Derecha:* Perfil de Hβ calculado (rojo) y observado (negro).

Conclusiones

Este trabajo se extenderá a un mayor número de estrellas del mismo tipo espectral pero con un amplio rango de niveles de actividad (medido con el índice S_{CaII}), para luego comparar modelos y requerimientos energéticos entre ellos y con los otros tipos espectrales estudiados anteriormente. De esta manera se pretende obtener información de gran utilidad en el estudio del calentamiento cromosférico y coronal, actividad estelar y dínamo, y su variación con el tipo espectral.

Referencias

Falchi, A and Mauas, P, 1998, A&A, 336, 281

Vieytes, M and Mauas, P, 2004, Ap&SS, 290, 311

Vieytes, M, Mauas, P y Cincunegui, C, 2005, A&A,441, 701

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Abundancias químicas en estrellas CP del grupo HgMn

Zulema López García
Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET, y Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan; Argentina, zlgarcia@casleo.gov.ar
Ronny Tapia Vega y Eric González
Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan, Argentina
Stella Maris Malaroda
Complejo Astronómico El Leoncito, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan y Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina
Franco Leone
INAF, Osservatorio Astrofisico di Catania, Italia

Abstract. We report elemental abundance studies of the HgMn star υ Her. The high resolution spectra were obtained with th SARG spectrograph attached to the Telescopio Nazionale Galileo, at Roque de los Muchachos, La Palma, Spain. The microturbulence velocity was calculated in the usual way and a value of $\xi = 0.0$ was adopted. We are now analyzing the results.

Resumen. Se lleva a cabo un estudio de las abundancias de los elementos presentes en la estrella υ Her. Se analizaron espectros de alta resolución obtenidos con el Telescopio Nazionale Galileo en Roque de los Muchachos, La Palma, España. La velocidad de microturbulencia adoptada fue $\xi = 0.0$. En estos momentos, se están analizando los resultados obtenidos.

Introducción

Las estrellas de HgMn constituyen el subgrupo CP3 de la clasificación de Preston (1974) de las estrellas químicamente peculiares. El rango de temperaturas de estos objetos varía entre 10000 K y 14000 K, el cual corresponde a los tipos espectrales B tardíos. La característica distintiva de este grupo es la intensificación de los elementos químicos Mn y Hg; los elementos livianos son, en general, deficientes, mientras que los pertenecientes al grupo del "pico del Fe" y los más pesados son sobreabundantes.

La estrella HD 144206 (= υ Her = HR 5982) es una estrella perteneciente al grupo HgMn. Hasta hace algunos años, se creía que las anomalías de abundancia y las isotópicas que se observan para varios elementos en estos objetos, son el resultado de los procesos de difusión que se desarrollan en sus atmósferas. Sin embargo, Proffitt et al. (1999) concluyeron del estudio de la estrella χ Lupi, que la teoría de la difusión no era suficiente para explicar con detalle la presencia

de estas anomalías. La teoría de las corrientes inducidas de luz (light induced drift, LID), ha sido puesta en marcha como una posible explicación para las anomalías de abundancia en las estrellas CP. La estrella del grupo HgMn, ν Her, fue analizada anteriormente por Adelman (1992), y por Adelman et al. (2001), utilizando placas fotográficas y espectros tomados con el Reticon o el CCD del DAO, respectivamente, quienes llegaron a la conclusión que es un ejemplo de una estrella con Fe y Ni pobres. En este trabajo se utilizan espectros tomados con el Telescopio Nazionale Galileo y, a fin de conocer la "performance" de su espectrógrafo, se compararán nuestros resultados con los obtenidos previamente.

Material Observacional

Se analizaron dos espectros echelle con una resolución igual a 115000, obtenidos con el espectrógrafo SARG adosado al Telescopio Nazionale Galileo, TNG, en el Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, España. El rango espectral analizado cubre desde los 3770 Å a 7770 Å . Los espectros fueron reducidos utilizando el paquete IRAF en el CASLEO, y los anchos equivalentes se midieron haciendo uso del código SPLOT. Se identificaron líneas pertenecientes a los siguientes elementos químicos: HI, HeI, CII, OI, MgI, MgII, SiII, SiIII, PII, SII, CaI, Ca II, ScII, TiII, CrII, MnI, MnII, FeI, FeII, FeIII, NiII, GaII, SrII, YII, ZrII, Xe II, BaII, Pr II, Pt II, HgI y HgII. Para llevar a cabo la identificación, se hizo uso del Multiplet Table of Astrophysical Interest (Moore, 1945) y de bibliografía más moderna. La velocidad radial medida fue obtenida del trabajo de Adelman et al. (2001) y su valor es de 4.0 $\pm$ 0.5 km/seg.

Determinación de parámetros estelares y abundancias químicas

Una primera estimación de los parámetros atmosféricos Teff y log g fue realizada utilizando el programa de Napiwotzki et al (1993) a partir de los datos de la fotometría uvbyBeta (Hauck & Mermilliod, 1980). De esta comparación se obtuvo Teff = 12015 K y log g = 3.70. Para refinar estos valores Adelman et al. (2001) calcularon un espectro sintético en la región de $H\gamma$ utilizando modelos de atmósferas calculados con el programa ATLAS 9 (Kurucz 1993) y el programa SYNTHE (Kurucz & Avrett, 1981). Obtuvieron para HD 144206, Teff = 11950 K y log g = 3.70, valores que fueron adoptados en este trabajo.
Las abundancias químicas de los elementos metálicos fueron calculadas con el programa WIDTH9. La velocidad de microturbulencia (ξ) se ha estimado a partir de los criterios usuales: que las abundancias derivadas sean independientes de los anchos equivalentes de las líneas y que el error cuadrático medio sea mínimo. Para υ Her resulta un valor de la velocidad de microturbulencia ξ = 0.0 km/seg (Tabla 1), considerando que los valores del log gf de Martin et al. (valores MF de Tabla 1) han sido estimados con mayor precisión. Las constantes de amortiguamiento para las líneas metálicas fueron adoptadas de Kurucz & Bell (1995) o, en ausencia, aproximaciones semi-clásicas.

Discusión sobre las abundancias químicas determinadas para HD 144206

En estos momentos se está llevando a cabo la comparación de las abundancias estimadas con las solares (Grevesse et al., 1996). Se observa que, en general, los elementos livianos, excepto P, son todos deficientes por factores que varían entre 2 y 3. P es sobreabundante en un factor 4. De los elementos del pico del Fe, Sc es normal, Ti y Cr son sobreabundantes en factores 10 y 3 respectivamente. Mn es sobreabundante en un factor 200. Fe, que es un elemento cuya deficiencia fue destacada por Adelman et al. (2001), en nuestro trabajo presenta, en cambio, un comportamiento normal, mientras que el Ni es deficiente por un factor 2. Los elementos más pesados son todos fuertemente sobreabundantes, en especial, el Hg en un factor 10000.
No se detecta la presencia de líneas de emisión en la zona roja del espectro como se ha descubierto en algunas estrellas pertenecientes a este grupo (Wahlgren & Hubrig, 2000). La estructura fina presente en alguna líneas de Mn y Ga, está siendo estudiada en estos momentos.

Tabla 1
Determinación de la velocidad de microturbulencia

Elemento	N^o de líneas	ξ_1 km/seg	Log N/NT	ξ_2 km/seg	Log N/NT	Valores GF
FeII	194	0.7	-4.53 ± 0.24	0.7	-4.53 ± 0.24	MF+KX
	56	0.0	-4.52 ± 0.24	0.0	-4.52 ± 0.24	MF

Referencias

Adelman, S.J. 1992, MNRAS, 258, 167

Adelman, S.J.; Gulliver, A.F.; & Rayle, K.E. 2001, A&A, 367, 579

Grevesse, N.; Noels, A.; Sauval, A.J. 1996, Cosmic Abundances, ASPC, 99, 117

Hauck, B. & Mermilliod, M. 1980, A&AS, 40, 1

Kurucz, R.L. & Avrett, E.H. 1981, SAOSR N^o 391

Kurucz, R.L. 1993, CD-ROM 18, Cambridge, Mass: Smithsonian Astrophysical Observatory

Kurucz, R.L. & Bell,B. 1995, Atomic Data for Opacity Calculations, Kurucz CD-Rom N^o 23, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA

Moore, Ch. 1945, Multiplet Table of Astrophysical Interest

Napiwotzki, R.; Schoenberner, D.; & Wenske, V. 1993, A&A, 268, 653

Preston, G.W. 1974, ARA&A, 12, 257

Proffitt, C.R.; Brage, T.; Leckrone, D.S.; Wahlgren, G.M.; Brandt, J.C.; Sansonetti, C.J.; Reader, J.; & Johansson, S.G. 1999, ApJ, 512, 942

Wahlgren, G.M. & Hubrig, S. 2000, A&A, 362, L13

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Integrated spectral evolution of star clusters of the Milky Way and the Small Magellanic Cloud

Andrea V. Ahumada and Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, andrea@oac.uncor.edu, claria@oac.uncor.edu
Eduardo Bica
Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre, Brasil, bica@if.ufrg.br

Abstract. We examine the integrated spectral evolution in the range (3600-7000) Å of 42 Galactic open clusters, from those associated with gas emission until ages as old as a few Gyr. Twenty two solar-metallicity templates were created characterized by a high S/N ratio and a good temporal resolution. This new library is particularly useful to study the synthesis of stellar populations in giant galaxies with large regions of stellar formation. Integrated spectra for a sample of 24 star clusters of the Small Magellanic Cloud (SMC) are also presented, which will be very useful for integrated studies in distant galaxies with metallicities similar to those of the SMC clusters, especially in dwarf galaxies. E(B-V) colour excesses and ages are determined for all the observed clusters, which allows to widen the current knowledge of the star cluster systems both in the Milky Way and in the SMC.

Resumen. Examinamos la evolución espectral integrada en el rango espectral (3600-7000) Å de 42 cúmulos abiertos Galácticos, desde aquéllos asociados con emisión de gas hasta objetos con algunos miles de millones de años. Se crearon 22 templates de metalicidad solar caracterizados por una elevada razón señal-ruido y una buena resolución temporal. Esta nueva base es particularmente útil para estudiar la síntesis de poblaciones estelares en galaxias gigantes con grandes regiones de formación estelar. Se presentan además espectros integrados de 24 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NMM), los cuales serán muy útiles para estudios integrados en galaxias distantes con metalicidades similares a los cúmulos de la NMM, especialmente galaxias enanas. Se determinan excesos de color E(B-V) y edades para todos los cúmulos observados, lo que permite ampliar el conocimiento actual de los sistemas de cúmulos estelares tanto de la Vía Láctea como de la NMM.

Introduction

The main goal of the present work is that of constructing a base of template integrated spectra, with a good temporal resolution, to be used for future determinations of reddening, age and metallicity of Galactic and extra-Galactic stellar systems. As an additional outcome of the present investigation, basic pa-

rameters of Galactic open clusters are determined and their dissolution rate in selected regions of the Milky Way (MW) is examined. Using a technique based on integrated spectroscopy, the ages and E(B-V) colour excesses of concentrated SMC star clusters are also determined.

Spectroscopic observations and methodology

Integrated spectra of 42 Galactic open clusters and 24 SMC star clusters were obtained in the (3600-7000) Å range using the CASLEO (Argentina) 2.15 m and CTIO (Chile) 1.5 m telescopes. Details of the observations and results obtained for a sample of 20 Galactic open clusters and 16 SMC star clusters are presented in Ahumada et al. (2000, 2001) and Ahumada et al. (2002), respectively. The method used to determine ages and interstellar reddening of the observed clusters consists of the following steps: (1) Estimation of the cluster age from equivalent widths of the Balmer lines. This age is practically independent of the interstellar reddening. (2) Choice of the template whose spectral features better resemble those of the observed spectrum. This choice was made by using the libraries of template spectra which were available at the moment of making use of this methodology. In a first approach, the age inferred by the previous method was adopted. (3) Variation of the reddening of the observed spectrum until obtaining the best match to the chosen template. The reddening corrections were done using the normal reddening law $A_\lambda = 0.65A_\lambda(1/\lambda\text{-}0.35)$ (Seaton 1979) and the relation $R = A_v/E(B-V) = 3.0$.

Open clusters of the Milky Way and SMC star clusters

With the exception of ESO429-SC2, the remaining open clusters are located within two 90° sectors centered at $l = 257°$ and $l = 347°$, respectively. 33 out of the 42 studied clusters have not been the subject of previous studies so that their fundamental parameters here determined turn out to be the first of their kind. For the remaining 9 clusters, the parameters derived exhibit very good agreement with those determined in previous studies. 22 clusters lie in the first sector, while the remaining 19 are located within the second sector. Using the Webda database, we built age histograms including all the clusters with known ages, excepting those older than 4 Gyr, because only 10 objects of the cited base are older than that value. For the sector centered at $l = 257°$, we find that 17 of the studied clusters (77 %) belong to the most frequent value, it says, very young or moderately young, with ages lower than 400 Myr. Only 4 out of the 22 clusters studied in this sector appear to be old or intermediate-age objects. We observed the similar situation for the sector centered at $l = 347°$. In fact, in this case, 84% of the studied clusters have ages below 200 Myr, in the histogram's region where the age distribution reachs the maximum.

Table 1
E(B-V) colour excesses and ages derived from integrated spectra

Cluster	$E(B-V)$	Age (Myr)	Cluster	$E(B-V)$	Age (Myr)
MW clusters			MW clusters		
Be 75	0.05	3000	NGC 2635	0.05	1500
Hogg 22	0.65	4.5	BH 132	0.60	150
NGC 5606	0.31	4.5	Hogg 9	0.05	300
BH 217	0.80	35	Pismis 17	0.19	4.5
Lynga 1	0.38	100	BH 87	0.10	150
Pismis 21	1.50	80	Markarjan 38	0.37	10
Bochum 12	0.30	45	Ruprecht 144	0.32	150
NGC 2311	0.15	30	ESO429-SC13	0.00	100
vdB-RN 80	0.38	4.5	NGC 2409	0.25	50
Haffner 7	0.10	100	Basel 18	0.30	50
NGC 5281	0.25	30	Hogg 11	0.24	8
Berkeley 80	0.80	800	NGC 6204	0.40	50
Hogg 12	0.04	85	BH 151	1.70	3
NGC 6604	1.20	3	Hogg 15	1.05	4.5
Bochum 2	0.81	5.3	Pismis 20	1.23	3
Hogg 3	0.15	75	Dolidze 34	0.70	600
Pismis 24	1.90	5.3	Lynga 11	0.12	450
ESO492-SC2	0.30	7.5	Pismis 7	0.40	3000
Melotte 105	0.31	200	ESO445-SC74	0.00	2500
Ruprecht 2	0.10	4000	NGC 2368	0.12	50
Hogg 10	0.50	30	Trumpler 21	0.20	30
SMC clusters			SMC clusters		
HW 73	0.07	50	L 51	0.00	7
NGC 290	0.04	30	HW 8	0.00	45
L 56	0.05	6	NGC 294	0.00	200
IC 1624	0.03	50	L 66	0.08	7
NGC 306	0.12	30	K 3	0.04	4500
NGC 121	0.07	12000	NGC 411	0.07	1500
K 5	0.00	2000	NGC 241	0.00	20
NGC 416	0.00	5600	L 114	0.00	5600
NGC 242	0.00	20	NGC 422	0.18	45
L 28	0.03	1000	NGC 256	0.15	50
NGC 643	0.08	1000	L 48	-	40
NGC 265	0.10	50	NGC 796	0.03	6

In both Galactic sectors the frequency decrease of clusters with increasing age is remarkable. Both histograms must reflect the formation/dissolution rates of star clusters, perhaps biased by observational constraints. However, what our two cluster samples suggest is that their respective age distributions will not change much in the future when new faint clusters are observed. Since the samples here studied are statistically significant, the age histograms indicate a real decreasing of old open clusters in both sectors. Consequently, unless major star forming events had occurred in the Galactid disk in the last 100 Myr or

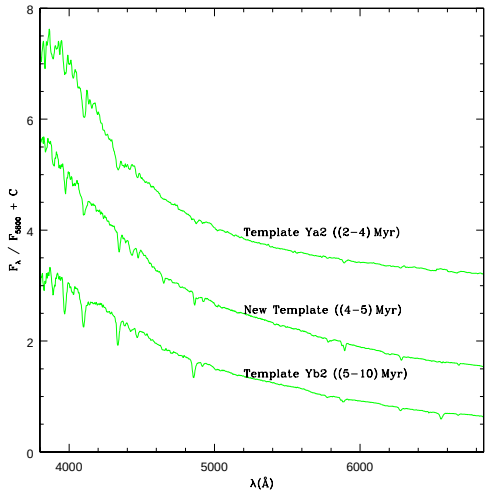


Figura 1. Galactic template spectra corresponding to the age groups of (5-10) Myr (bottom), (4-5) Myr (middle) and (2-4) Myr (up).

so, the present results would favour an important dissolution rate of star clusters in the above mentioned Galactic sectors (Ahumada et al., 2000, 2001, 2004).

Three SMC clusters (L 114, NGC 416 and K 3) are found to be quite old, with ages equal or larger than 4.5 Gyr, while NGC 121 is the only genuine globular cluster known in the SMC with an age of about 12 Gyr. These four clusters as well as NGC 411 and K 5 are all well-known objects so that they can be used as templates corresponding to their respective ages. These templates will be very useful for integrated studies in distant galaxies with metallicities similar to those of the SMC clusters, especially in dwarf galaxies. The resulting parameters for the Galactic and SMC clusters are shown in Table 1. A detailed analysis and discussion of the individual spectra of all the clusters studied here is presented in Ahumada (2004).

New solar-metallicity Galactic template spectra

Template spectra are averages of integrated spectra of clusters with nearly similar ages and metallicities. Twenty two new Galactic templates were created, characterized by a high S/N ratio and a good temporal resolution. 20 out of these 22 templates were published by Piatti et al. (2002, hereafter PBCSA). Using this new base of template spectra, the determination of basic parameters of Hogg 12, BH 217, NGC 2635 and Hogg 15 was improved (Ahumada 2004). The two remaining new templates correspond to the age groups of (4-5) Myr (Figure 1) and 30 Myr (Figure 2), respectively. The (4-5) Myr template was built averaging the spectra of Pismis 20 and Hogg 22, previously corrected by E(B-V) = 1.23 and 0.65, respectively, while the 30 Myr template comes from the averaged

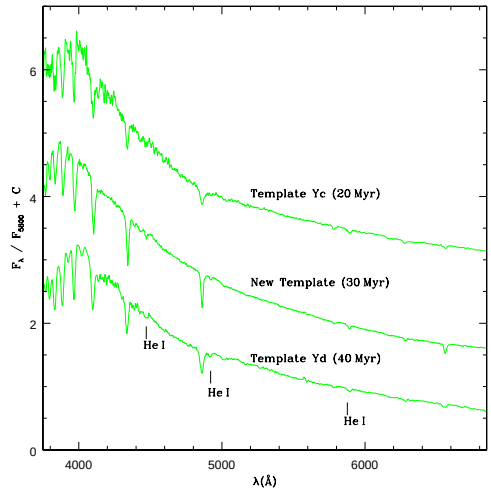


Figura 2. Galactic template spectra corresponding to the age groups of 40 Myr (bottom), 30 Myr (middle) and 20 Myr (up).

spectra of Hogg 10, Trumpler 21 and NGC 5281, corrected by E(B-V) = 0.50, 0.20 and 0.25, respectively. Since the quality of the PBCSA's 20 Myr template contrasts with that of the remaining PBCSA templates, the 20 Myr template was redefined by averaging only the spectra of Hogg 15 and BH 217 (Figure 3), instead of averaging also the spectra of BH 245, NGC 6318 (low S/N ratio) and Ruprecht 119 (Hα in emission). Finally, since the PBCSA's (3-4) Gyr template has a low S/N ratio, it was redefined by averaging the spectra of ESO93-SC8, NGC 6253 and Ruprecht 2, previously corrected by reddening (Figure 4). Even though the temporal resolution depends on the age range being considered, the definition of 11 templates for ages lower than or equal to 1 Gyr implies that, on average, we have defined a template for every interval of 90 Myr. This resolution decreases almost to a third if the templates between 1 and (3-4) Gyr are also considered.

References

Ahumada A.V. 2004, Tesis Doctoral, FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E. & Dutra C.M. 2002, A&A, 393, 855

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., Dutra C.M. & Torres M.C. 2001, A&A, 377, 845

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E. & Piatti A.E. 2000, A&A, 141, 17

Piatti A.E., Bica E., Clariá J.J., Santos Jr., J.F.C. & Ahumada A.V. 2002, MNRAS, 335, 233 (PBCSA)

Seaton M.J. 1979, MNRAS, 187, 73

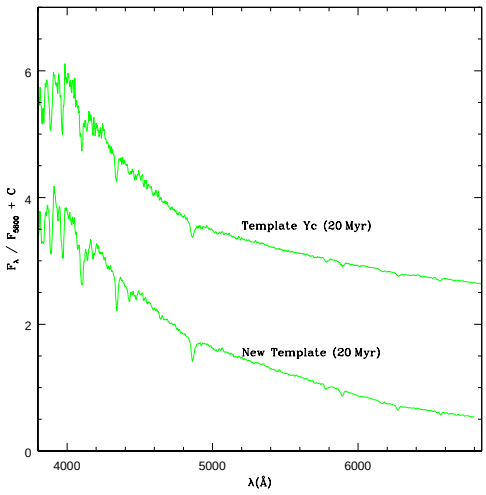


Figura 3. Old 20 Myr Galactic template of PBCSA (up) and new 20 Myr Galactic template (bottom).

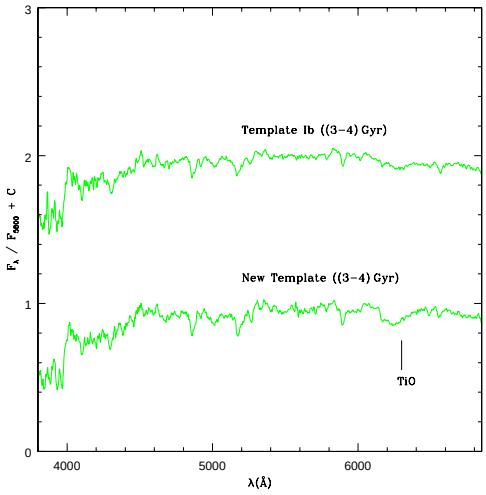


Figura 4. Old (3-4) Gyr Galactic template of PBCSA (up) and new (3-4) Gyr Galactic template (bottom).

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Overall properties of open clusters projected towards the galactic anticenter direction: Washington photometry of NGC 1817 and NGC 2251

M. Celeste Parisi and Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, celeste@oac.uncor.edu, claria@oac.uncor.edu
Andrés E. Piatti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar
Doug Geisler
Grupo de Astronomía, Dpto. de Física, Universidad de Concepción, Chile, doug@kukita.cfm.udec.cl

Abstract. We present Washington photometry for red giant candidates in the open clusters NGC 1817 and NGC 2251. Published radial velocities are used to separate field stars from cluster giants. Effective temperatures and metal abundances are derived for each star. From new UBV and DDO photometric data, we also derive reddening and metal content for NGC 2251. The resulting mean metallicities are [Fe/H] = -0.33 ± 0.08 and -0.20 ± 0.05 for NGC 1817 and NGC 2251, respectively. We reexamine the overall properties of a sample of 30 clusters in the Galactic anticenter direction with distances, ages and metallicities available. This cluster sample presents no evidence of an abundance gradient perpendicular to the Galactic plane, nor is an age-metallicity relation found. However, a radial abundance gradient of -0.093 dex kpc^{-1} is derived over a Galactocentric distance of 14 kpc. This value practically does not change when all clusters with basic parameters known up to this date are considered.

Resumen. Presentamos fotometría de Washington de candidatas a gigantes rojas de los cúmulos abiertos NGC 1817 y NGC 2251. Estrellas del campo y gigantes del cúmulo se separan en base a velocidades radiales publicadas. Determinamos temperaturas efectivas y metalicidades para cada estrella en ambos cúmulos. A partir de nuevos datos fotométricos UBV y DDO, determinamos también enrojecimiento y metalicidad de NGC 2251. Las abundancias medias resultantes son [Fe/H] = -0.33 ± 0.08 y -0.20 ± 0.05 para NGC 1817 y NGC 2251, respectivamente. Al examinar las propiedades globales de 30 cúmulos proyectados hacia el anticentro galáctico con distancias, edades y metalicidades conocidas, no encontramos evidencia sobre un gradiente perpendicular al plano ni sobre una relación entre la edad y la metalicidad, aunque derivamos un gradiente radial de -0.093 kpc^{-1} dentro de 14 kpc de distancia galactocéntrica. Este valor prácticamente no cambia cuando se consideran todos los cúmulos con parámetros conocidos a la fecha.

Introduction

The present paper is devoted to NGC 1817 and NGC 2251, two open clusters located in the Galactic anticenter direction, for which we measure accurate abundances on a uniform scale, using high-quality photoelectric photometry in the Washington system. This study is part of a survey of some poorly studied open clusters, located at different Galactic radii, which has been carried out at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) since 1992.
The fact that NGC 1817 and NGC 2251 lie at more than 1 kpc from the Sun in the Galactic anticenter direction makes them interesting objects in terms of the structure and chemical evolution of the outer disk. The determination of their metal abundances will allow us to compare the results with those known about other open clusters located approximately in the same direction and extend our knowledge of the Galactic disk. In addition, NGC 1817 and NGC 2251 are in themselves worth a detailed study because no previous *DDO* and/or Washington photometry of their stars has been published.

Photometric observations

21 and 3 stars in the fields of NGC 1817 and NGC 2251, respectively, were selected as red giant candidates and observed with the CMT_1T_2 filters of the Washington system using the CTIO 0.9 m telescope. The three stars of NGC 2251 were also observed in the UBV and DDO systems with the CTIO 0.6 m and 1.0 m telescopes. Single-channel pulse-counting photometers were used in conjunction with different dry-ice cooled phototubes. The resulting magnitudes and colours are available upon request to the first author.

Cluster membership and reddening

19 of the 21 stars in NGC 1817 and the three stars observed in NGC 2251 were found to be cluster giants from Coravel radial velocities (Mermilliod et al. 2003, Mermilliod 2005). Cluster membership for the NGC 2251 stars was also confirmed from two photometric criteria described by Clariá & Lapasset (1983). Even though the published E(B-V) values for NGC 1817 vary from 0.23 (Harris & Harris 1977, HH77) up to 0.33 (Dutra & Bica 2000), depending on the method and stars used to derive them, we adopted HH77's reddening as the most representative value for the red cluster giants. Regarding NGC 2251, we derived $<$E(B-V)$>$ = 0.21 $\pm$ 0.03 from the UBV-DDO data, by applying the iterative method described by Janes (1977).

Metal content and effective temperatures

Geisler et al. (1991, hereafter GCM91) have calibrated 5 Washington metallicity sensitive indices in terms of high dispersion [Fe/H] values and proposed an iterative procedure to estimate metal abundance of late-type giants. We applied this procedure to the stars observed in NGC 1817 and NGC 2251. In both clusters, all the cluster giants are comparatively hot so that their individual Δ'_i indices,

as defined by GCM91, coincide with their corresponding Δ_i indices. The resulting mean Δ'_i values for the NGC 1817 stars imply [Fe/H]$_1$ = -0.36 ± 0.04, [Fe/H]$_2$ = -0.19 ± 0.04, [Fe/H]$_3$ = -0.33 ± 0.03, [Fe/H]$_4$ = -0.39 ± 0.04 and [Fe/H]$_5$ = -0.36 ± 0.04, if the calibrations of GCM91 are used. The unweighted average of the five abundance estimates is $< [Fe/H]_W >$ = -0.33 ± 0.08, which will be adopted. For NGC 2251 we obtained [Fe/H]$_1$ = -0.25 ± 0.06, [Fe/H]$_2$ = -0.30 ± 0.11, [Fe/H]$_3$ = -0.27 ± 0.08, [Fe/H]$_4$ = -0.20 ± 0.03 and [Fe/H]$_5$ = -0.22 ± 0.03, the resulting mean value being $< [Fe/H]_W >$ = -0.25 ± 0.04. The present metallicity of NGC 1817, determined from confirmed red giants, is in excellent agreement with the value derived by Balaguer-Nuñez et al. (2004) from uvby-Hβ photometry of F and G main sequence stars. Note, however, that if instead of using $E(B-V) = 0.23$ (HH77), we had adopted the reddening value obtained by Twarog, Ashman & Anthony-Twarog (1997) for the cluster giants, i.e., $E(B-V) = 0.26$, the resulting metallicity would have been ~ 0.1 dex larger.

An independent metallicity determination for the NGC 2251 giants may be performed from the observed DDO indices. We first corrected the observed DDO indices by reddening using the colour excess ratios given by McClure (1973) and then we applied the iterative method proposed by Piatti et al. (1993, hereafter PCM93). The resulting mean cyanogen anomaly is $< \Delta CN >$ = -0.14, which implies [Fe/H]$_{DDO}$ = -0.14 ± 0.05, if equation (8) of PCM93 is used. Considering the two independent metallicity determinations, we finally adopted [Fe/H] = -0.20 ± 0.05 for NGC 2251.

Effective temperatures were determined for the red giants from the calibration of Geisler et al. (1992). We assumed $\log g = 1.5$ and interpolated the effective temperatures between grids to the appropriate mean cluster metallicity. The resulting values are available upon request to the first author. These effective temperatures could be used as input temperatures for model atmosphere analysis of high dispersion spectroscopy. Additionally, they could contribute to the construction of CM diagrams for comparison with theoretical giant branch models.

Discussion

NGC 1817 and NGC 2251 have proved to be moderately metal-poor open clusters located in the outer disk towards the Galactic anticenter direction. Their derived abundances are compatible with the existence of a radial metallicity gradient along the Galactic disk (see, e.g., Chen, et al. 2003, and references therein).

We searched through the Webda database and in the available literature for clusters within a region defined by $155° < l < 205°$, with known distances, ages and metallicities (30 in total). We computed the Galactocentric distances R$_{GC}$ from all these clusters, assuming the Sun$'$s distance from the Galactic center to be 8.5 kpc. The left panel of Figure 1 shows how the absolute distances away from the Galactic plane vary as a function of cluster ages. Even though the |Z| values do not seem to exhibit any tendency to decrease or increase with age, it is seen that the clusters younger than ~ 0.5 Gyr tend to be located practically in the Galactic plane, while those which are older and are located in the same direction display a greater dispersion in |Z|. It would be quite

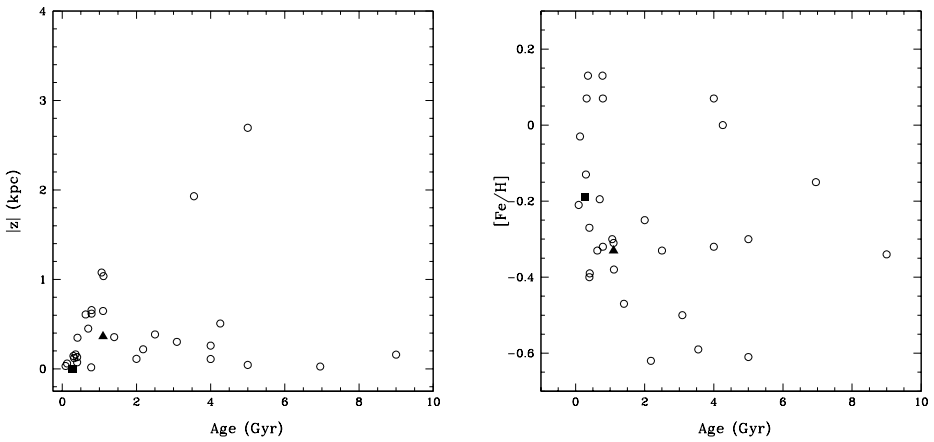


Figura 1. Relation between the distance from the Galactic plane, the age and metallicity of open clusters with known basic parameters (open circles) in the anticenter direction. NGC 1817 (triangle) and NGC 2251 (square) are shown.

reasonable to assume that the latter might have moved through the Galactic disk several times (Carraro & Chiosi 1994; Piatti et al. 1995), being currently observed at different Z values. These objects were probably formed at |Z| values higher than the ones corresponding to the younger clusters, considering the fact that if they had been formed close to the Galactic plane, they would have done it with initial perpendicular velocities too high for them to be located at high |Z| values at present. The second alternative seems quite unlikely to happen for objects formed close to the Galactic plane.

The selected clusters do not show any trend between their metallicities and ages (Figure 1, right panel), a result confirmed by several authors who considered clusters in other directions. Figure 2 (left panel) shows the behaviour of the cluster metallicities with respect to R_{GC} in the anticenter direction. Filled circles with error bars represent the average of [Fe/H] values within R_{GC} intervals of 1.0 kpc. If Berkeley 29, situated at $\sim$ 22 kpc from the Galactic center is not considered, then we estimate a radial abundance gradient of -0.052 dex kpc^{-1} (full line) within the first 16 or 17 kpc. However, if only the clusters within the first 14 kpc are considered, then this gradient turns out to be -0.093 dex kpc^{-1} (dashed line). Beyond this distance, the gradient becomes uncertain mainly because of the lack of objects at great distances from the Galactic center. Note that there is no evidence of a sharp discontinuity at 10 kpc of Galactocentric distance, as claimed by Twarog et al. (1997). The right panel of Figure 2 was obtained by means of a similar procedure as in the left panel, although filled circles represent now mean [Fe/H] values within |Z| intervals of 0.1 kpc. To build this diagram, the data were previously corrected for the R_{GC} dependence on metallicity.

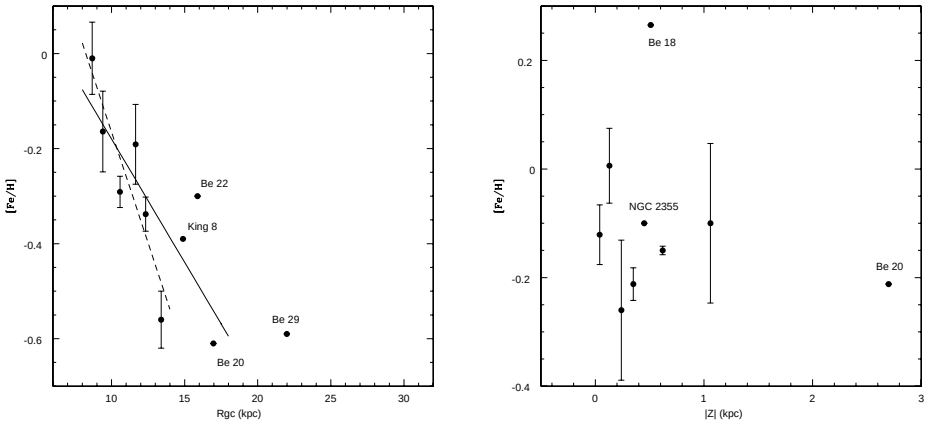


Figura 2. *Left:* Relationship between metallicity and Galactocentric distance of open clusters in the anticenter direction. *Right:* Relationship between metallicity and absolute distance away from the Galactic plane.

What happens if we consider all the open clusters with known [Fe/H] values in the Webda database or in the recent literature? In this case, the abundance gradient defined by 134 clusters is shown in Figure 3, wherein filled circles represent the average of [Fe/H] values in R_{GC} intervals of 0.5 kpc. According to this figure, there exists a radial abundance gradient within the first 14 kpc of Galactocentric distance, the value of which is -0.094 dex kpc^{-1}, no other gradient being clearly observed beyond this distance. For the few open clusters beyond 14 kpc, it is clear that this gradient does not continue but appears to approximately level off. Note that the flattening of the gradient was previously found by Yong et al. (2005).

Acknowledgments. This work was partially supported by the Argentinian institutions CONICET, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT) and Agencia Córdoba Ciencia. Partial support from the Asociación Argentina de Astronomía is also gratefully acknowledged by one of us (M.C.P.). D.G. gratefully acknowledges support from the chilean Centro de Astrofísica FONDAP No. 15010003. This work is based on observations made at Cerro Tololo Inter-American Observatory, which is operated by AURA, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

References

Chen L., Hou J.L., Wang J.J., 2003, AJ, 125, 1397.

Balaguer-Nuñez L., Jordi C., Galadi-Enríquez D., Masana E., 2004, A&A, 426, 827.

Carraro G., Chiosi C., 1994, A&A, 287, 761.

Clariá J.J., Lapasset E., 1983, J. Astrophys. Astron., 4, 117.

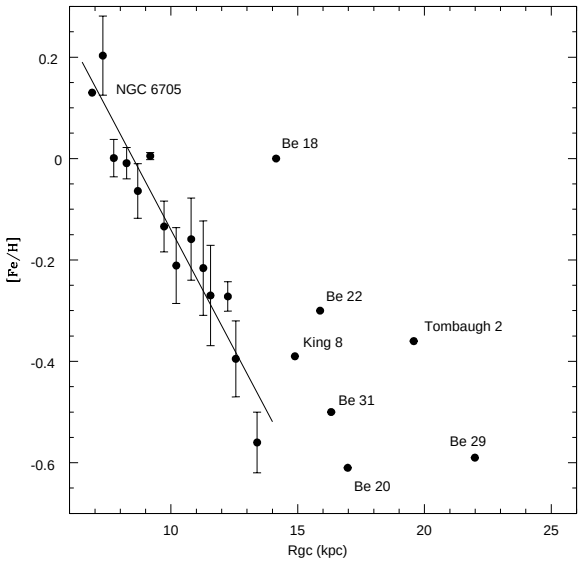


Figura 3. The radial abundance gradient defined by 134 open clusters with distances and metallicities known up to date.

Dutra C.M., Bica E., 2000, A&A, 359, 347.

Geisler D., Clariá J.J., Minniti D., 1991, AJ, 102, 1836 (GCM91).

Geisler D., Minniti D., Clariá J.J., 1992, AJ, 104, 627.

Harris G.L.H., Harris W.E., 1977, AJ, 82, 612 (HH77).

Janes K.A., 1977, PASP, 89, 276.

McClure R.D., 1973, *Spectral Classification and Multicolour Photometry*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p. 192.

Mermilliod J.-C., 2005 (private communication).

Mermilliod J.-C., Latham D.W. et al. 2003, A&A, 399, 105.

Piatti A.E., Clariá J.J., Abadi M.G., 1995, AJ, 110, 2813 .

Piatti A.E., Clariá J.J., Minniti D., 1993, J. Astrophys. Astron., 14, 135.

Twarog B.A., Ashman K.M., Anthony-Twarog B.J., 1997, AJ, 114, 2556.

Yong D., Carney B.W., de Almeida M.L. Teixera, 2005, AJ, 130, 597.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

UBV, DDO and Washington photometric study of late-type evolved stars in the open cluster NGC 2447: membership and chemical composition

Juan J. Clariá
Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, claria@oac.uncor.edu
Andrés E. Piatti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar
Emilio Lapasset and M. Celeste Parisi
Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, lapasset@oac.uncor.edu, celeste@oac.uncor.edu

Abstract. UBV, DDO and Washington photometric data for 14 red giant candidates of the open cluster NGC 2447 are presented. Membership results emerging from the application of two photometric criteria are in excellent agreement with those derived from published Coravel radial velocities. A mean cluster reddening E(B-V) = 0.05 ± 0.04 is derived. Both the ultraviolet excesses and the cyanogen anomalies of the cluster giants imply [Fe/H] ≈ -0.1. Five Washington abundance indicators yield a mean cluster metallicity of $[Fe/H]_W$ = -0.09 ± 0.06, thus confirming NGC 2447 to be a slightly metal-poor open cluster.
Resumen. Presentamos datos fotométricos UBV, DDO y Washington de 14 estrellas candidatas a gigantes rojas del cúmulo abierto NGC 2447. Los resultados que se obtienen al aplicar 2 criterios fotométricos para distinguir miembros físicos del cúmulo muestran excelente acuerdo con los derivados a partir de velocidades radiales Coravel publicadas. Derivamos un enrojecimiento medio E(B-V) = 0.05 ± 0.04 para el cúmulo. Tanto los excesos ultravioletas como las anomalías de cianógeno de las gigantes del cúmulo implican [Fe/H] ≈ -0.1. Cinco indicadores de abundancia del sistema de Washington conducen a una metalicidad media de $[Fe/H]_W$ = -0.09 ± 0.06, lo que confirma que NGC 2447 es un cúmulo abierto ligeramente pobre en metales.

Introduction

NGC 2447′s inherent interest lies in the number of red giant candidates it contains. As part of a project to determine metallicities of late-type evolved stars in open clusters, we present here high-quality UBV, DDO and Washington photometric data of yellow and/or red giant candidates in the cluster field. These data are used to discuss the likelihood of membership, to determine individual reddening values, and to estimate independent metal abundance parameters.

Photometric observations

Eleven stars with V $\geq$ 10.5 and B-V $\geq$ 0.80 were selected as red giant candidates from the cluster CMD. Three yellow stars brighter than V = 10.0 with 0.40 < B-V < 0.50 were also selected as probable cluster evolved stars. All these stars were observed in the UBV, DDO and Washington photometric systems with the Las Campanas 61-cm telescope and the 1.0-m telescope of the Cerro Tololo Inter-American Observatory. Single-channel pulse-counting photometers were used in conjunction with different dry-ice cooled phototubes. The resulting UBV and DDO data are listed in Table 1, wherein the first column gives the star designation from Becker et al. (1976). The washington photometric data are available upon request to the first author. Photometric errors are typically $\sim$ 0.01-0.02 in all photometric indices.

Tabla 1
UBV-DDO photometry and radial velocities of red giant candidates in NGC 2447

Star	V	(B-V)	(U-B)	n_1	C(45-48)	C(42-45)	C(41-42)	n_2	V_r(km/sec)
3	8.206	1.420	1.689	5	0.263	1.146	1.349	2	+20.81
4	10.127	0.920	0.551	2	0.172	0.760	1.137	2	+23.25
7	8.373	1.400	1.558	2	0.327	1.133	1.35	7	+21.97
25	9.915	0.807	0.452	3	0.151	0.667	1.106	3	+21.96
26	9.846	0.450	0.127	2	0.053	0.470	0.890	2	+20.90
28	9.888	0.930	0.663	3	0.204	0.754	1.162	5	+21.25
34	10.138	0.912	0.604	5	0.210	0.767	1.139	2	+22.08
38	9.861	0.470	0.243	2	0.071	0.477	0.899	2	+22.86
41	10.038	0.935	0.595	2	0.170	0.802	1.153	3	+21.51
42	9.806	0.493	0.223	2	0.066	0.472	0.908	2	+15.04
71	10.213	0.883	0.579	4	0.161	0.744	1.156	3	+21.87
85	10.169	0.910	0.587	2	0.173	0.756	1.145	2	+20.56
93	10.436	0.890	0.507	4	0.106	0.774	1.136	2	+22.65
102	10.078	1.446	1.717	4	0.261	1.182	1.273	2	-

Membership, reddening, and metal content

Mermilliod & Mayor (1989, MM89) obtained Coravel radial velocities for 13 of the 14 stars observed in this study. As shown in Table 1, these radial velocities demostrate clearly that all 13 stars are cluster members.

Cluster membership was also examined by applying the photometric criteria A and B defined by Clariá & Lapasset (1983). Criterion A was applied by computing for each star the difference ΔE = |E(B-V)$_{MS}$ - E(B-V)$_{GK}$|, where E(B-V)$_{MS}$ is the cluster reddening derived from the main sequence (MS) stars and E(B-V)$_{GK}$ represents the star reddening obtained from combined UBV and DDO data, after applying the method described by Janes (1977). A value of E(B-V)$_{MS}$ = 0.04 has been adopted as the average of previous reddening determinations. To apply criterion B, the difference ΔL = |LC(predicted) -LC(DDO)| was computed for each star, where LC (predicted) is the luminosity class that the star would have in order to be cluster member and LC(DDO) is the luminosity

class derived from the reddening-corrected DDO colours. The latter data were obtained from the reddening ratios given by McClure (1973). The predicted LC was determined from the Straizys (1992) calibration assuming R = A_V/E(B-V) = 3.5 (Straizys 1992) and adopting the cluster distance derived by Bica & Bonatto (2005). Table 2 gives in succession the resulting E(B-V)$_{GK}$ values, the standard deviation of E(B-V)$_{GK}$ calculated from equation (2) of Clariá & Lapasset (1983), the predicted LC, the MK spectral type derived from the calibration of Clariá et al. (1994) and the membership results. Stars 25, 26, 38 and 42 fall outside the range of the DDO calibrations. Only one object (star 102) should be considered a field star according to the photometric criteria. These results are in excellent agreement with those found from the Coravel radial velocities (see Table 1). The mean reddening derived for the red cluster giants is $< E(B-V) >$ = 0.05 ± 0.04 (s.d.), in good agreement with the adopted value for the MS stars.

Tabla 2
Results from applying two photometric membership criteria

Star	E(B-V)$_{GK}$	σ_E	LC (predicted)	MK(DDO)	Criteria (A) (B)	Membership
3	0.12	0.06	II	K3 II-III	pm m	m
4	0.06	0.05	II-III	G5/8 III	m m	m
7	0.08	0.05	II	K3 II	m m	m
28	0.06	0.07	II-III	G5 II	m m	m
34	0.03	0.03	II-III	G5/8 III	m m	m
41	0.01	0.04	II-III	G8 III	m m	m
71	0.02	0.05	II-III	G2/5 II	m m	m
85	0.05	0.05	II-III	G5 III	m m	m
93	0.00	0.06	II-III	G5/8 III	m m	m
102	0.19	0.05	II-III	K4 III-IV	nm pm	nm

To determine the cluster metal content from the DDO data, we applied the iterative procedure proposed by Piatti et al. (1993, PCM). Column 2 of Table 3 lists the resulting cyanogen anomalies as defined by PCM. The mean ΔCN value implies [Fe/H]$_{DDO}$ = -0.12 ± 0.08, if equation (2) of PCM is used. The metallicity was also estimated from the ultraviolet excesses δ(U-B) of the cluster giants determined with respect to the field K giants (FitzGerald 1970). Unreddened (U-B)$_o$ colours were previously derived from equation (9) of Janes (1979). The mean δ(U-B) value from Table 3 implies δCN = 0.01, if equation (8) of Janes (1979) is used, which in turn yields [Fe/H]$_{UV}$ = -0.09 ± 0.05 (McClure 1979). Therefore, both mean δCN and δ(U-B) values support the conclusion that NGC 2447 is slightly metal poor.

Geisler et al. (1991, GCM) proposed an iterative procedure to derive metallicities of G and K giants from Washington indices. They established empirical calibrations of the abundance indices Δ'_1 - Δ'_5 with [Fe/H], where Δ'_1 - Δ'_5 are defined by GCM. The derived indices for the cluster giants are given in columns 4-8 of Table 3. Using the calibrations of GCM, the mean values and corresponding standard deviation of the mean are: [Fe/H]$_1$ = -0.10 ± 0.07, [Fe/H]$_2$ = -0.13 ± 0.04, [Fe/H]$_3$ = -0.11 ± 0.06, [Fe/H]$_4$ = -0.06 ± 0.07 and [Fe/H]$_5$ =

-0.06 ± 0.007. The unweighted average of these five estimates turns out to be $< [Fe/H]_W >$ = -0.09 ± 0.06, in very good agreement with the two previous estimates. We finally adopted [Fe/H] = -0.10 ± 0.08 for NGC 2447, in good agreement with the metallicity recently derived by Hamdani et al. (2000) from echelle spectroscopy of only three cluster giants.

Tabla 3
Abundance parameters for red giants in NGC 2447

Star	ΔCN	δ(U-B)	Δ'_1	Δ'_2	Δ'_3	Δ'_4	Δ'_5
3	-0.057	0.11	0.098	0.010	0.108	0.081	0.084
4	0.059	-0.02	-0.051	-0.004	-0.054	-0.037	-0.037
7	-0.007	0.00	0.094	0.007	0.100	0.088	0.091
28	-	0.06	-0.033	-0.004	-0.036	-0.021	-0.021
34	0.091	0.03	-0.051	-0.010	-0.060	-0.028	-0.030
41	0.013	-0.02	-0.078	-0.020	-0.097	-0.044	-0.050
71	-0.011	0.04	-0.199	-0.043	-0.161	-0.050	-0.064
85	0.040	0.00	-0.078	-0.012	-0.089	-0.054	-0.057
93	-0.050	-0.08	-0.087	-0.013	-0.099	-0.058	-0.061

References

Becker W., Svolopoulos S.N., Fang C., 1976, *Kataloge photographisher und photoelektrisher Helligkeiten vos 25 Galaktischen Sternhaufen im RGU- und UCBV- System* (Univ. Basel)

Bica E. & Bonatto C., 2005, A&A, 431, 943

Clariá J.J., Lapasset E., 1983, J. Astrophys. Astron, 4, 117

Clariá J.J., Piatti A.E., Lapasset E., 1994, PASP, 106, 436

FitzGerald M.P, 1970, A&A, 4, 234

Geisler D., Clariá, J.J., Minniti D., 1991, AJ,102, 1836 (GCM)

Hamdani H., North P., Mowlavi N., Raboud D., Mermilliod J.-C., 2000, A&A, 360, 509

Janes K.A., 1977, PASP, 89, 276

Janes K.A., 1979, ApJS, 39, 135

McClure R.J., 1973, in *Spectral Classification and Multicolour Photometry*, Eds. Fehrenbach, C. & Westerlund B.E., Reidel Dordrecht, Holland.

McClure R.D., 1979, in *Problems of Calibration of Multicolour Photometric Systems*, Ed. A.G.D. Philip, Dudley Observatory, p83.

Mermilliod J.-C, Mayor M., 1989, A&A, 219, 125 (MM89)

Piatti A.E., Clariá J.J., Minniti D., 1993, J. Astrophys. Astron., 14, 145 (PCM)

Straizys V., 1992, *Multicolour Stellar Photometry*, Pachart Publishing House.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Spectral classification in NGC 4852

G. R. Solivella, E. E. Giorgi, R. A. Vázquez and G. L. Baume
FCAG - UNLP, IALP - CONICET

Abstract. We present a new photometric study of the upper main sequence and the MK classification of eighteen bright stars in the field of NGC 4852, that permit us a new determination of the cluster parameters and membership.
Resumen. Presentamos un nuevo estudio fotométrico de la secuencia principal superior y la clasificación MK de dieciocho estrellas brillantes en el campo del cúmulo NGC 4852, que nos permitió realizar una nueva determinación de los parámetros del cúmulo y de sus miembros.

Introduction

A very extensive and deep UBVI photometric survey in the area of the open cluster NGC 4852 using WFI, which is an array of eight CCDs covering a field of approximately 34'x33', was carried out by Carraro et al. (2005). This cluster lies at l=304°.035, b=3°.240 (α=$13^h00^m09^s$ and δ=$-59°36'48''$). Fig. 1 shows the area and the finding chart of NGC 4852. Due to the strategy developed by the above authors while making photometry, a number of very bright stars could not be recorded in the fields because the long exposure times they applied that made all bright stars above V=12 to be saturate. That mean a regrettable lost of valuable information which we attempt to minimize in the present work as of the absence of bright cluster stars may have caused some indetermination of the derived cluster parameters, like age and excesses. The literature reports some stars of emission types in the cluster area that may be Be-type stars. The frequency of these objects in open clusters and their correlation with the cluster age is a very important constraint to the theory of evolution. That is why, we carried out spectroscopy for eighteen bright stars and CCD UBVI photometry for the most bright objects.

Observations

Spectroscopy and photometry were made at the CASLEO, using the 2.15m telescope. CCD observations in the UBVI system were carried out in the field of the open cluster NGC 4852 on the nights of April 4, 6 and 7, 2005, using the telescope equipped with a CCD ROPER 1300B, 1340x1300 and 0.266″/pix scale, covering 4.2 ′on the side. Exposure times in each filter were of 60 to 120 seconds in U; 60 seconds in B; 4 to 60 seconds in V and 4 to 40 seconds in I. Typical seeing values at CASLEO ranged from 1.3″to 2.1″. Instrumental magnitudes were obtained by means PSF fitting using the DAOPHOT (Stetson (1987)) package within IRAF. Seven frames were necessary to cover the central part of

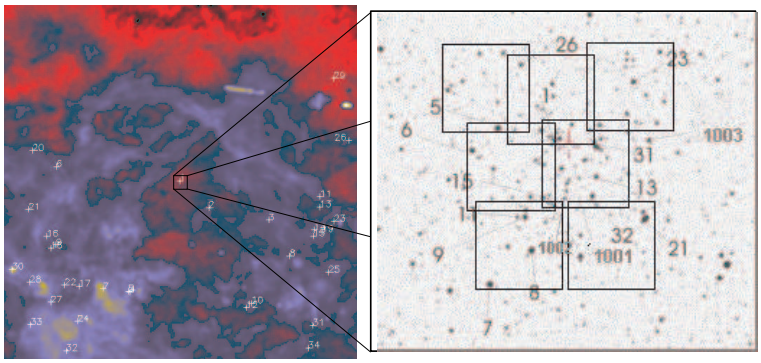


Figura 1. *Left: Hα* picture taken from Skyview covering 10° on a side. Numbers indicate some other open clusters in the area. *Right:* NGC 4852 finding chart with the seven observed frames indicated. Numbers indicate stars for which spectral classification has been carried out.

the cluster where most of bright stars are distributed. The CCD measures were tied to the standard system using stars in common with the previous photometry made by Carraro et al. (2005). Since both, standard and program stars have been all observed at the same time and under the same atmospheric conditions, the observations were almost immune to zero point shifts. Spectral data for the brightest stars in NGC 4852 were collected during three observing runs: April 2 to 5, 2004, February 21 to 24, 2005 and March 8 to 11, 2005. The spectra were obtained with the REOSC-DS Cassegrain spectrograph and the Tek 1024 x 1024 detector using a 600 l/mm grating in first order, 2.5 $\AA/pix$ dispersion and a resolution of aprox. 1800. They were calibrated in the range $\lambda\lambda$ 3900-5500 using the standard procedures with IRAF.

Results from Photometry

The two color photometric diagram (TCD) of the new observed stars -open circles- is shown in Fig. 2 together with the stars -filled circles- previously observed by Carraro et al. (2005). The ZAMS of Schmidt-Kaler (1982), is shown with a solid line in its normal position and shifted by the mean color excess E(B-V)= 0.49 ±0.03 and E(U-B)=0.35±0.03, to get an appropriate fit of the bluest cluster stars. Fig. 2 shows the new color-magnitude diagram (CDM) of the cluster in which we trace the upper main sequence up to three magnitudes above the previous limit (V=12) found in Carraro et al. (2005). In the estimation of the cluster distances we found no reason to change the former value given by Carraro et al. (2005) that is $V_0 - M_v$ =10.20. The cluster age was obtained by superposing the Girardi et al. (2000), isochrones computed with mass loss and overshooting. The best fit happened for an age of 30 Myr. This age is completely different from the one obtained by Carraro et al. (2005) for whom the cluster is 200 Myr old.

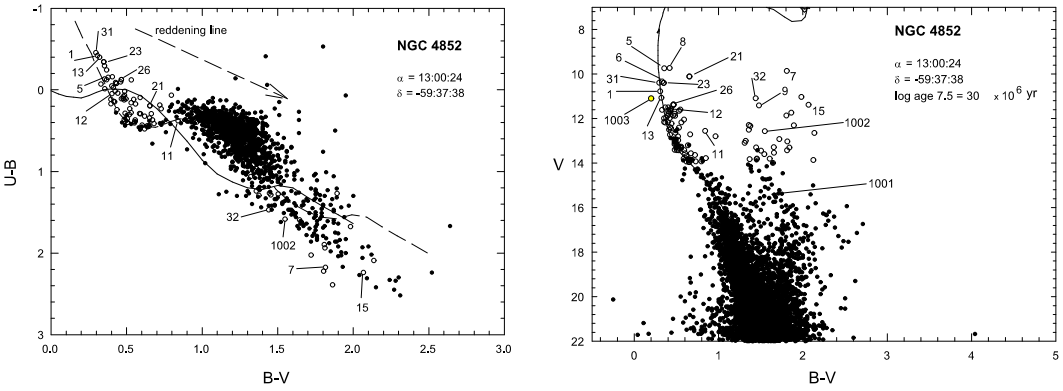


Figura 2. *Left:* two color diagram (TCD). Open circles are stars with new photometry; filled circles stars with photometry from Carraro et al. (2005). Solid line is the Schmidt-Kaler (1982), intrinsic relation; dashed line is the intrinsic line shifted by the mean color excesses. Numbers indicate stars with spectral types after our survey. *Right:* The color-magnitude diagram(CMD). Solid line is the isochrone of 30Myr from Girardi et al. (2000). Numbers as in the left

Results from Spectroscopy

A full description of stars properties for which spectral classification was carried out is given in Table 1. Because previous reports on peculiarities were found in the literature, we resume these aspects: Star **#5** (HD112852) was classified B8/B9II (Buscombe 1999); we classified it B7III. **#6** (CD -58:4845) indicated as emission star B...e and classified B2V, according to Houk & Cowley (1994); we classified it is a B2Ve because the presences of H_β and FeII in emission. **#8** (HD112825) was reported by Houk & Cowley (1994) as B1/2 IV/5V with emission, and as a B1.5Ve by Jaschek (1978); we classified this star as B2IIIe because the HeI enhanced and H_β in emission. **#12**: The HeI and K CaII lines like a B9, and the weak SiII and H as B5, we classified it as B7Vp. **#13**: The K CaII like a B9, the H like a B7, it is classified as B7Vp. **#23**: The K CaII like a B9, the H and HeI like B8, it is classified as B8Vp. **#26**: The HeI as a B9, K CaII like a B8, and SiII and H like B3, is therefore classified as B3Vp. **#31**: K CaII like a B9, the H and metallic lines like a B7, it is classified as B7Vp. **#1003**: (WRA 1039) is indicated as an emission object(e?) Wackerling (1970); we confirmed Be-type star with a classification B5Ve, because we find K CaII and HeI like a B5, the H like a B6, and H_β in weak emission. Since this star has not been observed for photometry, their photometric values came from SIMBAD.

Distances determinated using the spectroscopic parallax method suggest the presence of three stellar groups along the line of the sight: **Likely cluster members** (indicated as **lm** or **pm**): stars with distances in good agreement with the cluster distance derived from ZAMS fitting, including early B and Be types stars. **Foreground stars (nm)**: main sequence stars, mostly of F types, located at distances ranging from 80 to 300 pc. **Background stars (nm)**: group of K-M giant stars, with distances from 1.3 to 8.0 kpc.

Table 1: Spectral classification and distances

ID	Sp.Type	V	B-V	U-B	M_v	E(B-V)	E(U-B)	$V_0 - M_v$	D[pc.]	Comm.
1	B7V	10.78	0.31	-0.42	-0.60	0.44	0.01	10.02	1011	**lm**
5	B7III	9.75	0.36	-0.01	-2.50	0.49	0.43	10.74	1405	**lm**
6	B2Ve	10.34	0.33	—	-2.45	0.57	—	11.02	1597	**lm**
7	K2.5III	9.86	1.81	1.90	0.40	0.59	0.62	7.63	335	nm
8	B2IIIe	9.73	0.42	—	-3.10	0.66	—	10.79	1438	**lm**
9	F6V	11.41	1.48	—	3.67	1.01	—	4.61	83	nm
11	F6V	12.56	0.84	0.38	3.67	0.37	0.39	7.73	351	nm
12	B5Vp	11.5	0.40	0.05	-0.60	0.53	0.48	10.45	1229	**lm**
13	B7Vp	11.07	0.32	-0.40	-0.60	0.45	0.03	10.27	1133	**lm**
15	M2III	11.38	2.07	2.24	-0.60	0.47	0.35	10.53	1279	nm
21	F0V	10.12	0.65	0.20	2.70	0.35	0.17	6.32	183	nm
23	B8Vp	10.4	0.35	-0.34	-1.20	0.46	0.03	10.18	1086	**lm**
26	B3Vp	11.37	0.47	-0.12	-1.60	0.67	0.59	10.91	1520	**lm**
31	B7Vp	10.4	0.30	-0.46	-1.50	0.43	0.00	10.57	1301	**lm**
32	K0III	11.09	1.44	1.47	0.70	0.44	0.63	9.03	638	nm
1001	M2III	15.69	1.72	—	-0.50	0.49	—	14.67	8591	nm
1002	M2III	12.57	1.55	1.59	-0.60	0.49	—	11.65	2137	nm
1003	B5V(e)	11.1	0.20	—	-1.20	0.37	—	11.15	1700	**pm**

First conclusions

This is the first time that a complete census of spectral types is carried out in the very center of this cluster, fourteen out of eighteen stars had no previous MK classification. Three of them are Be type stars. While the cluster distance remains unchanged, the new photometry sets the age of the cluster at 30 Myr and not 200 Myr as suggested by Carraro et al. (2005). This is because we were able to include the brightest cluster stars. The age of 30 Myr is in agree with the presence of three Be type stars. In fact, this type of stars are expect to show a maximum of ocurrence in clusters around 25 Myr old as stated by Fabregat & Torrejón (1999) and Zorec & Briot (1997).

References

Buscombe, W. 1999, 14th General Catalogue of MK Spectral Classification

Carraro, G., Baume, G., Piotto, G., Méndez, R. A., & Schmidtobreik, L. 2005, A&A, 436, 527

Fabregat, J. & Torrejón, M. 2000, A&A, 357, 451

Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&A, 141, 371

Jaschek, M. 1978, Bull. Inf. Centre Donnes Stellaires, 15, 121

Houk, N. & Cowley, A. P. 1994, Michigan Catalogue for the HD stars, Vol. 1

Schmith-Kaler, Th. 1982, Landot-Bornstein VI/2b

Stetson, P. B. 1987, PASP, 99, 191

Wackerling, Lloyd R. 1970, MRAS, 73, 153. Catalogue of Early-Type Stars

Zorec, J. & Briot, D. 1997, A&A, 318, 443

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Transporte de radiación en envolturas circumestelares de objetos de Pre-Secuencia Principal

Sebastián Coca
Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina, seba@mail.oac.uncor.edu
René D. Rohrmann
Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina, rohr@mail.oac.uncor.edu

Abstract. We develop a numerical code which evaluates the propagation, absorption and reemission of radiation in circumstellar envelopes with the aim of study the emergent flux from protostellar objects. The circumstellar medium is represented by an envelope model based on the kinetic theory of gases, and the opacity sources are attributed to a mixture of gas and dust. We find that the overall spectral energy distribution and color data of low mass protostellar objects (Class 0–Class III) can be reproduced by the present model.

Resumen. Desarrollamos un código númerico destinado a evaluar la propagación, absorción y reemisión de la radiación en envolturas circunestelares con el propósito de estudiar el flujo de radiación emergente de objetos protoestelares. El medio circunestelar se representa con un modelo de envoltura basado en la teoría cinética de gases, y las fuentes de opacidad corresponden a una mezcla de gas y polvo. Encontramos que las distribuciones espectrales de energía (DEE) y los diagramas color-color correspondientes a objetos protoestelares de baja masa (Clase 0–Clase III) pueden ser representados por el presente modelo.

Introducción

Las DEE correspondientes a objetos de pre-secuencia principal de baja masa se agrupan en cuatro clases, Clase 0–Clase III (ej. Adams, Lada & Shu 1987). Ellas han sido estudiadas a través de modelos de colapso que poseen distintas configuraciones geométricas y una variedad de procesos, y han sido generalmente desarrollados con la teoría hidrodinámica de fluidos. Nuestra propuesta consiste en estudiar la radiación emitida por una nube protoestelar representada con un modelo basado en la teoría cinética de gases (Rohrmann 1997). Esta teoría ofrece la posibilidad de realizar en futuros trabajos una descripción conjunta de una variedad de componentes materiales tales como gas, granos de polvo y escombros, los cuales están presentes en diversas etapas del colapso estelar. En el trabajo actual se busca comprender cuál es la participación de la envoltura sobre la radiación que emerge del sistema, y poner a prueba el modelo actual por comparación con observaciones.

Modelo de Envoltura Circunestelar

El modelo usado para representar medios circunestelares de objetos estelares jóvenes (OEJ), es una solución de la ecuación cinética de Boltzmann (Rohrmann 1997) que satisface condiciones de rotación diferencial derivadas por Lynden-Bell & Pringle (1974). Los parámetros que caracterizan al modelo son: masa del cuerpo central ($M_\star$); masa de la envoltura (M_{env}); momento angular total (J_{env}) y velocidad angular sobre el eje de rotación (Ω_0). De ellos se derivan las leyes de densidad (ρ) y velocidad (v) del medio, y el radio ecuatorial del borde externo de la envoltura (r_f). Se asigna además un valor característico para la densidad relativa del polvo respecto al gas (N_{polvo}/N_{gas}). La DEE del cuerpo central se representa con una distribución de Planck a temperatura $T_\star$. La Tabla 1 especifica algunas propiedades del modelo.

Tabla 1

ENVOLTURA		ESTRELLA	
$M_{env} + M_\star$	$1M_\odot$		
J_{env}	10^{53} gr cm^2 s^{-1}	Radio	$4R_\odot$
Ω_0	1.05×10^{-10} rad s^{-1}	$T_\star$	$4000K$
N_{polvo}/N_{gas}	0.01	Luminosidad	$3.695L_\odot$
r_f	1301.3 UA		
v (máxima)	1.19 km s^{-1}		
$\rho(r_f)$	$10^{-18.489}$ gr cm^{-3}		

Transporte de Radiación

El campo de radiación que emerge de la envoltura se calcula por integración de la ecuación de transporte radiativo con valores conocidos de la función fuente S_λ, sobre un conjunto de trayectos que atraviesan al modelo en la dirección al observador. La evaluación de la profundidad óptica monocromática se realiza con el método de Bulirsch-Stoer – extrapolación de Richardson (Press *et al.* 1992). La nube protoestelar es considerada en equilibrio termodinámico local. En S_λ intervienen procesos de dispersión simple de la radiación procedente del objeto central y emisiones térmicas del material. Las propiedades del gas han sido tomadas de Rohrmann *et al.* (2002). El balance químico se determina con el formalismo ocupacional de Hummer & Mihalas (1988) e incluye las siguientes especies: H, e^-, H^-, H^+, He, He^+, He^{++}, H_2, H_2^+, H_3^+. La opacidad del gas reúne procesos ligado-libre y libre-libre (H, H^-, H_2^-, H_2^+, He, He^- y He^+), dispersión por electrones libres y dispersión Rayleigh (H y H_2). Por su parte, el polvo se describe con resultados de Li & Draine (2001) y consiste en una mezcla de granos de "silicato astronómico" y granos "carbonáceos". Cada tipo de grano posee una distribución de tamaños según Weingartner & Draine (2001).

Resultados

Se considera que el objeto protoestelar se encuentra a una distancia $d = 10$ pc del observador y con un ángulo de inclinación $\imath = 90^o$. La teoría de formación

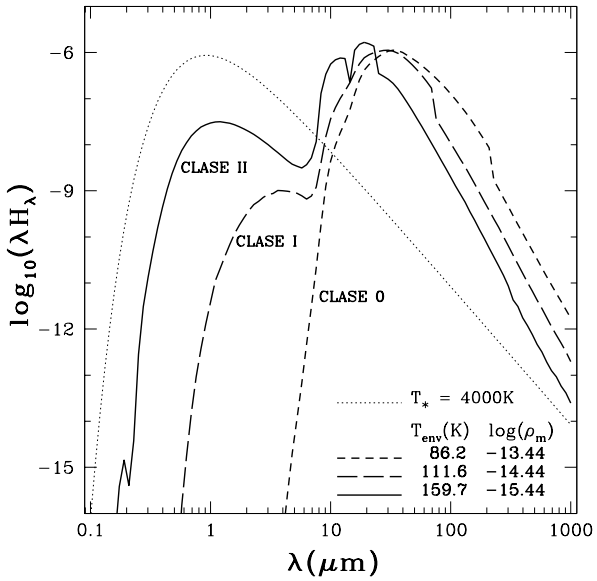


Figura 1. DEEs para tres configuraciones del modelo. La máxima densidad evaluada en la envoltura es ρ_m [gr cm^{-3}] y la DEE de la estrella central se representa con una línea de puntos.

estelar y las observaciones predicen una reducción de material de la envoltura durante la evolución del sistema (ej. Whitney *et al.* 2003). Aquí estudiamos la influencia de una disminución de la densidad de la envoltura sobre el flujo emergente del sistema. Los cálculos que presentamos corresponden a una envoltura circunestelar con temperatura uniforme T_{env}, cuyo valor se ajusta por pedir la constancia del flujo de energía que ingresa y egresa de la envoltura. La Fig. 1 presenta las DEEs (como vistas por el observador) calculadas para una selección de configuraciones del modelo, las cuales pueden identificarse con tres etapas de la formación estelar (Clases 0, I y II). Se observa el exceso de energía infrarrojo producto de las emisiones térmicas de la envoltura, y el incremento de la contribución de origen estelar conforme disminuye la densidad de la envoltura. La Fig. 2 presenta, en un diagrama color–color, resultados procedentes del modelo y de observaciones de objetos de pre-secuencia principal (Kenyon & Hartmann 1995). Notamos que el modelo describe razonablemente bien el conjunto de observaciones correspondientes a distintas etapas evolutivas.

Conclusiones

Las DEE calculadas para distintas configuraciones del modelo son comparables a los presentes en objetos de Clase 0–Clase II. El análisis de las magnitudes fotométricas permitió trazar la secuencia evolutiva de los OEJ con una variación de la densidad media de la envoltura del modelo, los cuales son seguidos por un incremento de la temperatura media del material circunestelar. Estos cam-

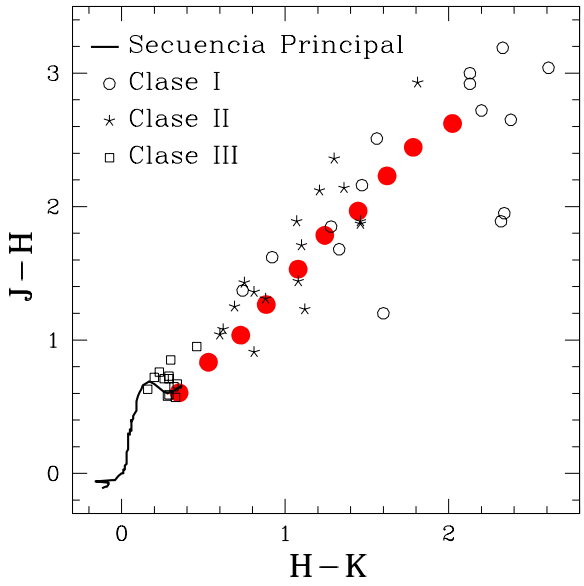


Figura 2. Diagrama color-color. Los círculos llenos corresponden a modelos en el rango $10^{-15.44} \leq \rho_m$ [gr cm^{-3}] $\leq 10^{-14.44}$ (de *izq.* a *der.*) en intervalos de $10^{-15.44}$ gr cm^{-3}.

bios y la secuencia de colores ($J-H$, $H-K$) resultantes concuerdan con las evaluaciones de van der Tak *et al.* (2000).
La continuación del presente trabajo comprende la evaluación detallada del equilibrio térmico local y el análisis de resultados para distintos ángulos de inclinación del modelo.

Agradecimientos. S.C. agradece una Beca de Investigación del CONICET.

Referencias

Adams, F.C., Lada, C.J. & Shu, F.H. 1987, ApJ, 312, 788
Hummer, D.G. & Mihalas, D. 1988, ApJ, 331, 794
Kenyon, S.J. & Hartmann, L. 1995, ApJ, 101, 117
Li, A. & Draine, B.T. 2001, ApJ, 554, 778
Lynden-Bell, D. & Pringle, J.E. 1974, MNRAS, 168, 603
Press, W.H., *et al.* 1992, "Numerical Recipes in FORTRAN", Cambridge
Rohrmann, R.D. 1997, MNRAS, 285, 427
Rohrmann, R.D., *et al.* 2002, MNRAS, 335, 499
van der Tak, F.F.S., *et al.* 2000, ApJ, 537, 238
Weingartner, J.C. & Draine, B.T. 2001, ApJ, 548, 296
Whitney, B. A., *et al.* 2003, ApJ, 598, 1079

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Análisis del comportamiento de la envoltura circumestelar de HR 5941

Ligia Areas Zavala
Observatorio Astronómico Centroamericano de Suyapa. Universidad Nacional Autónoma de Honduras,
Lydia Cidale
Facultad de Ciencias Astronómica y Geofísicas. Universidad Nacional de La Plata, lydia@fcaglp.unlp.edu.ar
Juan Zorec
Institute d' Astrophysique de Paris. CNRS. Francia, zorec@iap.fr
Jean Chauville
Observatoire de Paris-Meudon. Francia

Abstract. We analize the behaviour of the extended envelope of the star HR 5941 from 1904 to 2005. The star shows cyclical radial velocities and spectral variations which cannot be explained by a pulsating model. Based on observations taken in CASLEO and ESO observatories, we describe the activity observed in the star during the last cycle of variation.
Resumen. En este trabajo presentamos el comportamiento de la envoltura circunestelar de la estrella Be-shell HR 5941 desde 1904 hasta el presente. La estrella presenta variaciones espectrales y en velocidad radial que no son consistentes con un modelo de pulsación. En base a observaciones realizadas en CASLEO y ESO, entre los años 1990-2005, describimos el comportamiento de las líneas metálicas y de Hα que presentó la estrella en el último ciclo de variación.

Introducción

Las estrellas Be son estrellas de tipo espectral B no supergigantes que muestran o han mostrado en sus espectros líneas de H en emisión (Jascheck et al. 1981). Estas líneas se originan en una envoltura circunestelar extendida de gas ionizado que se caracteriza por presentar variaciones espectroscópicas y fotométricas (Dachs, 1982; Harmanec, 1983).
En el presente trabajo nos proponemos estudiar las propiedades de la envoltura extendida que caracteriza a un mismo objeto Be en distintas fases espectrales. Para ello utilizamos la información que nos brindan las líneas espectrales sensibles a los cambios físicos ocurridos en la atmósfera. Trataremos de explicar esta fenomenología utilizando espectros tomados desde Tierra y con satélites, además de emplear la información bibliográfica existente.
HR 5941 es una estrella Be que presenta variaciones cíclicas V/R. Las líneas originadas en la envoltura muestran asimetrías relacionadas con la curva de

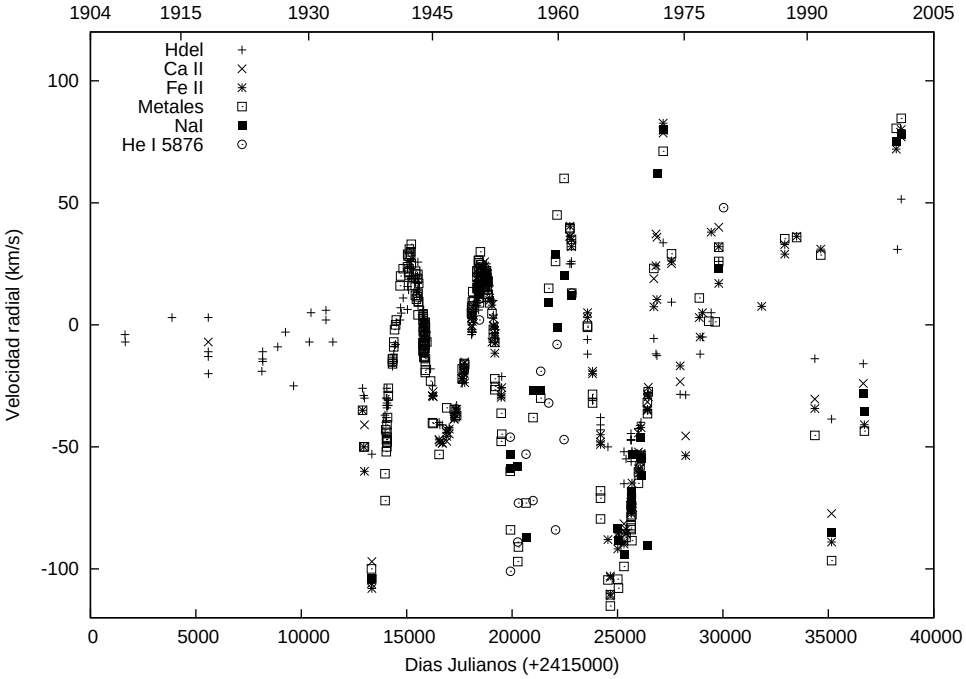


Figura 1. Variaciones temporales en la velocidad radial de HR 5941 observadas desde 1904

velocidad radial. La velocidad radial presenta variaciones cuasi-periódicas con una amplitud variable en escalas de tiempo entre 6 y 12 años.
Distintos elementos y líneas de H conducen a curvas de velocidad de igual período y amplitudes diferentes. Las observaciones realizadas por Merrill & Sanford (1944), Faraggiana (1971), Aydin & Faraggiana (1978) nos indican que las asimetrías observados en los perfiles de líneas son manifestaciones vinculadas al gradiente de velocidad y posiblemente se originen en zonas distintas de la envoltura. Merrill atribuyó el comportamiento de la velocidad radial a las oscilaciones atmosféricas amortiguadas.

Observaciones

Hemos seleccionado una serie de espectros de alta resolución de HR 5941, en la región visible y ultravioleta. Los espectros en el rango óptico fueron obtenidos en diferentes épocas en CASLEO, San Juan, con el telescopio de 2,15 m., y en ESO, La Silla, Chile, con el telescopio de 1,52 m. Las observaciones ultravioleta fueron seleccionadas de la base de datos INES y corresponden a observaciones adquiridas con el satélite "International Ultraviolet Explorer" (IUE). Con los datos obtenidos cubrimos un período 15 años (1990-2005).

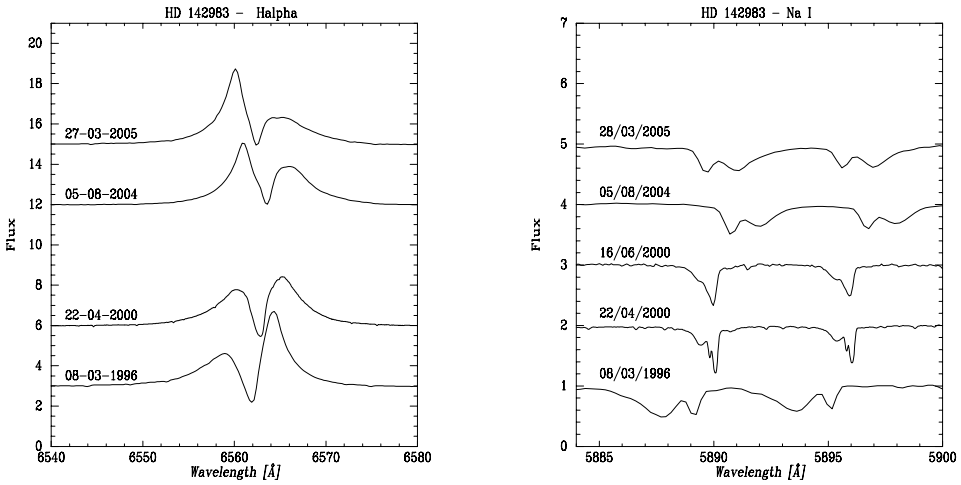


Figura 2. Variaciones observadas en los perfiles de líneas de NaI y Hα

Resultados

A partir de una recopilación exhaustiva de datos bibliográficos (Struve, 1943, Merrill & Stanford, 1944, Underhill & Geuverink, 1969; Aydin & Faraggiana 1978; Delplace & Chambon 1976) y nuestras observaciones, podemos reconstruir la curva de velocidad radial desde 1904 hasta el presente. La curva de velocidad radial presenta amplitud y período variables. Mínimos relativos en la velocidad radial ocurrieron en 1936, 1945, 1957, 1967-1968, 1976-1977 y 1996, y máximos relativos en 1941, 1951, 1961, 1974, 1980-1981, 1992 y 2005.

Cuando las velocidades negativas o positivas son máximas, los distintos elementos presentan una fuerte dispersión en velocidad, mientras que cuando las velocidades radiales son próximas a valores comprendidos entre +20 y -20 Km/s la dispersión es pequeña (ver Fig. 1). El comportamiento de la velocidad radial en el último ciclo es más caótico que el observado en los ciclos anteriores.

En la figura 2 mostramos las variaciones observadas en las líneas del doblete de NaI y Hα. El doblete del NaI cambia de forma e intensidad y presenta dos componentes bien definidas. En ocasiones aparece una tercera componente discreta muy angosta (NOACs) (Hanuschik & Vrancken 1995) que corresponde a una fase de velocidad cero en la curva de velocidad radial.

La velocidad radial de la componente ancha de NaI sigue el comportamiento de las líneas metálicas (Fe II, Ti II, Cr II, etc.), mientras que la componente angosta se comporta de la misma manera que la componente en absorción de Hα, sugiriendo regiones de formación común.

La línea Hα presenta variaciones V/R como se indica en la figura 2. Entre 1996 y 2005 la variación V/R pasó de 0.43 a 2.1.

Se observan además variaciones en los anchos equivalentes de las líneas de Fe II, Ti II y He I. Las líneas de Fe II fueron más intensas en 1992 coincidiendo con un máximo en la curva de velocidad radial y fueron más débiles entre 1996 y 2000.

Conclusiones

Del análisis del comportamiento de la envoltura circunestelar de HR 5941 concluimos que: 1) La curva de velocidad radial presenta variaciones de período y amplitud. Durante el último ciclo la amplitud de la oscilación se ha incrementado. Puede observarse aún una clara estratificación en la velocidad radial para los distintos elementos que componen la envoltura circunestelar; 2) Las líneas de Fe II, Ti II, He I presentan variaciones de intensidad.
Aún no hemos encontrado una explicación satisfactoria para el comportamiento de las variaciones de este objeto. Pero podemos descartar la hipótesis de pulsación dado que este fenómeno no sería consistente con las amplitudes de la oscilación (100 Km/s) observadas ni con el período con que esta variación se desarrolla ($\sim$10 años). Por lo que concluímos que esta envoltura no podría contenerse. Nos falta verificar si las variaciones son consistente con el modelo de pertubaciones con modo m=1 desarrollado por Okasaki (1997).

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente subsidiado por la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 03/12720).

Referencias

Aydin, C., Faraggiana, R. 1978, A&AS, 34,51

Dachs, J. 1982, In "Be stars", IAU Symp.98, Munich, West GermanDordrecht, D. Reidel Publishing Co., p. 19

Delplace, A. M.; Chambon, M. Th. 1976, in "Be and Shell Stars", IAU Symp. no. 70, p. 79, Eds. A. Slettebak, D. Publ. by Reidel Pub. Co., Dordrecht, Holland

Faraggiana, R. 1971, ApL ,8, 45

Hanuschik, R. W.; Vrancken, M. 1995, Information Bulletin on Variable Stars, 4258, 1

Harmanec, P. 1983, in "Rapid variability of early-type stars", Proc.of the Workshop, Hvar Observatory, Yugoslavia, vol. 7, no. 1, 401

Merrill, P. W.; Sanford, R. F. 1944, ApJ, 100,14

Okasaki, A. T. 1997, å, 318, 548

Struve, O. 1943, ApJ, 98, 98

Underhill, A. B., Geuverink, H. G. 1969, in "Mass Loss from Stars", Procc. of the second Trieste Colloquium on Astrophysics, Vol 13, p. 64, Eds. M. Hack, Publ. by D. Reidel Pub. Co., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Comparación entre dos métodos para la determinación de abundancias químicas

Olga Inés Pintado
CONICET, Depto de Física, FACET, Universidad Nacional de Tucumán, opintado@tucbbs.com.ar
Susana Elizabeth Pedrosa
CONICET, Depto de Física, FACET, Universidad Nacional de Tucumán, susana.pedrosa@gmail.com
Saul J. Adelman
Physics Department, The Citadel, Charleston, SC, USA, adelmans@citadel.edu

Abstract. The chemical abundances of stellar atmospheres may be calculated from the equivalent width of the observed spectral lines or also from the comparison between the synthetic and observed spectra. The chemical abundances have been calculated using the equivalent widths of the spectral lines and the code WIDTH9 and by comparison of the observed with the synthetic spectra obtained with SYNTHE. ATLAS9 and ATLAS12 models atmospheres have been used in this calculation. With our results we could select the best model for each case and the advantages of the different methods of calculating the chemical abundances.

Resumen. El cálculo de abundancias químicas en atmósferas estelares puede realizarse a partir de los anchos equivalentes de las líneas espectrales observadas o de la comparación de las mismas con las de espectros sintéticos. En este trabajo se calculan las abundancias químicas a partir de los anchos equivalentes utilizando el programa WIDTH9 y comparando los espectros observados con los sintéticos obtenidos con SYNTHE. Se usan dos modelos de atmósferas estelares, ATLAS9 y ATLAS12. Los resultados permiten determinar cuál es el modelo más conveniente a aplicar en cada caso y las ventajas de utilizar uno u otro método en la determinación de las abundancias químicas.

Determinación de las abundancias químicas

En este trabajo se utlizaron espectros obtenidos con EBASIM en CASLEO. Los mismos fueron reducidos usando IRAF (v2.11) y con REDUCE (Hill et al, 1982) se midieron los anchos equivalentes, la posición de las líneas y la velocidad de rotación. La temperatura efectiva y la gravedad superficial se calcularon usando la fotometría de Strömgren y los programas de Napiwotzki et al (1993).
Se calcularon las abundancias de hierro utilizando distintas velocidades de microturbulencia. Se usó para el cálculo de los modelos aquella para la cual la

abundancia es independiente del ancho equivalente de las líneas espectrales. Las abundancias se calcularon usando los anchos equivalentes medidos y el programa WIDTH9 (Kurucz, 1993). También se determinaron las abundancias comparando los espectros observados con los obtenidos con SYNTHE (Kurucz, 1993). En ambos casos se usó el modelo ATLAS9 (Kurucz, 1993). En las Figura 1 y 2 se muestran ambos espectros para dos rangos de longitudes de onda.

1.a. τ^7Eri

En la Tabla 1 se muestran los valores de temperatura efectiva, gravedad superficial y tipo espectral para τ^7Eri. Las abundancias obtenidas a partir de ambos métodos se muestran en la Tabla 2.

Tabla 1

Teff	8730 K	VR	21.4 km/s	Tipo Espectral	A1V
Log g	3.91	Vseni	24 km/s		

Tabla 2

	WIDTH9	SYNTHE		WIDTH9	SYNTHE		WIDTH9	SYNTHE
Fe	-4.33	-4.33	Ca	-6.00	-6.00	Cr	-6.12	-6.12
Ti	-7.09	-7.09	Ni	-5.22	-5.22	Ba		-8.90

1.b. αTelescopi y HR1781

También se determinaron las abundancias para las estrellas αTelescopi y HR1781 por comparación de los espectros observados con espectros sintéticos. En la Tabla 3 se muestran los parámetros estelares obtenidos para estas estrellas. Las abundancias obtenidas en ambos casos son de tipo solar.

Tabla 3

αTelescopi				HR1781			
Teff	16912 K	VR	-7 km/s	Teff	23481 K	VR	0 km/s
Log g	3.92	Vseni	30 km/s	Log g	4.03	Vseni	5 km/s
Tipo Esp.	B3IV			Tipo Esp.	B1.5V		

Comparación de modelos de atmósferas estelares

Para analizar las ventajas del uso de los modelos de atmósferas ATLAS9 y ATLAS12, se calcularon los espectros sintéticos con SYNTHE utilizando ambos modelos. En la Figura 3 se muestran estos resultados.

Comentarios Finales

1) Para la determinación de las abundancias resulta más conveniente el uso de SYNTHE que WIDTH9, especialmente cuando se trabaja con espectros que

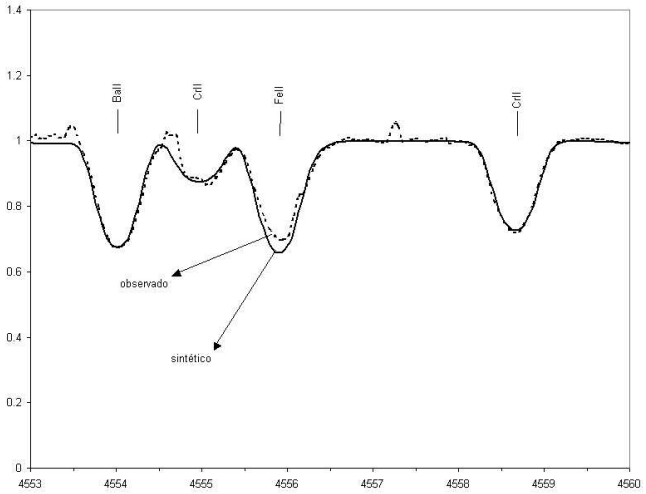


Figura 1. Comparación de espectros observados y sintéticos.

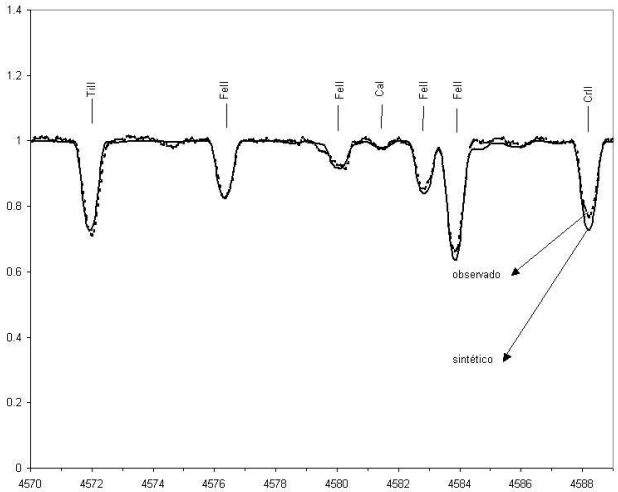


Figura 2. Comparación de espectros observados y sintéticos.

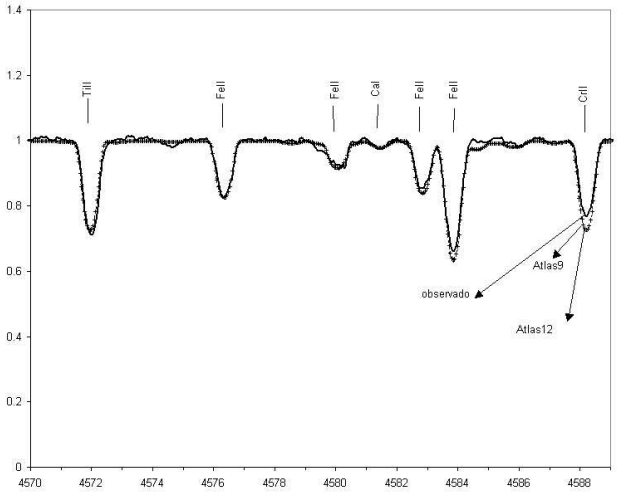


Figura 3. Comparación Modelos ATLAS9 y ATLAS12.

cubren un rango grande de longitud de onda, ya que no es necesario medir los anchos equivalentes de las líneas individuales.
2) Encontramos resultados similares usando los modelos ATLAS9 y ATLAS12. Creemos que el uso de este último es más conveniente ya que presenta una mayor flexibilidad para modificar abundancias químicas y velocidad de microturbulencia. Además permite usar condiciones de NLTE.

Agradecimientos. Al personal de CASLEO por su colaboración durante los turnos de observación. A R. Kurucz por cedernos los programas utilizados en este trabajo. A L. Sbordone, P. Bonifacio y F. Castelli por cedernos los códigos de los programas que corren bajo LINUX. A P. Bonifacio por las sugerencias respecto al uso y compilación de los programas SYNTHE y ATLAS12. A A. Gulliver por cedernos versiones actualizadas de REDUCE.
Para este trabajo se usaron las bases de datos SIMBAD operada por CDS, Strasbourg, Francia y ADS operada por NASA.
Trabajo parcialmente financiado por el PIP 02124 de CONICET.

Referencias

Hill, G., Fisher, W. A., Poeckert R. 1982, Pub. Dom. Astro. Obs. Vict., 16, 27

IRAF is distributed by the National Optical Astronomical Observatories which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the US National Science Foundation

Kurucz, R. L. 1993, CD-ROM 13, 18, http://kurucz.harvard.edu

Napiwotzki, R., Schnberner, D., & Wenske, V. 1993, A&A, 268, 653

Sbordone, L., Bonifacio, P., Castelli F., and Kurucz, R. L. 2004, astro-ph/0406268

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO— CONTRIBUTED PAPER

Fuentes de absorción continua y dispersión para temperaturas bajas e intermedias en atmósferas estelares

Luis A. Milone y David C. Merlo
Observatorio Astronómico - Universidad Nacional de Córdoba (Argentina).

Abstract. For stellar atmospheres of low and intermediate temperatures (T < 9000 K), we analyze the most important sources of absorption and dispersion. Formulae finally adopted are explicitly written.
Resumen. Se analiza cuáles son las fuentes importantes de absorción y dispersión para atmósferas estelares de temperaturas bajas e intermedias (T < 9000 K). Se discuten las distintas representaciones analíticas posibles y por qué se eligen las adoptadas en nuestros cálculos.

Introducción

En otro lugar se ha mostrado (Kurucz, 1970; Milone & Merlo, 1998 y 1999; Merlo & Milone, 2003a) que ya sea por su abundancia, o por su estado de ionización, o por el rango de longitudes de onda en el cual absorbe o dispersa eficientemente, para zonas de temperaturas bajas o intermedias en atmósferas estelares, deben considerarse: dispersión Thomson (por electrones libres) y Rayleigh (por H atómico, más ion negativo, más molecular; He atómico, más ion negativo; C I, Mg I, Al I y Si I (eventualmente, por el ion negativo del C en mezclas deficientes en H y ricas en C).
La elección de las fórmulas para representar esas absorciones o dispersiones se apoya en la física que conduce a esas relaciones, como así también en la precisión que se puede esperar en los resultados numéricos y en la eficiencia del proceso de cálculo.
A las expresiones aquí enumeradas las hemos utilizado sistemáticamente en nuestros cálculos de atmósferas estelares, habiendo constatado que se comportan eficientemente (precisión numérica en los resultados y rapidez en el cálculo; ver por ejemplo Merlo & Milone, 2003b).

Dispersiones

1. Dispersión Thomson por electrones libres

La sección eficaz por electrón libre es $\sigma_e = 0.665 \times 10^{-24} cm^2$. Por lo tanto, la dispersión Thomson es $\sigma = N_e \sigma_e$, donde N_e es la densidad electrónica, siendo esta dispersión prácticamente independiente de la frecuencia.

2. Dispersión Rayleigh

Gingerich (1964) y Dalgarno & Williams (1962) presentan expresiones interpolatorias para el cálculo de estas dispersiones para el Hidrógeno y Helio atómicos, y para el Hidrógeno molecular, en donde las longitudes de onda están expresadas en Å. Ellas son:

Dispersión Rayleigh para el Hidrógeno:

$$\sigma_\nu(H) = \frac{N(H, n=1)}{\rho}\left(\frac{5.799\cdot 10^{-13}}{\lambda^4} + \frac{1.422\cdot 10^{-6}}{\lambda^6} + \frac{2.784}{\lambda^8}\right)$$

donde $\lambda = \frac{2.997925\cdot 10^{15}}{\min(\nu, 2.922\cdot 10^{15})}$

Dispersión Rayleigh por moléculas de Hidrógeno (H_2):

$$\sigma_\nu(H_2) = \frac{N(H_2)}{\rho}\left(\frac{8.14\cdot 10^{-13}}{\lambda^4} + \frac{1.28\cdot 10^{-6}}{\lambda^6} + \frac{1.61}{\lambda^8}\right)$$

Dispersión Rayleigh para el Helio:

$$\sigma_\nu(He) = \frac{N(H, n=1)}{\rho}\cdot\frac{5.484\cdot 10^{-14}}{\lambda^4}\left(1 + \frac{2.44\cdot 10^5}{\lambda^2} + \frac{5.94\cdot 10^{-10}}{\lambda^2(\lambda^2 - 2.90\cdot 10^5)}\right)^2$$

donde $\lambda = \frac{2.997925\cdot 10^{15}}{\min(\nu, 5.15\cdot 10^{15})}$

Absorciones

1. Absorción por Hidrógeno atómico:

Para la absorción del H, es necesario conocer el valor de los factores de Gaunt (Gaunt, 1930). Karzas & Letter (1961) hicieron el cálculo preciso de esos factores y a sus resultados los presentaron en tablas; Kurucz (1970) en su programa Atlas interpola en esas tablas para evaluar los factores de Gaunt que necesita. En razon de que se simplifica sensiblemente el proceso de cálculo, para los factores de Gaunt utilizamos las expresiones de Gingerich (1964, 1969); por ello, cuando nos refiramos a la primera expresión (Gingerich, 1964) la denotamos como G1, mientras que para la segunda (Gingerich, 1969) la indicamos como G2. Tal como se muestra en otro lugar (Milone & Merlo, 1994), salvo para longitudes de onda inferiores a 100 Å las expresiones de Gingerich representan los valores de Karzas & Latter (1961) con un error inferior al 1 %.

Factores de Gaunt ligado-libre:

$$g_{bf}(m, x) = a_m + \frac{b_m}{x} + \frac{c_m}{x^2}$$

con $x = \lambda^{-1}$ (λ en micrones) y los coeficientes para los seis primeros niveles vienen dados en la siguiente tabla:

Tabla 1
Coeficientes de la aproximación polinomial de los factores de Gaunt ligado-libre.

N	a_n	b_n	c_n
1	0.9916	0.09068	-25.24
2	1.105	-0.7922	0.4356
3	1.101	-0.3290	0.1152
4	1.101	-0.1923	0.0511
5	1.102	-0.1304	0.02638
6	1.0986	-0.0902	0.01367

En este ajuste, los factores de Gaunt para valores de m > 6 pueden ser tomados igual a la unidad.

Factores de Gaunt libre-libre:

- G1: T$<$ 20000 K

$$g_{ff}(x,\theta) = 1.084 + \frac{0.0188}{\theta} + \frac{0.00161+\frac{0.02661}{\theta}}{x} - \frac{0.0192-\frac{0.03889}{\theta}+\frac{0.02833}{\theta^2}-\frac{0.007828}{\theta^3}+\frac{0.0007304}{\theta^4}}{x^2}$$

con $x = \lambda^{-1}$ (λ en micrones) y $\theta = 5040/T$.

- G2: T$>$ 20000 K

$$g_{ff}(\lambda, T) = f_1(T) + \lambda f_2(T) + \lambda^2 f_3(T)$$

con λ en Å y las $f_i(T)$ ($i = 1..3$) dadas por las siguientes expresiones:
$f_1(T) = 1.0828 + 3.865 \cdot 10^{-6} T$
$f_2(T) = 7.564 \cdot 10^{-7} + 4.92 \cdot 10^{-10} T - 2.482 \cdot 10^{-5} T^2$
$f3(T) = 5.326 \cdot 10^{-12} - 3.904 \cdot 10^{-15} T + 1.879 \cdot 10^{-20} T^2$

2. Absorción (*bound-free* y *free-free*) por Ion Negativo del Hidrógeno (H-)

Absorción Ligado-Libre: Diversos autores han calculado coeficientes de absorción ligado-libre para este ion. Entre ellos merecen destacarse los resultados de Wishart (1979), los cuales pueden ser ajustados en el intervalo $\lambda \in$[2250,15000] Å con una precisión del 0.2 % a través de la siguiente expresión:

$$\alpha_{bf}(\lambda) = \sum_{i=0}^{6} a_i \lambda^i$$

donde α_{bf} está en unidades de 10^{-18} cm^2/H$^-$, el factor de emisión estimulada no está incluido, λ en Å y las constantes de ajuste tienen los siguientes valores: $a_0 = 1.99654, a_1 = -1.18267 \cdot 10^{-5}, a_2 = 2.64243 \cdot 10^{-6}, a_3 = -4.40424 \cdot 10^{-10}, a_4 = 3.23992 \cdot 10^{-14}, a_5 = -1.39568 \cdot 10^{-18}, a_6 = 2.78701 \cdot 10^{-23}$.

Absorción Libre-Libre: Destacamos el trabajo de Bell & Berrington (1987). El siguiente polinomio ajusta los datos de estos autores con una precisión del 1% para θ=5040/T $\in$[0.5,2.0] y $\lambda \in$[2600,113900] Å:

$$\kappa(H^-_{ff}) = P_e \alpha_{ff} = 10^{-26} \cdot P_e \cdot 10^{f_0(\lambda)+f_1(\lambda)\log\theta+f_2(\lambda)\log^2\theta}$$

donde está incluido el factor de emisión estimulada, y además:
$f_0(\lambda) = -2.2763 - 1.6850\log\lambda + 0.76661\log^2\lambda - 0.0533464\log^3\lambda$
$f_1(\lambda) = 15.2827 - 9.2846\log\lambda + 1.99381\log^2\lambda - 0.142631\log^3\lambda$
$f_2(\lambda) = -197.789+190.266\log\lambda-67.9775\log^2\lambda+10.6913\log^3\lambda-0.625151\log^4\lambda$

Otras Absorciones Continuas: Además de las citadas, existen algunas resonancias del ion H^-, las cuales incrementan las transiciones desde estados ligados hacia niveles inestables de energías en el continuo. Estas absorciones se extienden sobre intervalos muy cortos de longitudes de onda, y probablemente afecte muy poco en la opacidad estelar. Asimismo, Myerscough (1968) encontró que el continuo prohibido del H^- afecta despreciablemente en los espectros.

3. Absorción free-free por Molécula de Hidrógeno (H_2)

Estas moléculas aparecen en las atmósferas de un gran número de estrellas frías. Las moléculas de H_2 son más numerosas que el Hidrógeno atómico para estrellas más frías que las de tipo espectral M intermedias, y si bien estas moléculas no absorben en el rango visible, sí lo hacen sus iones.

4. Absorción (bf y ff) por Molécula de Hidrógeno ionizada (H_2^+)

La absorción del H_2^+ es un significativo absorbedor en el espectro ultravioleta. Los trabajos que al respecto merecen destacarse son las tabulaciones de Bates (1951, 1952) para $\lambda \in$ [3846,200000] y $T_3 \in$ [2.5,12], pudiéndose utilizar expresiones asintóticas para λ mayores. Estos cálculos fueron realizados utilizando el momento dipolar cuántico, pero tratando a los núcleos como partículas clásicas. Matsushima (1964) demostró que la absorción del H_2^+ es menor del 10 % que la absorción del H^- para longitudes de onda mayores a los 4000 Å. El ion negativo H_2^- es el contribuyente molecular más importante a la opacidad continua en las atmósferas de las estrellas tardías, particularmente en las estrellas M donde la abundancia del Hidrógeno molecular es importante, teniendo una gran eficiencia en el rango infrarrojo (John, 1994). Los cálculos llevados a cabo por este autor lo llevan a concluir que los valores mas precisos de la absorción libre-libre del ion H_2^- se obtienen a partir del método basado en la transferencia elástica del impulso lineal a las secciones eficaces. También existen tabulaciones mas antiguas brindadas por Somerville (1964), para valores de $\lambda \in$ [3038,151878] y $\theta \in$ [0.8,3.6].

5. Absorción (bf y ff) por átomo de He I

Absorción Ligado-Libre: Jacobs et al. (1974) calcularon secciones eficaces de fotoionización de los estados excitados 2^1S, 2^3S, 2^1P y 2^3P del Helio neutro para energías fotoelectrónicas por debajo del límite $n = 2$ del He^+, utilizando funciones de onda de estados ligados obtenidas por Hylleraas (1950) y funciones

de onda de acople final próxima del 1s2s2p. Para $n = 1$, 2 y 3 adoptamos la aproximación de Kurucz (1970); a partir de $n = 4$ se consideran los niveles hidrogénicos.

Absorción Libre-Libre: Opacidades libre-libre han sido calculadas por Peach (1967), pero dado que tiene un valor aproximadamente igual al del Hidrógeno, pueden ser utilizados los valores de este último.

6. Absorción (bf y ff) por Ion Negativo del Helio (He^-)

Absorción Ligado-Libre: La absorción ligado-libre de este ion es considerada generalmente despreciable debido a que, tal como ocurre con el ion negativo del Hidrógeno, tiene un solo nivel ligado, pero esta vez con una energía de ligadura mas fuerte (19 eV). Además bajo condiciones normales, la población de este nivel es considerablemente baja para merecer alguna consideración.

Absorción Libre-Libre: En las estrellas frías, las transiciones libre-libre de este ion pueden ser de importancia para longitudes de onda larga. Cálculos llevados a cabo por McDowell et al. (1966) muestran un comportamiento cualitativo similar a la opacidad libre-libre del ion H^-. El ajuste polinomial de estos autores, el cual brinda la sección eficaz con una precisión mejor del 2% para $\lambda > 3000$ Å y en donde se incluye la emisión estimulada, es el siguiente:

$$\log \alpha(He^-_{ff}) = b_0(\theta) + b_1(\theta)\lambda^{1/3} + b_2(\theta)\lambda^{1/2} + b_3(\theta)\lambda$$

donde, θ=5040/T y los coeficientes de ajuste tienen las siguientes expresiones:
$b_0(\theta) = -3.183 \cdot 10 + 1.358\theta - 1.047 \cdot 10^{-1}\theta^2 - 2.819 \cdot 10^{-2}\theta^3$
$b_1(\theta) = 4.332 \cdot 10^{-1} - 1.268 \cdot 10^{-1}\theta - 3.535 \cdot 10^{-3}\theta^2 + 6.869 \cdot 10^{-3}\theta^3$
$b_2(\theta) = -4.808 \cdot 10^{-2} + 1.960 \cdot 10^{-2}\theta + 4.305 \cdot 10^{-5}\theta^2 - 9.558 \cdot 10^{-4}\theta^3$
$b_3(\theta) = 1.788 \cdot 10^{-5} - 1.192 \cdot 10^{-5}\theta + 7.870 \cdot 10^{-7}\theta^2 + 3.936 \cdot 10^{-7}\theta^3$

7. Absorción Metálica (C I, Mg I, Al I y Si I)

En nuestros cálculos de la opacidad continua hicimos fuerte hincapié en la determinación precisa de los aportes provenientes de algunas especies metálicas a la misma. En este sentido se tomaron como referencia los elementos utilizados por Vernazza et al. (1976) en el cálculo de la opacidad continua para la determinación de la estructura de la cromosfera solar; los mismos fueron el C I, el Mg I, Al I y el Si I. Como se utilizaron diversas expresiones interpolatorias para las secciones eficaces ligado-libre de las diferentes series correspondientes a los elementos en cuestión, se tuvo que llevar a cabo un cuidadoso análisis espectroscópico con el objeto de disponer de una actualizada y completa estructura de niveles y subniveles atómicos para poder realizar el cálculo. La expresión utilizada para el coeficiente de absorción ligado-libre en unidades de cm^{-1} fue la siguiente:

$$\kappa(\lambda) = \sum_{l=1}^{8} n_l \cdot (1 - e^{-h\nu/kT}) \cdot \sigma_l(\lambda) \cdot 10^{-18}$$

con σ_l (λ) la sección eficaz del elemento en cuestión y correspondiente a la serie l, siendo evidentemente nula para todas aquellas longitudes de onda superiores a una longitud de onda crítica (λ_l).

En la Tabla 2 se resumen las expresiones interpolatorias utilizadas para evaluar la sección eficaz $\sigma_l(\lambda)$ de cada uno de los elementos metálicos considerados.También se especifican los valores de las funciones de partición utilizadas para el cálculo, las cuales fueron consideradas constantes. Asimismo, en las figuras 1a y 1b se muestran, comparativamente, la dependencia con la longitud de onda de los coeficientes de absorción considerados, para una atmósfera solar, una temperatura de 5040 K y $log(P_e)$=1.

Tabla 2
Resumen de las expresiones interpolatorias para evaluar las secciones eficaces del C I, Mg I, Al I y Si I.

CARBONO (C I)	MAGNESIO (Mg I)	ALUMINIO (Al I)	SILICIO (Si I)
$(l = 1..3)$	$(l = 1, 2, 4..8)$	$(l = 1..8)$	$(l = 1)$
$\sigma_l(\lambda) = a_l(\lambda/\lambda_l)^{s_l}$	$\sigma_l(\lambda) = a_l(\lambda/\lambda_l)^{s_l}$	$\sigma_l(\lambda) = a_l(\lambda/\lambda_l)^{s_l}$	$\sigma_l(\lambda) =$
$-b_l(\lambda/\lambda_l)^{s'_l}$			$37 : \lambda \in [1350, \lambda_l]$
a_l=40.4,28.7,33.6	a_l=1.1,20,2.1,	a_l=65,10,10,47,	$37\frac{\lambda}{1350} : \lambda < 1350\mathring{A}$
b_l=28.2,18.4,24.0	0.43,45,25,33.8	14.5,56.7,50,50	
s_l=2,1.5,1.5	s_l=10,2.7,2.6,	s_l=4.4,2,2,1.83,	
s'_l=3,2.5,2.5	2.6,2.7,2.7,2.8	1,1.9,3,3	$(l = 2..8)$
			$\sigma_l(\lambda) = a_l(\lambda/\lambda_l)^{s_l}$
$(l = 4..8)$	$(l = 3)$		a_l=35,46,15,1.25
$\sigma_l(\lambda) = a_l(\lambda/\lambda_l)^{s_l}$	$\sigma_l(\lambda) = 16(\lambda/\lambda_3)^{2.1}$		4.09,18,14.1
a_l=1,0.2,1.54,16,2.1	$-7.8(\lambda/\lambda_3)^{9.5}$		$s_l = 3, 0.5, 3, 2, 2, 3, 3$
s_l=3,1.2,1.2,3,1.5			2,3,3
$log(u_0)$=1.00	$log(u_0)$=0.15	$log(u_0)$=0.81	$log(u_0)$=1.04
$log(u_1)$=0.80	$log(u_1)$=0.31	$log(u_1)$=0.01	$log(u_1)$=0.77
$log(u_2)$=0.00	$log(u_2)$=0.00	$log(u_2)$=0.30	$log(u_2)$=0.00

Finalmente digamos que para el cálculo de las absorciones metálicas redujimos la cantidad de niveles cuasihidrogénicos en el Mg I (tomando hasta n = 15 y Z_{ef} (n≥15)=1.05) y en el Al I (considerando hasta n=22 y Z_{ef} (n≥11) = 1.08).

Referencias

Bates, D.R.: 1951, *M.N.R.A.S.*, **111**, 303.

Bates, D.R.: 1952, *M.N.R.A.S.*, **112**, 40.

Bell, K.L. & K.A. Berrington: 1987, *J. Physics B: At.Molec.Phys.*, **20**, 801.

Dalgarno, A . & D.A. Williams: 1962, ApJ, **136**, 690.

Gaunt, J.A.: 1930, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Ser. A, **229**, 1045.

Gingerich, O.: 1964, Proc. 1^{st} Harvard-Smithsonian Conf. on Stellar Atmospheres, *SAO Spec. Rep.* N^o 167.

Gingerich, O.: 1969, Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres, *Proc. 3^{rd} Harvard- Smithsonian Conf. on Stellar Atmospheres*, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, p. 399.

Jacobs, V.L., Bhatia, A.K. & A. Ternkin: 1974, ApJ, **191**, 785.

John, R.T: 1994, *M.N.R.A.S.*, **269**, 865.

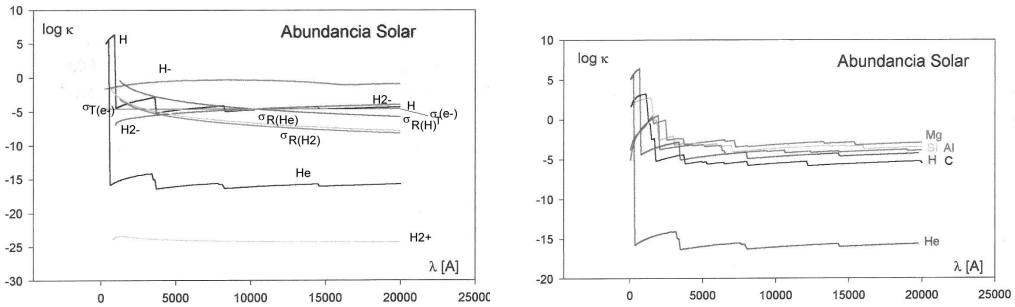


Figura 1. *Fig. 1a (izquierda):* Dependencia con λ del coeficiente de absorción y dispersión para especies atómicas y moleculares del H y del He, en una atmósfera de abundancia solar, considerando $T = 5040$ K y $log(P_e) = 1$. *Fig. 1b (derecha):* Dependencia con λ del coeficiente de absorción de los átomos de H, He, C, Mg, Al y Si, en una atmósfera solar, para $T = 5040$ K y $log(P_e) = 1$.

Hylleraas, E.: 1950, ApJ, **111**, 209.

Karzas, W.J. & R. Latter: 1961, *Ap.J.Suppl.*, **6**, 167.

Kurucz, R.L.: 1970, ATLAS: A Computer Program for Calculating Model Stellar Atmospheres, *SAO Spec. Rep.* N^o 309, p. 80.

McDowell, M.R.C., Williamson, J.H. & V.P. Myerscough: 1966, ApJ, **144**, 827.

Matsushima, S.: 1964, Proc. 1^{st} Harvard-Smithsonian Conf. Stellar Atmospheres, *SAO Spec. Rep.* N^o 167, p.42.

Merlo, D.C. & L.A. Milone: 2003a, *Astroph. Space Sci.*, **288**, 223.

Merlo, D.C. & L.A. Milone: 2003b, *Bol. Asoc. Arg. Astr.*, **46**, 42.

Milone, L.A. & D.C. Merlo: 1994, *Astroph. Space Sci.*, **220**, 235.

Milone, L.A. & D.C. Merlo: 1998, *Bol. Asoc. Arg. Astr.*, **42**, 29.

Milone, L.A. & D.C. Merlo: 1999, *Bol. Asoc. Arg. Astr.*, **43**, 36.

Myerscough, V.P.: 1968, ApJ, **153**, 421.

Peach, G.: 1967, *M.N.R.A.S.*, **71**, 1.

Sommerville, W.B.: 1964, ApJ, **139**, 192.

Vernazza, J.E., Avrett, E.H. & R. Loeser: 1976, *Ap. J. Supp. Ser.*, **30**, 1.

Wishart, A.W.: 1979, *M.N.R.A.S.*, **187**, 59P.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Discos circumestelares en objetos FU Orionis

Javier A. Rodón y Mercedes Gómez

Observatorio Astronómico Córdoba, UNC
rodon@oac.uncor.edu; mercedes@oac.uncor.edu

Abstract. We show the observed Spectral Energy Distributions (SEDs) of the FU Orionis objects V1057 Cyg, V1647 Ori and V346 Nor, and we present models of them, made with a Monte Carlo code. With these models we have determined the physical and geometrical parameters of the disks, confronting them with the canonical parameters asigned to T Tauri objects.

Resumen. Mostramos las distribuciones espectrales de energía (SEDs) observadas de los objetos FU Orionis V1057 Cyg, V1647 Ori y V346 Nor, y presentamos modelos de ellos, elaborados con un código Monte Carlo. Con esos modelos hemos determinado los parámetros físicos y geométricos de los discos, comparándolos con los parámetros canónicos asignados a los objetos T Tauri.

Introducción

La clase de objetos FU Orionis fue definida en base a las características observacionales presentadas por los prototipos de la clase, las estrellas FU Orionis, V1057 Cygni y V1313 Cygni. La principal característica, en base a la cual Herbig (1977) definió la clase, es el aumento del brillo en la región del óptico en 3 - 6 magnitudes en el lapso de meses, fenómeno conocido como "estallido". Luego del estallido permanecen brillantes por décadas, decayendo en el lapso de unos pocos siglos hacia su brillo previo. Además se observan distintos fenómenos espectroscópicos típicos de la clase. El más llamativo es la variación del tipo espectral con la longitud de onda, yendo desde los tipos F - G en la zona del óptico hasta los K - M en la zona infrarroja. Otros son la variación del ancho de línea con la longitud de onda y la presencia de líneas con perfiles P Cygni (Hartmann & Kenyon 1996), y con dos picos (Hartmann & Calvet 1995). Todas estas peculiaridades espectroscópicas son explicadas con un disco circunestelar de polvo y gas en rotación kepleriana alrededor de la estrella, lo cual también explica los excesos de emisión en el infrarrojo detectados (Hartmann & Kenyon 1996). Los objetos FU Orionis son objetos jóvenes, indicado por la presencia de la línea del litio en 6707 Å, su asociación cinemática y espacial con las regiones de formación estelar y con nebulosas de reflexión así como también la presencia de jets ópticos y flujos moleculares asociados a éstos objetos. Los objetos FU Orionis son estrellas en formación, de clases I y II según la clasificación de Lada (1987). Estas estrellas están aún embebidas en la nube molecular de la cual

colapsaron, lo cual implica una alta extinción en el rango visual, del orden de hasta la decena de magnitudes. También cuentan con un disco circunestelar de polvo y gas, el cual es consecuencia directa del proceso de colapso. Este disco es esencial en el entendimiento del fenómeno FU Orionis, ya que es allí donde se produce el mecanismo de acreción que da lugar al característico estallido en el brillo. Sea cual fuere el mecanismo de acreción, normalmente ocurre a una tasa constante, suposición respaldada por distintos modelos. Esta tasa de acreción es del orden de 10^{-7} $M_{\odot}$ por año. Sin embargo, aparentemente los discos circunestelares incurren periódicamente en inestabilidades térmicas, las cuales se desencadenan básicamente por una acumulación de material en sus zonas internas que calienta y desestabiliza la estructura del disco. La única solución posible a esta situación es aumentar abruptamente la tasa de acreción (Hartmann & Kenyon 1996). Esto se traduce en una mayor emisión de energía por parte del disco , lo cual se observa como el aumento del brillo en todo el espectro, principalmente en las zonas del ultravioleta y óptico ya que esa emisión proviene de las zonas internas del disco, las más calentadas por la inestabilidad térmica.

Procedimiento

Las distribuciones espectrales de energía (SEDs) utilizadas son confeccionadas con datos fotométricos recopilados de distintos trabajos. Se procura abarcar todo el rango espectral, desde el ultravioleta hasta el milimétrico. Debido a que las estrellas FU Orionis son variables, se pretende utilizar observaciones contemporáneas entre si. Esto es principalmente importante en la zona del óptico e infrarrojo cercano, donde la variación es mayor. Los datos recopilados corresponden a diversos sistemas fotométricos y misiones espaciales, como por ejemplo el sistema de Johnson, el UBVR_cI_c de Cousins y las misiones IRAS, MSX y Spitzer. Como la SED se representa en un gráfico flujo vs. longitud de onda, es necesario transformar los datos en magnitudes a flujos. Para ello se recurre a las calibraciones fotométricas citadas en los trabajos de donde fueron extraídas las observaciones.

El modelo de Whitney et al. (2003) reproduce un sistema protoestelar consistente en una fuente central emisora de fotones, un disco circunestelar a su alrededor y una nube de gas y polvo envolviendo a ambos (la "envolvente"). El código se basa en las rutinas Monte Carlo aplicadas al transporte radiativo, mediante las cuales realiza el seguimiento de fotones no polarizados emitidos por la fuente a medida que son dispersados y absorbidos por las distintas componentes del sistema. Como resultado el código calcula la cantidad de flujo que ha sido absorbida por las componentes, valiéndose para ello del conteo de fotones en las casillas de una grilla espacial en la cual ha dividido el sistema. La entrada del modelo es una serie de parámetros físicos y geométricos de la estrella, el disco circunestelar y la envolvente de polvo.

Una vez confeccionada la SED con las observaciones recopiladas, se la compara con una serie de modelos realizados a modo de patrones. De esa comparación se determinan los principales parámetros del disco y la envolvente. En el caso de los parámetros estelares, los mismos son extraídos de la literatura. A continuación se procede a realizar modelos rápidos en los cuales se van modificando

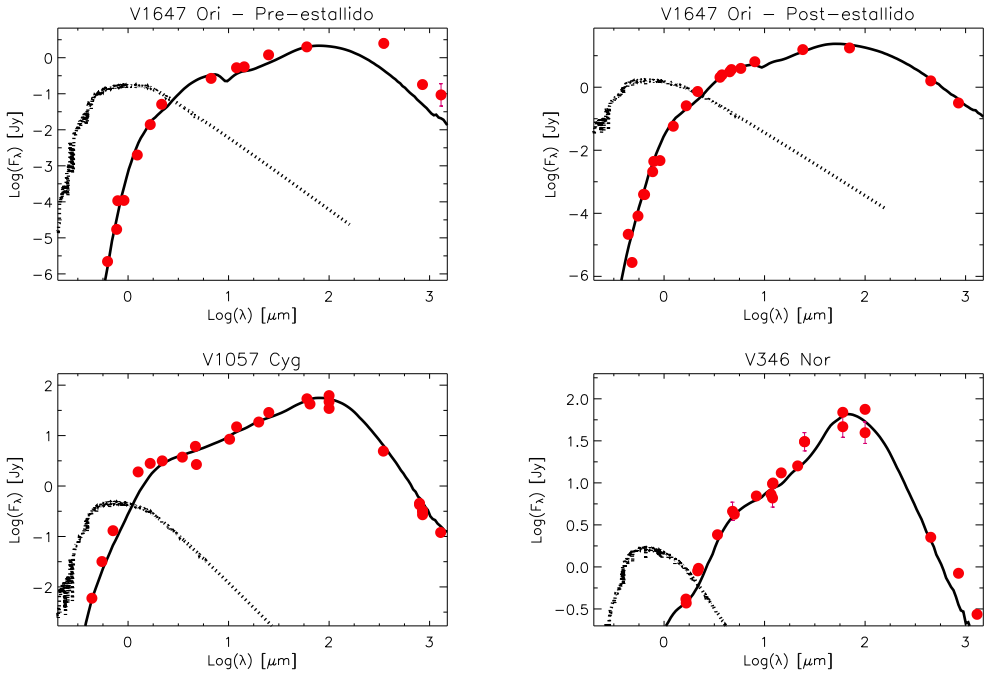


Figura 1. Mejores ajustes obtenidos a las SEDs observadas. La línea sólida es la SED modelada y los puntos son las observaciones. Como referencia, se ha incluido en línea de trazos el modelo de atmósfera de Kurucz para la temperatura efectiva del modelo. No se han graficado las barras de error cuando son menores que el punto.

los distintos parámetros del modelo a fin de reproducir la SED observacional. Una vez lograda una buena aproximación con los modelos rápidos, se realiza un modelo con mayor relación señal/ruido, para poder apreciar mejor los detalles de la SED.
Los modelos son calculados en dos equipos Pentium IV a 2.0 GHz con 1GB de memoria RAM, en las cuales los modelos aquí presentados tardaron $\sim$ 50 horas para realizarse.

Resultados – Discusión

En la Tabla 1 se presentan los principales parámetros obtenidos hasta este momento para los modelos de los objetos reproducidos, mientras que la Figura 1 muestra las SEDs sintéticas obtenidas junto con las observaciones recopiladas de la literatura. En el caso de V1647 Ori se cuenta con información observacional antes y después de su estallido, registrado en el 2004, por lo que se modelaron las SEDs correspondientes a antes y después del estallido. Como podemos ver en la Tabla 1, las temperaturas efectivas obtenidas para las estrellas FU Orionis son correspondientes a tipos espectrales F, bastante más tempranos que los tipos espectrales K y M asociados a estrellas T Tauri. También apreciamos el aumento en la tasa de acreción de material desde la estrella al disco, pasando

de $\sim 10^{-6}$ – 10^{-7} $M_\odot$/año a $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} $M_\odot$/año, como predice el modelo de inestabilidad térmica (Hartmann & Kenyon, 1996). Otro cambio importante en las FU Orionis es el marcado aumento de masa en el disco. Vemos como la masa del disco es del orden de 0.1 $M_\odot$, mientras que a los discos de las estrellas T Tauri se les determinan masas del orden de 0.01 $M_\odot$ (Beckwith et al. 1990). Este hecho también respaldaría la hipótesis de la inestabilidad térmica como desencadenante del estallido FU Orionis, ya que dicha inestabilidad ocurre cuando aumenta la cantidad de material en el disco. Hay que notar que de los 3 objetos aquí presentados sólo V1057 Cyg es de Clase II, mientras que el resto son de Clase I. Teniendo esto en cuenta, vemos que los tamaños de los 2 objetos Clase I modelados son concordantes con los considerados típicos para la Clase I, de $\sim 10^2$ UA (Padgett et al. 1999). Aún no podemos realizar un análisis estadístico detallado debido a la escasa cantidad de datos que por el momento disponemos. Sin embargo se espera contar con una mayor base estadística en un futuro próximo para realizar el análisis.

Tabla 1
Principales parámetros de los modelos obtenidos hasta el momento.

Parámetros	V1057 Cyg	V346 Nor	V1647 Ori (post estallido)	V1647 Ori (pre estallido)	
Radio (R)	5	5	5	2.5	
Temp. efectiva (°K)	6500	7000	7000	5400	Fuente
Masa (M)	0.7	2	2	0.55	
Masa (M)	0.15	0.15	0.25	0.02	
Radio máx. (UA)	700	100	500	500	Disco
Radio mín. (UA)	5	4	4	4	
Acreción ($M_\odot$/año)	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	
Radio máx. (UA)	5000	8000	2000	2000	
Acreción ($M_\odot$/año)	5×10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-7}	Envolvente
Apertura Cavidad (°)	30	30	70	70	en colapso
Inclinación (°)	0	60	60	60	

Referencias

Beckwith, S., Sargent, A. I., Chini, R. S. & Guesten, R., 1990, AJ, 99, 924

Hartmann, L., & Calvet, N., 1995, AJ, 109, 1849

Hartmann, L., & Kenyon, S. J., 1996, ARA&A, 34, 207

Herbig, G. H., 1977, ApJ, 217, 693

Lada, C. J., 1987, en Star Forming Regions (IAU Symp. 115), Eds. M. Peimbert & J. Jugaku, Reidel, Dordrecht, pag. 1

Osterloh, M., & Beckwith, S. V. W., 1995, ApJ, 439, 288

Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., Strom, S. E., Terebey, S., & Koerner, D., 1999, AJ, 117, 1490

Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., & Wolff, M. J., 2003, ApJ, 591, 1049

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Detection of a young stellar population in the background of open clusters in the Third Galactic Quadrant (implicancies)

Rubén A. Vázquez
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP, IALP-CONICET, Paseo del Bosque s/n, La Plata, Argentina
Giovanni Carraro
Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile
Andre Moitinho
CAAUL, Observatório Astronómico de Lisboa, Tapada da Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal
Gustavo Baume
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP, IALP-CONICET, Paseo del Bosque s/n, La Plata, Argentina

Abstract. We report on the detection of a young stellar population ($50 <$ age < 100 Myrs) in the background of young open clusters in the Third Galactic Quandrant that follows remarkably well the trace of the Norma-Cygnus spiral arm as defined by CO clouds. This population coincides with the one recently detected in 3 intermediate-age open clusters and suggested to be a 1-2 Gyr old population belonging to the Canis Major overdensity (Bellazzini et al. 2004). The distances and ages of the population we detected definitely rule out this possibility.
Resumen. Reportamos la detección de población estelar jóven ($50 <$ edad < 100 Myrs) por detrás de cúmulos abiertos jóvenes en el Tercer Cuadrante Galactico que sigue apretadamente la traza del brazo espiral de Norma-Cygnus definido por nubes de CO. Esta población coincide con otra recientemente detectada en 3 cúmulos de edad intermedia y que se sugirió era una población de 1-2 Gyr perteneciente a la sobredensidad de Canis Major (Bellazzini et al. 2004). La distancia y edades de la población que detectamos deja fuera esta posibilidad.

Introduction

The Canis Major (CMa) overdensity detection by Martin et al. (2004) produced great interest for the Third Galactic Quadrant (TGQ) of the Milky Way. The lively debate in the last years (Momany et al. 2004, Bellazzini et al. 2004) on this overdensity clearly demands a better picture of the Galaxy structure in this region. Surprisingly, the shape and extension of the Perseus and Cygnus-Norma arms in the TGQ are far from being clear and settled. Russeil (2003) finds that both the Perseus and Norma-Cygnus arms are not visible at all in the TGQ confirming previous results by May et al. (1997). In fact, May et al.

mapped the region with CO clouds finding no grand design spiral features in this Galaxy location but confirming the shape and location of the Galactic warp. No attempts have been done so far to probe the structure of the TGQ with star clusters. Clearly, modern surveys of young stars clusters and CO clouds are needed to better trace the spiral pattern in this interesting region of the Galaxy.

Data and analysis

Our group conducted a systematic UBVRI photometric survey of more than 30 open clusters in the TGQ, in a zone ($270^\circ < l < 180^\circ$, $-8^\circ < b < +5^\circ$, approximately) described in full detail in Moitinho (2001) (see also Giorgi et al. (2005) and Carraro et al. (2005) and references therein). Young open clusters are widely recognized to be ideal spiral arm tracers (Feinstein 1994) because of their ages which make them close to the spiral arm where they formed, and because of the precise determinations of reddening and distances. Our photometry is homogeneous with typical errors < 0.1 mag in all the color combinations down to the limiting magnitude of $V = 21$; the photometry is accurate and consistent with other previously published works (Moitinho 2001). We distinguish in nine open clusters three populations as shown in the template of Fig. 1, where the color-color and color-magnitude diagrams of NGC 2302, NGC 2349 and NGC 2362 are included. They are:

- The cluster populations (the upper, bluer main sequences, fitted by the Schmidt-Kaler (1982) intrinsic relation -dotted lines) following a normal reddening law -long–dashed line- that hold in this direction of the Galaxy (Moitinho 2001).
- A fainter, more reddened and distant young population indicated by filled squares in the NGC 2302 diagrams (fitted by the Schmidt-Kaler (1982) intrinsic relation -solid lines). We refer to this population as the Blue Plume (BP).
- The Galactic disk field population.

For comparison purposes, we also show the photometric diagrams of the open cluster NGC 2453 ($l = 243.53^\circ, b = -0.93^\circ$) where the BP is completely absent. It is remarkable not only that the BPs with the same age and shape are visible in all the nine clusters irrespective of its position but also that the BP feature we find appears also in the fields of NGC 2477 (Momany et al. 2001), Tombaugh 1 (Carraro & Patat 1995) and Berkeley 33 (Carraro et al. 2005), 3 other negative latitude clusters. We recall that this feature has been currently suggested to be an intermediate-age (1-2 Gyr) population associated with the CMa overdensity. We want to remark that the BP pattern shown in our nine clusters covers over 40° -see Fig 2, lower left panel, in advance- in galactic longitude, with distances going from 6 to 11 kpc from the sun (Carraro et al. 2005b). For the sake of completeness we now include also six more clusters: NGC 2477 ($l = 253.58^\circ, b = -5.84^\circ$), Bellazzini et al. 2004), NGC 2168 ($l = 186.59^\circ, b = +2.19^\circ$) and NGC 2323 ($l = 221.68^\circ, b = -01.31^\circ$) (Kalirai et al. 2003, Fig.1 and 2) and three more from Moffat et al (1979), the S groups -distant early type stars. We show in

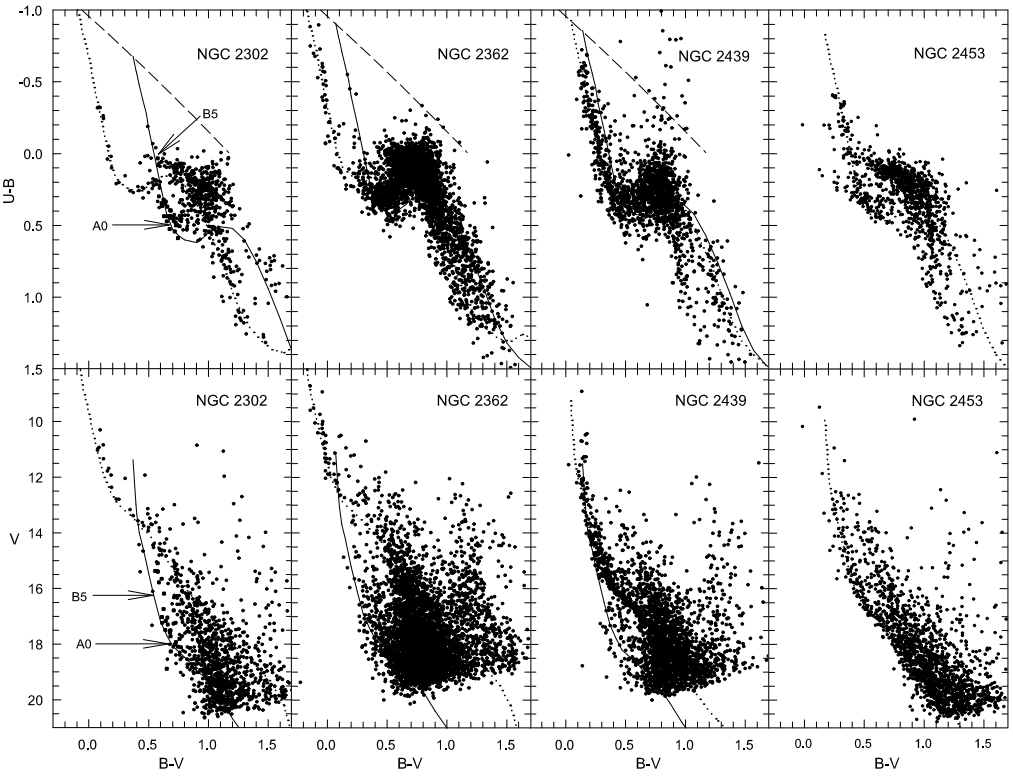


Figura 1. Template showing 4 open clusters in the TGQ. In all cases, the Color-color and Color-magnitude diagramas show the intrinsic line (dooted line) fitted to the cluster population and the Blue Plume (solid line).

Fig. 2 their distribution in the X-Z (left upper panel) and the X-Y planes (lower left panel). To facilitate further interpretations we also indicate in the figure the distribution of CO clouds from the recent study by May et al. (2005) depicted as open squares (right panels, Fig. 2). Many of these clouds, by the way, harbour IRAS sources (Bronfman et al. 2005), suggesting that star formation is still going on at their location.

Figure 2 is the distribution of clusters, BPs and CO clouds in rectangular coordinates centered in the sun, whose position is always at 0-0. According to our analysis we distinguish spatially two groups, filled triangles indicate BPs and clusters located at the Norma-Cygnus arm while filled circles show objects belonging to the Perseus-arm and/or the Local arm. As seen in the upper panels of Fig. 2, distant clusters and BP objects fall all down $b = 0^\circ$ exactly as CO clouds do being this a clear effect of the Galactic warp. Lower right panel shows that CO clouds trace very well the expected position of the Norma-Cygnus spiral arm -Russeil 2003- and that the BP and open clusters closely follow distance, longitude and latitude of the outer spiral arm. We found two clusters which de-

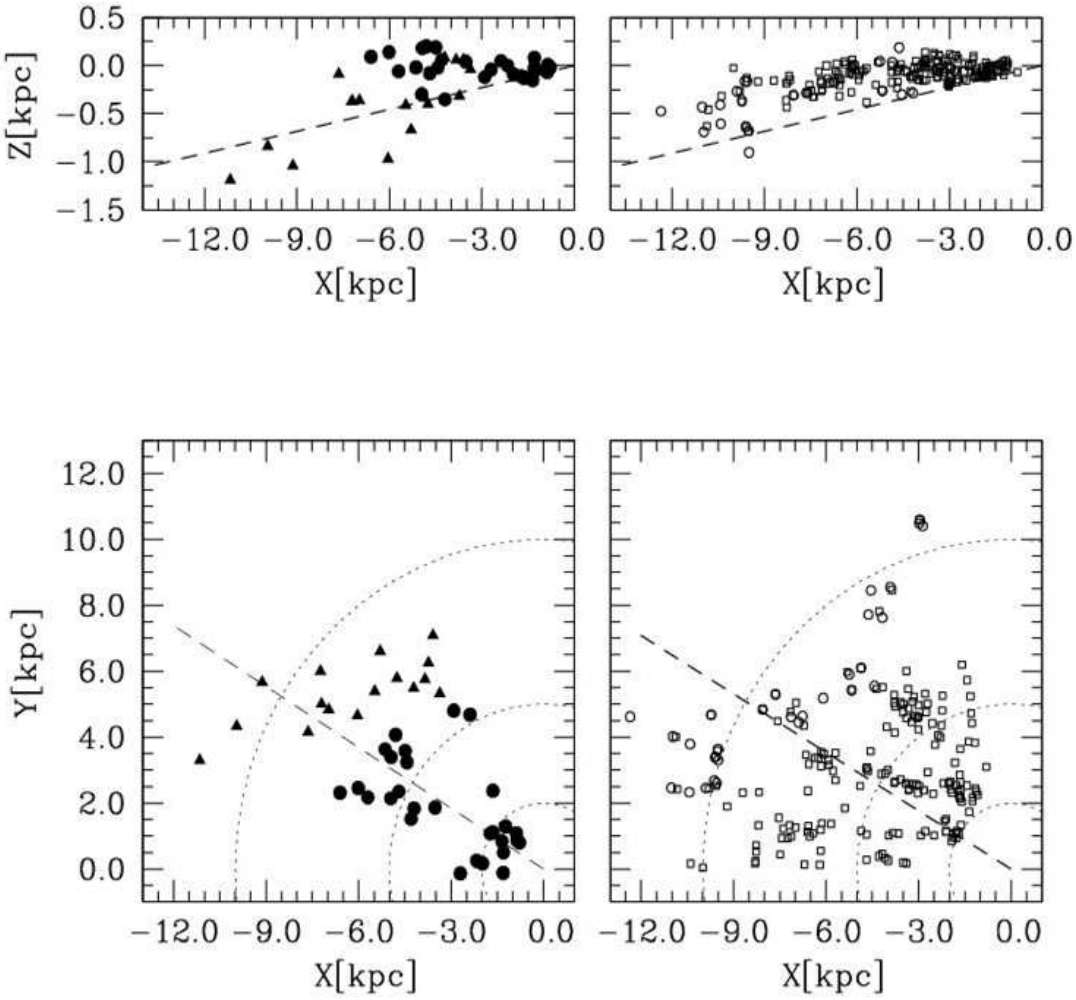


Figura 2. Upper panel: X-Z distribution of open clusters and BP patterns -left- and CO clouds -right. Lower panel: the same in X-Y. Left panels show the Norma-Cygnus components with filled triangles and filled circles for those ones in Perseus and/or Local-arm. The dashed straight lines in the panels indicate the direction toward the CMa overdensity is assumed to lie

viate from that, NGC 2533 and Ruprecht 55 which lie both above the Galactic plane, closer to the sun, and follow the expected extension of the Perseus arm in the TGQ (May et al. 1997, 2005). Comparing the locations of the BP and open clusters with the ones of CO clouds it is clear that the PB is a good spiral arm indicator. Therefore, the BP seems to be young, distant population. Notice that several BPs coincide with the direction toward CMa.

The dashed lines in both upper panels correspond to the direction toward which the CMa overdensity is detected. Certainly, along this direction not only clusters but also field stars are detected thanks to absorption windows. It is then

possible that CMa overdensity is the result of the superimposition of layers of intermediate and old stars.

Conclusions

Though our new results confirm a recent work by Carraro et al. (2005b) we want to emphasize the fact that a significant star concentration is visible in the color-magnitude diagram of NGC 2362 at $V \approx 14 - 19$, remarkably similar to that seen in NGC 2477 (Bellazzini et al. 2004). According to the current interpretation, this population lies between the cluster and the BP, so in the inter-arm zone, since it is the same population ascribed to CMa overdensity, which lies at 8.5 kpc from the Sun covering around 12° in galactic longitude. But our observations include the U filter and the combination of the $B-V$ and $U-B$ indices allow a precise estimation of the reddening undergone for stars in the BP. Consequently, we can give a better distance estimation of the BP objects. Therefore, the BP seen in the background of NGC 2477 and NGC 2362 is the same star population but located beyond the usual distance attributed to the CMa overdensity.

Another interesting argument against the CMa overdensity comes from the CMD of NGC 2168 (Kalirai et al. 2003, Fig.1 and 2): there is the BP and the same MS as in NGC 2477 and the F-XMM field shown in. Now, the two clusters lie 35° apart in longitude and 3.5° in latitude, and while NGC 2477 is clearly in the CMa region, NGC 2168 is without any doubt out of reach of the overdensity main body.

The BP in NGC 2168 belongs to the Perseus arm, the one in NGC 2477 to the outer arm. Since intermediate-age and old stars are expected to populate the inter-arm region, our findings support the idea that the BP in the CMa direction is simply young population associated to the Norma-Cygnus arm, since it turns out to be younger and distant than suggested before and situated in an area encompassing a significant sector of the TGQ, where the Norma-Cygnus spiral arm is expected to lie. Due to space limitations we will remark briefly that what Fig. 2 is additionally showing is that the galactic plane goes below $b = 0°$ for distances larger than 3 kpc from the sun. Indeed, both arms, Norma-Cygnus and Perseus enter the TGQ not far from $b = 0°$ but at $l = 220°$ while Perseus holds the relative location respect the mean galactic equator, Norma-Cygnus falls, reaching a depth of about 1 kpc. This effect is usually known as the warp and its trace is outlined by very far open clusters, BP objects and CO clouds. It is worth mentioning to support our conclusions that May et al (1997) show at $l = 240°$ a clear bridge of material extending for more than 6 kpc, exactly toward the CMa overdensity direction.

References

Bronfman L., May J., Alvarez H., 2005 AJ submitted

Bellazzini M., Ibata R.A., Monaco L., Martin N., Irwin M.J., Lewis G.F., 2004, MNRAS 354, 1278

Carraro G., Patat F., 1995 MNRAS 276, 563

Carraro G., Geisler D., Baume G., Vázquez R.A, Moitinho A., 2005, MNRAS, in press

Carraro G., Vázquez R., Moitinho A., Baume G., 2005b, ApJ 630 L153

Feinstein A., 1994, Rev. Mex. Astron. Astroph. 29, 141

Giorgi E.E., Baume G., Solivella G., Vázquez R.A., 2005, A&A 432, 491

Kalirai J.S., Fahlman G.G., Richer, H.B., Ventura, P., 2003, AJ 126, 1402

Martin N., Ibata R.A., Bellazzini M., Irwin M.J., Lewis G.F., Dehnen W., 2004, MNRAS 348, 12

May J., Alvarez H., Bronfman L., 1997, A&A 327, 325

May J., Alvarez H., Bronfman L., 1997, A&A submitted

Moffat A., Jackson P.D., Fitzgerald M.P., 1979 A&AS 38, 197

Moitinho A., 2001, A&A 370, 436

Moitinho A., Alves J., Huélamo, N. Lada, C. J. Momany Y. et al, 2001 A&A 379, 436

Momany Y., Zaggia S.R., Bonifacio P., Piotto G., De Angeli F., Bedin L., Carraro G., 2004, A&A 421, L29

Russeil D., 2003, A&A 397, 133

Schmidt-Kaler, Th. 1982, Landolt-Bornstein, Numerical data and Funct ional Relationships in Science and Technology, New Series, Group VI, Vol. 2(b), K. Schaifers and H.H. Voigt Eds., Springer Verlag, Berlin, p.14

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Perfiles de Hα en emisión con picos múltiples

J. Zorec
Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Univ. P.& M. Curie, zorec@iap.fr
M. L. Arias
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina, mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar
Y. Frémat
Observatoire Royal de Belgique, Belgium

Abstract. The Hα emission line profile of Be stars have sometimes three or more peaks. The same type of line profile is also found in active objects with the B[e] phenomenon. In this contribution we discuss the formation of such emission line profiles in terms of rapidly expanding circumstellar rings.
Resumen. La línea Hα en emisión presente en los espectros de las estrellas Be muestra en algunos casos un perfil de tres o más picos. Este mismo tipo de perfil se observa en objetos que presentan el fenómeno B[e]. En este trabajo discutimos la formación de tales perfiles en emisión en términos de anillos circunestelares en expansión rápida.

Introducción

Los perfiles de Hα en emisión con tres o mas picos bien definidos no son una característica muy frecuente en el espectro de las estrellas Be. Sin embargo, existen algunos objetos que muestran este tipo de perfiles: ϕ Per, ζ Tau, 59 Cyg, ν Gem, HD206773, etc (Be star Atlas, 2005). También se han reportado perfiles de tres picos de líneas de Fe II en emisión en el objeto B[e] CI Cam (Miroshnichenko et al. 2002).
En la Fig. 1 (izquierda) se presenta una serie de perfiles de la estrella ζ Tau tomados entre agosto de 2002 y octubre de 2004. Allí se observan perfiles de 3 y 4 picos, que aparentemente acompañan la inversión en la relación de intensidad del pico violeta respecto del pico rojo (V/R), pasando de $V/R < 1$ a $V/R > 1$. Dado que las oscilaciones globales en discos circunestelares o la rotación de un disco elongado sólo producen variaciones V/R de perfiles en emisión de dos picos (Hanuschik et al. 1995, Okazaki 1996), es de interés especular sobre alguna otra actividad que pueda producir un efecto superpuesto a la conocida variación V/R. En este trabajo, sugerimos que los perfiles de tres o más picos podrían originarse por los campos de velocidad presentes en un anillo circunestelar eyectado por la estrella central. No intentamos modelar un ejemplo observado específico sino más bien hacer un análisis cualitativo del fenómeno.

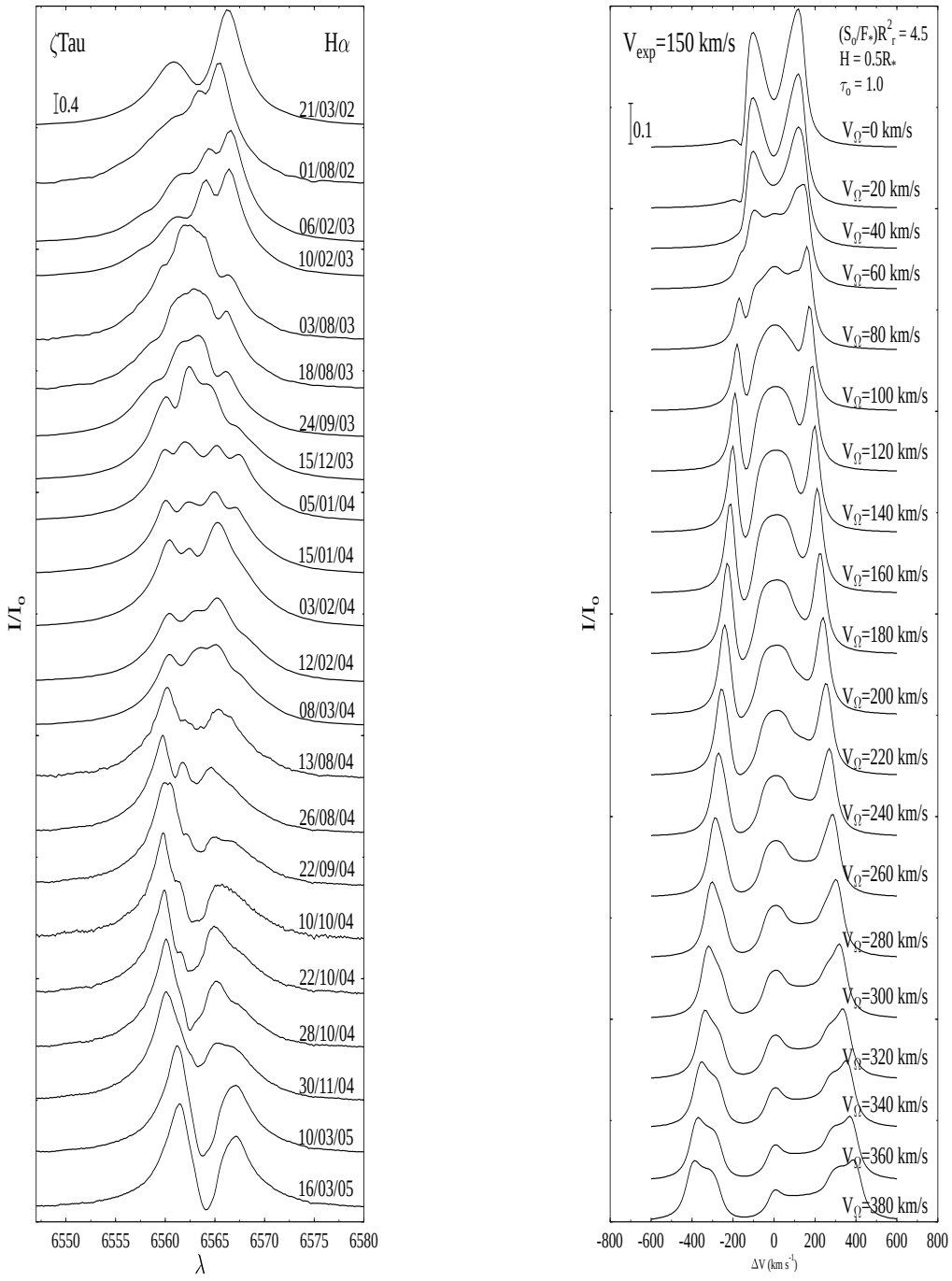


Figura 1. Izquierda: Perfiles observados de ζ Tau Derecha: Algunos perfiles de picos múltiples producidos con el modelo propuesto

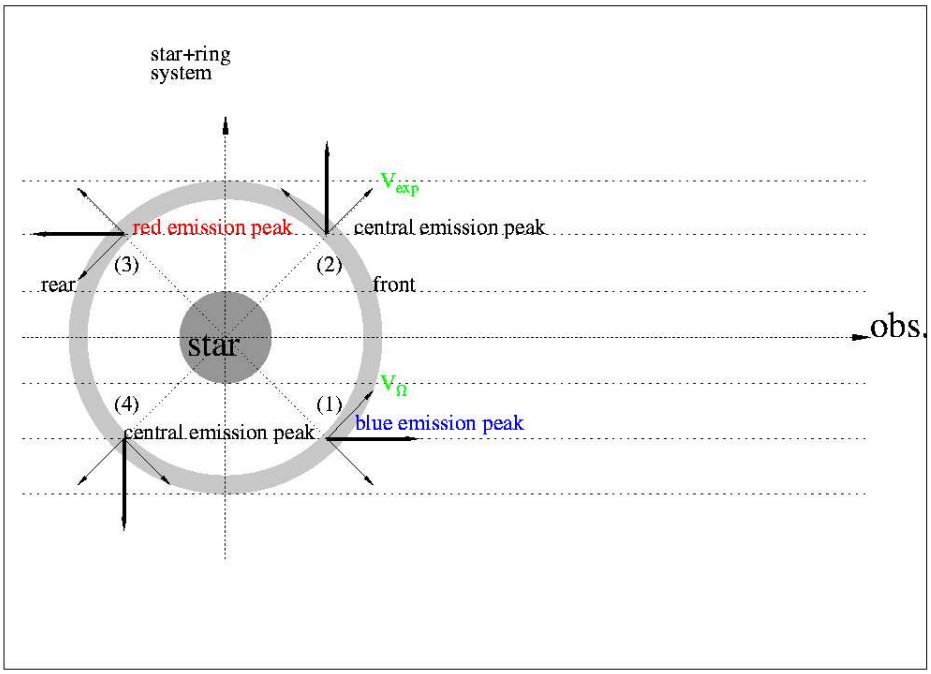


Figura 2. Esquema de la configuración geométrica del sistema estrella-anillo vista en la direccion perpendicular al plano del ecuador

Modelo

Si la aparición de perfiles de varios picos fuera periódica, probablemente la relacionaríamos con la naturaleza binaria de la estrella. Sin embargo, la periodicidad de los perfiles de varios picos no es un hecho confirmado. Por otra parte, se han reportado eyecciones esporádicas de masa en varias ocasiones (Guinan & Hayes 1984, Brown & Wood 1992, Hanuschik et al. 1993, Floquet et al. 2000) y los "outbursts" de luz cortos y largos observados (Cook et al. 1995, Hubert & Floquet 1998, Mennickent et al. 2002, Keller et al. 2002) han sido interpretados como debidos, posiblemente, a eyecciones discretas de masa (Hubert et al. 2000).

Supondremos entonces que la estrella eyecta un anillo, que rota y se expande. El anillo puede ser también una onda que se propaga en un disco circunestelar, la cual se distingue del medio circundante como una región emisora. Con el fin de simplificar los cálculos supondremos que el problema de transporte radiativo se reduce a tratar un anillo circunestelar emisor visto de canto con un radio R_r, una semialtura H, una opacidad radial integrada en el centro de la línea τ_o y una función fuente S_o/F_*, donde F_* es el flujo de la estrella central.

La configuración geométrica del sistema estrella-anillo estudiado se muestra en la Fig.2. Visto por el observador, cada cuadrante contribuye al perfil de la línea observada con una emisión diferente desplazada por efecto Doppler. Dado que el perfil de absorción intrínseco tiene un ancho dado, de acuerdo con el valor absoluto de la velocidad radial compuesta, el frente del anillo no sólo emite, sino que también absorbe la radiación estelar y la emisión trasera del anillo. En general, los cuadrantes (1) y (3) contribuyen a los picos violeta y rojo del perfil respectivamente, mientras que los cuadrantes (2) y (4) contribuyen probablemente a la emisión central que forma el tercer y cuarto pico en emisión. La Fig. 1 (derecha) muestran una serie de perfiles de líneas en emisión calculados suponiendo una componente de absorción estelar $\phi_\lambda = 1$, con los parámetros del anillo dados en la figura. Estos perfiles no tienen la intención de modelar el ejemplo observado de ζ Tau, sino que delinean el efecto de la composición de diferentes velocidades de rotación y expansión. Notamos que pueden aparecer más picos en emisión dependiendo de los valores elegidos para los parámetros libres de nuestro modelo.

Conclusión

Un disco en rotación y expansión puede producir perfiles en emisión de tres o más picos. Sería interesante estudiar otras regiones espectrales donde se observen tales perfiles para confirmar eventos de eyección discreta de masa y propagación de una perturbación en el disco/medio circunestelar.

Referencias

Be star Atlas 2005, http://www.astrosurf.org/buil/us/bestar.htm

Brown, J.C., & Wood, K. 1992, A&A, 265, 663

Cook, K.H., Alcock, C., Allsman, H. A. et al. 1995, ASP CS, 83, 221

Floquet, M., Hubert, A.M., Hirata, R. et al. 2000, A&A, 362, 1020

Guinan, E.F., & Hayes, D.P. 1984, ApJ, 287, L39

Hanuschik, R.W., Dachs, J., Baudzus, M. et al. 1993, A&A, 274, 356

Hanuschik, R.W., Hummel, W., Dietle, O. et al. 1995, A&A, 300, 163

Hubert, A.M., & Floquet, M. 1998, A&A, 335, 565

Hubert, A.M., Floquet, M., & Zorec, J. 2000, ASP CS, 214, 348

Keller, 2002, AJ, 124, 2039

Mennickent, R.E., Pietryński, G., Gieren, W. et al. 2002, A&A, 393, 887

Miroshnichemnko, A.S., Klochkova, V.G., Bjorkman, K.S. et al. 2002, A&A, 390, 697

Okazaki, A.T. 1996, PASJ, 48, 305

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO — CONTRIBUTED PAPER

Magnitudes absolutas de estrellas R Coronae Borealis galácticas

Luis A. Milone y David C. Merlo
Observatorio Astronómico - Universidad Nacional de Córdoba (Argentina).

Abstract. For a long time it was generally accepted that galactic R Coronae Borealis (RCrB) stars are rather bright objects: absolute visual magnitudes ranging from -4 up to -5. On the contrary, an analysis of a sample of 15 stars of this type belonging to the Large Magellanic Cloud recently showed, that some of them are considerably fainter: absolute magnitudes ranging from -2 to -3. Employing proper motions from Hipparcos and Tycho 2, and radial velocities, in this paper we show that a similar situation is found in galactic RCrB stars: some of them are much fainter than the brightest ones.

Resumen. El estado evolutivo de las estrellas variables irregulares deficientes en H, que pertenecen al grupo de las R Coronae Borealis, es en la actualidad muy incierto. Un parámetro importante que necesita ser determinado es su magnitud absoluta; desde hace muchos años se pensaba que su valor estaba comprendido entre -4 y -5 para todas las integrantes del grupo. Recientemente se ha mostrado, en una muestra de estas estrellas de la Nube Mayor de Magallanes, que algunas de ellas son considerablemente más débiles, ubicándose entre -2 y -3. Utilizando movimientos propios del satélite Hipparcos y velocidades radiales, mostramos que el mismo fenómeno está presente en las RCrB galácticas, esto es, que también en nuestra galaxia algunas de estas estrellas son significativamente más débiles que las más brillantes.

Introducción

Alcock et al. (2001), analizando observaciones de la Nube Mayor de Magallanes obtenidas en el *Macho Project*, encontró 20 nuevas estrellas RCrB en esa galaxia (entre las que se incluyen algunas DY Per que no son genuinamente RCrB). Así resultó que, si bien los ejemplares más brillantes de la clase tienen magnitudes absolutas visuales entre -4.0 y -5.0, hay otras considerablemente más débiles con brillos entre -2.0 y -3.0. En este trabajo mostramos que un resultado similar se encuentra en nuestra galaxia.

Relaciones cinemáticas

Para un conjunto de estrellas repartidas uniformemente sobre el cielo, cuyas velocidades están distribuidas al azar respecto de un centroide de referencia, un observador ubicado en el Sol verá que se cumple (aún cuando el Sol se esté moviendo hacia un cierto ápex con relación a ese centroide) la siguiente relación:

$$\frac{2}{\pi} \cdot \frac{V_T}{V_R} = \frac{1}{2} \cdot \frac{V}{V_R} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{V}{V_T} = 1$$

donde: V_R es la velocidad radial media del conjunto (tomada cada una en valor absoluto), V_T es la velocidad transversal media y V es la velocidad total media (Smart, 1938).
En el caso de las estrellas RCrB se trata de aplicar las relaciones anteriores para que, a partir de velocidades radiales medidas, obtengamos una velocidad transversal media que, relacionándola con el movimiento propio medio, nos dará la distancia y la magnitud absoluta media del grupo.

Distancias y Magnitudes Absolutas

Para las estrellas RCrB incluidas en el Hipparcos, las paralajes medidas no son significativas frente a los errores que las afectan; los errores son del orden de 1 milisegundo de arco (mas). Para R CrB y RY Sgr las paralajes son de 1 mas, o menores; para estas dos estrellas estos valores nos conducen a brillos superiores a -4.4 (R CrB) y -3.9 (RY Sgr).

Movimientos propios y velocidades radiales: procedimiento alternativo

Utilizando la relación del punto 2, en esta sección describimos un procedimiento con el que empleando movimientos propios y velocidades radiales medidas, se obtienen desplazamientos transversales lineales (medios) y, por lo tanto, distancias (medias).
Naturalmente que, como los movimientos propios son inversamente proporcionales a la distancia, a los movimientos propios medidos es necesario aplicarles una corrección para reducirlos a todos a una misma distancia estándar (que se elige arbitrariamente).
Los movimientos propios se han tomado de Torres et al. (1985) y de los catálogos Tycho (ESA, 1997a) e Hipparcos (ESA, 1997b). Las velocidades radiales se seleccionaron de bibliografía reciente.

1. Relación entre el movimiento propio (μ), la distancia (d) y la velocidad transversal (V_T).

Para una estrella dada, la relación que vincula a estas tres magnitudes es la siguiente:

$$d = 0.21090 \cdot \frac{V_T}{\mu}$$

donde: $[V_T] = Km/s$; $[\mu] ='' /yr$; $[d] = pc$.

2. Reducción de los Movimientos Propios

Si bien las velocidades radiales son directamente comparables y permiten calcular su valor medio sin más, a los movimientos propios hay que hacerlos comparables reduciéndolos a lo que serían si a cada una de las estrellas del conjunto las lleváramos a una distancia única (en la hipótesis de que todas esas estrellas tienen igual magnitud absoluta).
Si una estrella a la distancia d tiene magnitud m, a la distancia d' tendrá una magnitud m' tal que:

$$\frac{d}{d'} = 10^{-0.2\cdot(m'-m)}$$

éste es el factor de corrección del movimiento propio.
A la magnitud m' la elegimos arbitrariamente igual a 9.4 (correspondiente a la magnitud desafectada de absorción de S Aps).

3. Análisis de los resultados observacionales

En la Tabla 1 mostramos para los distintos objetos estudiados, su movimiento propio (cuando es conocido), su magnitud aparente afectada por absorción interestelar, su brillo desafectado de absorción, su movimiento propio reducido a la magnitud 9.4, y su velocidad radial.
Se evidencia que con los resultados disponibles, las estrellas S Aps, UW Cen y V CrA tienen movimientos propios reducidos considerablemente mayores que los restantes del grupo. Esto se puede interpretar como que estas 3 estrellas son intrínsecamente más débiles que el resto y, por lo tanto, cuando se las ubica a una distancia tal que su magnitud aparente es 9.4, están a una distancia del Sol considerablemente menor que las otras.
En la última columna de la Tabla 1, presentamos las velocidades radiales de las estrellas analizadas; por completitud hemos incluido algunas que, estando clasificadas como R CrB, no tienen movimientos propios medidos. U Aqr y UX Ant son estrellas del halo de nuestra galaxia y muy probablemente de población II. DY Per ocasionalmente ha sido clasificada como una R CrB, pero un estudio cuidadoso de su espectro muestra que no tiene las características propias de este grupo (Keenan & Barnbaum, 1997).
Así , del análisis de la Tabla I, concluimos:
(1) El movimiento propio reducido medio $< \mu_{red} >$ de las 7 primeras estrellas es de 4.30 mas/yr. (2) Si excluimos a S Aps, UW Cen y V CrA, el $< \mu_{red} >$ es de 1.81 mas/yr. (3) El $< \mu_{red} >$ de S Aps, UW Cen y V CrA es de 7.61 mas/yr. (4) La $< V_R >$ de todo el conjunto de estrellas, incluyendo a DY Per, es de 36.0 Km/s y, en consecuencia, la velocidad tangencial media $< V_T >$=56.5 Km/s. (5) Excluyendo a DY Per, $< V_R >$=34.8 Km/s y $< V_T >$=54.7 Km/s. (6) Excluyendo a DY Per, S Aps, UW Cen y V CrA, $< V_R >= 32.9 Km/s$ y $< V_T >= 51.7 Km/s$; (7) Para S Aps, UW Cen y V CrA se obtiene $< V_R >$=38.7 Km/s y $< V_T >$=60.8 Km/s.
Por lo tanto:

I.) Reuniendo (1) con (5) resulta: $< \mu_{red} >$=4.30 mas; $< V_T >$=54.7 Km/s; $< d >$=2683 pc, $< M_V >$=-2.74.

II.) Reuniendo (2) con (6) resulta: $< \mu_{red} >$=1.81 mas; $< V_T >$=51.7 Km/s; $< d >$=6024 pc, $< M_V >$=-4.50.
III.) Reuniendo (3) con (7) resulta: $< \mu_{red} >$=7.61 mas; $< V_T >$=60.8 Km/s; $< d >$=1685 pc, $< M_V >$=-1.73.

Tabla 1
Parámetros físicos de las estrellas analizadas.

Objeto	$\mu^{(1)}$	$\mu^{(2)}$	$\mu^{(3)}$	μ	μ_{red}	V_{abs}	A	V	V_R
77442	18.8	11.7	12.1	14.2	2.47	5.8	0.15	5.6	$+21^{(1)}$
R CrB	(3.2)	(0.6)	(1.2)						
94730	9.5	10.3	8.0	9.3	2.03	6.5	0.39	6.1	$-22^{(1)}$
RY Sgr	(6.0)	(1.3)	(1.8)						
19340	0.9	3.6	2.5	2.3	0.60	7.3	0.81	6.5	$+16^{(1)}$
XX Cam	(4.6)	(1.0)	(1.3)						
74179	7.6	5.5	5.3	6.1	6.10	9.6	0.15	9.4	$-78^{(1)}$
S Aps	(12.6)	(2.2)	(3.3)						
62071	27.2	14.9	4.2	15.4	10.66	9.6	0.96	8.6	$-29^{(1)}$
UW Cen	(13.9)	(5.1)	(4.3)						
92207		7.7	6.9	7.3	6.07	9.4	0.42	9.0	$-9^{(1)}$
V CrA		(4.9)	(2.8)						
27465		3.8	4.4	4.1	2.15	9.5	1.50	8.0	$+37^{(1)}$
SU Tau		(7.0)	(1.6)						
V2552 Op									$+60.5^{(2)}$
V482 Cyg									$-41^{(3)}$
DY Per									$-46.8^{(4)}$
U Aqr									$+103^{(5)}$
UX Ant									$+138^{(5)}$

Referencias:
Objeto: identificación del objeto por su número en el Catálogo Hipparcos y por su designación como estrella variable.
$\mu^{(1)}$, $\mu^{(2)}$, $\mu^{(3)}$: movimiento propio total, según: [(1)]Torres et al. (1985), [(2)]Catálogo Hipparcos y [(3)]Catálogo Tycho; los valores entre paréntesis indican los errores.
μ: movimiento propio promedio.
μ_{red}: movimiento propio de las estrellas, reducido a una magnitud aparente de +9.4.
V_{abs}: magnitud aparente visual del objeto en su máximo brillo; está afectada por absorción interestelar.
A: absorción estimada(V. Trimble & A. Kundu, 1997).
V: magnitud aparente visual del objeto, desafectada de absorción interestelar.
V_R: velocidad radial del objeto, según: [(1)]Trimble & Kundu, 1997; [(2)]Kameswara Rao & Lamber, 2003; [(3)]Kameswara Rao & Lambert, 1993; [(4)]Barnbaum, 1992; Dean, 1976; [(5)]Kilkenny & Westerhuys, 1990.

Conclusiones

La magnitud absoluta visual del grupo (incluyendo a las integrantes que aparentemente son intrínsecamente más débiles, como S Aps y UW Cen) sería de aproximadamente -2.7. Las más brillantes (R CrB, RY Sgr y XX Cam) tendrían una

magnitud absoluta visual de -4.5 y las más débiles de aproximadamente -1.7. DY Per sería aún más débil.

Referencias

Alcock, C. et al., 2001, ApJ, **554**, 298.
Barnbaum, C., 1992, AJ, **104**, 1585.
Dean, C. A., 1976, AJ, **81**, 364.
ESA, 1997a, The Tycho Catalogue (ESA SP-1200).
ESA, 1997b, The Hipparcos Catalogue (ESA SP-1200).
Kameswara Rao, N. & Lambert, D. L., 1993, PASP, **105**, 574.
Kameswara Rao, N. & Lambert, D. L., 2003, PASP, **115**, 1304.
Keenan, P. C. & Barnbaum, C., 1997, PASP, **109**, 969.
Kilkenny, D. & Westerhuys, J. E., 1990, The Observatory, **110**, 90.
Smart, W.W., 1938, "Stellar Dynamics", Cambridge at the Univ. Press.
Torres, G., Milone, L. A. & Villada de Arnedo, M. M., 1985, AJ, **90**, 680.
Trimble, V. & Kundu, A., 1997, PASP, **109**, 1089.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Develando los misterios de Sandqvist 182

Gisela Andrea Romero
IAR, La Plata, Argentina, gisela@iar.unlp.edu.ar
Rodolfo Barbá
ULS, La Serena, Chile, rbarba@dfuls.cl
Marcelo Arnal
IAR, FCAG, UNLP, Argentina, arnal@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. This is a study of the interestellar medium around the OB association Ara OB1 based on optical and infrared data. The physical properties of the gas and the dust are derived. We search for new singposts of stellar formation in this region. New observational evidence suggests a new site of stellar formation in the dark cloud Sandqvist 182 which belongs to the molecular complex associated to Ara OB1.

Resumen. Este trabajo es un estudio del medio interestelar cercano a la asociación OB Ara OB1 usando datos del infrarrojo y del óptico. Se derivan las propiedades físicas del gas molecular y del polvo, y se realiza una búsqueda de nuevos indicios de formación estelar en la zona. Se presenta evidencia observacional que sugiere una nueva región de formación estelar en Sandqvist 182 que es una nube oscura perteneciente al complejo molecular de Ara OB1.

Introducción

RCW 108 es una región HII excitada por las estrellas tempranas del cúmulo abierto NGC 6193, núcleo de Ara OB1 (α=$16^h41^m25^s$, δ=-48°46^m-J2000-). Morfológicamente presenta una estructura intrincada claramente visible en las imágenes ópticas (ver Figura 1). Este hecho junto con la presencia de objetos y de estructuras usualmente asociadas con el fenómeno de formación estelar masiva (gas ionizado, estrellas tempranas y de pre-secuencia inmersas en nubes moleculares) hacen de esta región un sitio particularmente interesante para estudiar la interacción entre las estrellas en formación (o las ya evolucionadas) y el medio interestelar. En particular, se han encontrado varios indicios de formación estelar en un sector próximo a NGC 6188. Esta nebulosa es el arco brillante que señala la interfaz entre el complejo molecular (estudiado a gran escala por Arnal et al. 2003) y RCW 108. Entre los indicios, cabe destacar la presencia de un cúmulo infrarrojo asociado a la fuente IRAS 16632-4845 situado a unos $3'$ al oeste de NGC 6188 (Comerón et al., 2005 y ref. allí citadas). Sin embargo, la zona analizada por estos trabajos, señalada por un rectángulo blanco en la Figura 1, se limita a un área muy pequeña en comparación con la extensión total del complejo. La cercanía (distancia $\sim$ 1.3 kpc del Sol) y la morfología

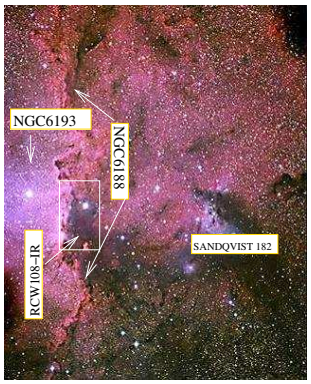


Figura 1. Imagen óptica de la parte central de la región HII RCW 108. La emisión del gas ionizado aparece en color magenta. Se indican los principales objetos mencionados en el texto.

de todo el complejo lo convierte en un sitio muy atractivo para su estudio con cierto detalle espacial. En este trabajo se analiza la distribución de gas y polvo en un área de $1\overset{\circ}{.}3 \times 1\overset{\circ}{.}3$ de RCW 108 (ver Figura 2). Con datos del 2MASS (J=1.25 μm, H=1.65 μm, Ks=2 μm), se realiza una identificación de objetos con características de Young Stellar Objects (YSOs) (ver Figura 3).

Distribución del polvo

La Figura 2 es una imagen en falso color producto de la combinación de la emisión en Hα (color azul en la Figura 2) y en 8 μm (color rojo en la Figura 2) de la región central de RCW 108. A partir de ella, se puede tanto caracterizar la distribución espacial a gran escala del polvo y del gas ionizado de RCW 108, como estudiar la posible vinculación física entre las estructuras presentes. En la parte inferior de la Figura 2 se destacan tres estructuras que son muy brillantes en el infrarrojo medio (λ: 5 μm a (25-40) μm): una anular (**A**), el cúmulo infrarrojo RCW 108 (**B**) y Sandqvist 182 (Sandqvist, 1977) (**C**). Todas ellas muestran una morfología característica de PDRs. En la parte superior, se destaca una peculiar estructura filamentaria (**D**). La zona **B** muestra claros signos de la formación de un cúmulo estelar. Hacia el Este y SE de la imagen (a unos $15'$ de NGC 6193) aparece una estructura de polvo sin una contraparte clara en 8 μm, lo cual indica la presencia de polvo que apantalla la región HII, y que no está afectado por NGC 6193. Hacia el sur de NGC 6193 aparece una estructura anular incompleta (**A**) en emisión en 8 μm. La orientación y la forma de la cavidad sugiere que puede ser una estructura de polvo calentada por NGC 6193, aunque no se puede descartar la presencia de fuentes internas, como es el caso de la fuente MSX336.5504-01.8073 señalada con una flecha. Dicha estructura semi-anular puede ser otro sitio de formación estelar secuencial asociado a Ara OB1.
En la parte central de la imagen, al oeste de NGC 6188 se aprecian una serie de filamentos en 8 μm demarcando el borde de una cavidad central "llena" de

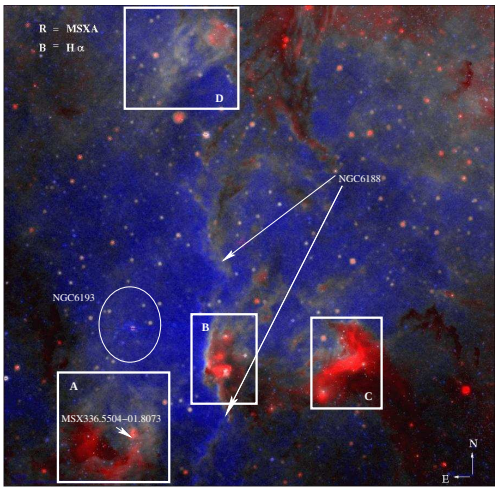


Figura 2. Imagen falso color de la región HII RCW 108. La misma abarca un área 1.°3 × 1.°3 y es una combinación de la emisión de Hα (color azul) y la de la banda A (8μm) del satélite MSX (color rojo).

emisión en Hα. Dicha cavidad (de unos 4′ de diámetro, unos 15 pc), se halla excéntrica respecto a la posición de las estrellas ionizantes visibles, y su origen puede ser directamente la acción erosiva de la radiación UV de las estrellas de NGC 6193. Cabe mencionar que no se puede descartar la presencia de fuentes ionizantes aún no descubiertas dentro de la cavidad.

Búsqueda de nuevos indicios de formación estelar

En el panel izquierdo de la Figura 3 se muestra el diagrama color-color correspondiente a las fuentes 2MASS encontradas en una zona de 30′ centrada en (α=16^h:40^m:30^{seg},δ=-48°:30′). En ellos, los objetos ocupan distintas posiciones de acuerdo a su estadio evolutivo, aunque existen zonas de superposición. Para identificarlos, se define el parámetro $\mathbf{q}$ (en nuestro caso: $\mathbf{q} = (J-H)-1.83(H-Ks)$). En la Figura 3, los puntos negros corresponden a las estrellas de secuencia principal entre O3 y K0 normalmente enrojecidas. Su ubicación en el diagrama está limitada a una franja dada por la condición $-0.15 \leq \mathbf{q} \leq 0.1$. Los objetos con $\mathbf{q} \geq 0.1$, indicados con color azul en dicha Figura, corresponderían en su mayoría a estrellas gigantes, y los objetos con $\mathbf{q} \leq$ -0.15 que aparecen en color rojo, son candidatos a ser objetos con emisión infrarroja intrínseca, categoría a la que pertencen los YSOs (protoestrellas, estrellas T-Tauri, Herbig Ae/Be). En el panel derecho de la Figura 3, se muestra la distribución espacial de los objetos antes mencionados. En particular, los objetos con emisión en infrarrojo están correlacionados con las zonas marcadas en la Figura 2. Estas fuentes presentan colores característicos de fuentes candidatas a YSOs. Dos de las fuentes con exceso IR más brillantes del campo (señaladas con un cuadrado y una cruz) están asociadas a la región de Sandqvist 182.

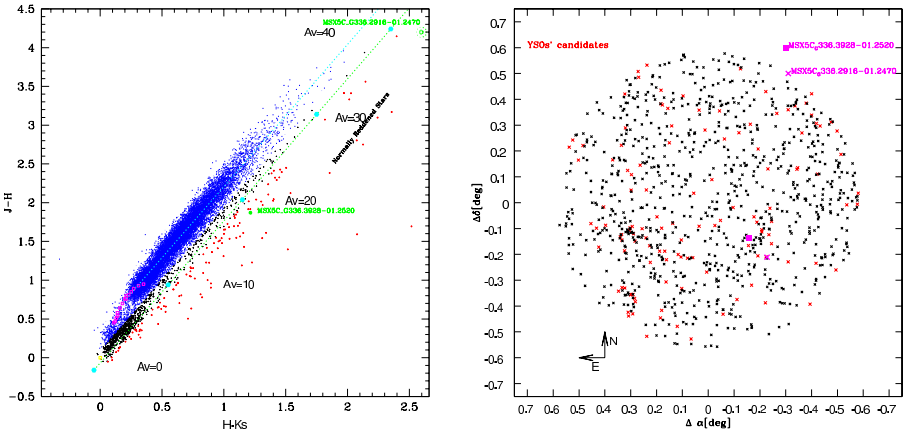


Figura 3. *Izquierda:* Diagrama color-color (c-c) para las fuentes del 2MASS con $Ks \leq 12$. Se indican las estrellas de Secuencia Principal (en amarillo) y las Gigantes (en magenta), sin enrojecimiento. Las líneas a trazos señalan las rectas de enrojecimiento (Rieke & Lebofsky, 1985) para una estrella gigante con tipo espectral M0 (celeste) y para una de secuencia O3 (verde). *Derecho:* Distribución espacial de la fuentes del diagrama c-c, excepto las Gigantes.

Conclusiones

Este trabajo es un estudio observacional de la región HII RCW 108 con el objeto de buscar nuevas zonas de formación estelar activa. Se encontraron cuatro regiones que son muy brillantes en el infrarrojo medio que muestran una morfología característica de PDRs. La combinación de magnitudes J, H y Ks ha servido para identificar las fuentes candidatas a ser estrellas en sus primeras etapas evolutivas. Las mismas se encuentran correlacionadas con las zonas más prominentes en 8 μm. Dos de las fuentes con exceso IR más brillantes del campo están asociadas a la región Sandqvist 182. En esta nube, la componente molecular muestra un gradiente de velocidad en sus perfiles de ^{12}CO (J=1$\rightarrow$1) (Romero, G.A. et al., en preparación). Este hecho junto con la intensa emisión extendida en el infrarrojo medio y la concentración de fuentes con exceso infrarrojo constituyen claros indicios de que las propiedades físicas de Sandqvist 182 están siendo modificadas por la radiación estelar o protoestelar. Futuros estudios tanto fotométricos como espectroscópicos en el infrarrojo permitirán dilucidar la componente estelar que comienza a revelarse con los datos de este trabajo.

Referencias

Arnal, E.M., May, J. & Romero, G.A. 2003, A&A, 412, 431

Comerón, F., Schneider, N. & Russeil, D. 2005, A&A, 433, 955

Sandqvist, Aa., 1977, A&A, 57, 467

Rieke, G.H. & Lebofsky, M.J. 1985, ApJ, 288, 618

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

The very young stellar population of M8

Julia I. Arias
Observatorio Astronómico de La Plata, Argentina, julia@lahuan.fcaglp.unlp.edu.ar
Rodolfo H. Barbá
Departamento de Física de la Universidad de La Serena, Chile, rbarba@dfuls.cl
Nidia I. Morrell
Las Campanas Observatory, Chile, nmorrell@lco.cl

Abstract. We report the results of an investigation of the young stellar population in M8, based on NIR images of the Hourglass (HG) nebula and optical spectra of faint members of the open cluster NGC 6530. The observations were obtained at LCO with the Du Pont and Magellan I telescopes, respectively, and complemented with archival *HST* images. From analysis of the NIR colour-colour diagrams, we find that an important fraction of the sources in the HG nebula exhibit significant IR excess. These objects are candidates to be low- and intermediate-mass pre-main sequence (PMS) stars. *HST* images reveal a variety of structures related to star formation (proplyds, jets, bow shocks), and permit the detection of the first four Herbig-Haro (HH) objects in the region, one of which was also confirmed spectroscopically. Among 40 observed PMS candidates, we detect more than 30 objects whose spectra show Li I 6708Å absorption, a primary indicator of youth, along with a rich variety of emission lines. These objects are identified as T Tauri and Herbig AeBe stars in different stages of evolution. Finally, a cross-correlation between our spectroscopic data and the X-ray sources detected with *Chandra* is presented.

Resumen. Presentamos resultados de un estudio de la población estelar joven de M8, basado en imágenes IR de la nebulosa del Reloj de Arena (Hourglass, HG) y espectros ópticos de miembros del cúmulo NGC 6530. Las observaciones fueron obtenidas en LCO con los telescopios Du Pont y Magallanes respectivamente, y complementadas con imágenes de archivo de *HST*. El análisis de los diagramas IR muestra que una fracción importante de las fuentes del HG muestran exceso de emisión, presentándose como candidatas a estrellas de pre-secuencia de masa baja e intermedia. Por otro lado, las imágenes de *HST* revelan una variedad de estructuras asociadas a procesos de formación estelar ("proplyds", "jets", "bow shocks") y permiten identificar los primeros objetos Herbig-Haro de la región, uno de ellos confirmado además espectroscópicamente. Unas 40 estrellas con magnitud hasta V=18 fueron observadas espectroscópicamente. Mas de 30 de ellas muestran la línea de absorción de Li I 6708Å , principal indicador de

juventud estelar, junto con una variedad de líneas de emisión. Identificamos a estos objetos como estrellas T Tauri y Herbig AeBe en distintas etapas evolutivas. Finalmente presentamos una correlación entre nuestros datos y las fuentes X detectadas por el satélite Chandra.

Introduction

The young open cluster NGC 6530 is located in the H II region M8. Its previoulsy known stellar population shows evidence of recent and on-going star forming processes. The cluster has been claimed to contain three different stellar generations (Lightfoot et al. 1984), and thus it can provide an example of the sequential star formation mechanism (Lada et al. 1976, 1994).
Several optical studies have been devoted to this region since the first one by Walker (1957). It is interesting to note that two of the most recent papers arrive to different conclusions regarding the star forming history of NGC 6530: while van den Ancker et al. (1997) conclude that the star forming process in this cluster began a few 10^7 million years ago and that massive star formation has already stopped, Sung et al. (2000) find evidence of current star formation and estimate the cluster age in 1.5×10^6 years.
We are presently conducting an investigation aimed to test the sequential star formation scenario for NGC 6530 through the analysis of the stellar and interstellar components and their interrelation. In this paper we present results of an IR and optical study which show that M8 is definitely an active star forming region with a rich population of young stellar objects (YSOs).

Near infrared study of the Hourglass Nebula

Subarcsec-resolution JHK_s images of the HG region were obtained on September 26, 1999 with the 2.5-m Du Pont Telescope at LCO. Figure 1 (left-hand panel) shows the K_s frame of the field surrounding the HG nebula. IR photometry of all the sources detected in the field was obtained, confirming the existence of an IR cluster around the O-type star Herschel 36 (H36). A NIR colour-colour diagram (CCD) of the HG region is illustrated in Figure 1 (right-hand panel). Also plotted in this figure is the locus of points corresponding to the position of the unreddened main sequence (MS) and the position of the red giants. The two parallel dashed lines represent the reddening vectors for early- and late-type stars. The stars in the HG region spread over a large area of the CCD. There is a significant number of sources located along and to the right of the reddening vector of an O dwarf star. These stars with intrinsic colours indicative of NIR excess emission must be associated with YSOs, such as Class I "protostars", Herbig AeBe objects and T Tauri stars (Arias et al. 2006a).

Herbig-Haro objects in M8

Archival *HST* emission-line images reveal a variety of ongoing star formation features in the core of M8. Several of the candidate YSOs detected from the IR photometry seem to be associated to structures similar to those observed

in other star forming regions like M16 and M42, namely, proplyds, jets, dense knots, molecular globules and bow shocks. Some of the most stricking features detected in these images are three nebular knots located 40" to the SE of H36 that appear to form one large structured bow shock for which the designation HH 870 has been assigned. The right-hand panel of Figure 13 in Arias et al. (2006a) shows a longslit spectrum in the [N II] 6584 Å emission line obtained across the HG nebula with NTT/EMMI spectrograph, in which two noticeable kinematic structures with receding velocities that reach 80 km s^{-1} and 45 km s^{-1} are clearly observed. We note here that this object provides the first direct evidence of active star formation by accretion in M8. Three more HH objects (HH 867, HH 868 and HH 869) have been also detected in a nearby region.

Deep optical spectroscopy of YSO candidates

The targets were selected from the lists of PMS candidates with Hα emission in the photometric work by Sung et al. (2000), as well as from their NIR colours and morphological appearance in *HST* images (Arias et al. 2006a). Observations were obtained at 6.5 m Magellan I telescope during July 29 and 30, 2003.
The Li I 6708Å resonance line is a primary indicator of youth and it is often used to definitively establish the PMS nature of stars. The spatial distribution of the targets in the M8 region has been plotted in Figure 2. Different colours have been used in order to indicate the presence/absence of the Li I line. Stars labelled in red (29) present strong Li I absorption while those labelled in magenta (5) show weak or marginal Li I absorption. On the other hand, the objects labelled in blue (5) do not show Li I absorption at all. O-type stars in the field are labelled in green and included for reference. Note that the new PMS stars are more or less uniformly spread over the whole star forming region.
The analysis of the spectra showed that almost all of the selected targets are PMS objects in different stages of evolution. Most of them are late-type stars (G,K,M) showing a variety of intrinsic emission lines, presumably from a circumstellar accretion disk. The presence of prominent Balmer lines in emission along with Li I 6708Å in absorpion are the most distinctive characteristics. Strong Ca II H & K emission is also frequently observed, as well as other emission lines such as He I λ5876 and the multiplet 42 of Fe II. Some examples of the spectra are shown in Figure 3. Two stars in the sample (SCB 240 and SCB 879) show spectral type B together with Hα in emission. They also exhibit an evident IR excess in the CCD, which lead us to classify them as Herbig AeBe objects (Arias et al. 2006b).

Infrared properties of the new PMS stars

NIR CCD and CMD for the observed objects were constructed using data from 2MASS (Cutri et al. 2000) and our own photometry (Figure 4). Colours are the same as in Figure 2. Also shown in the CCD is the location of the classical T Tauri stars (CTTS) by Meyer et al. (1997) (solid line) and the reddening vectors for early- and late-type stars (dashed lines). The positions of our objects in the CCD are compatible with those expected for CTTS affected by low to moderate reddening. Only a few of them locate far to the right of the reddening

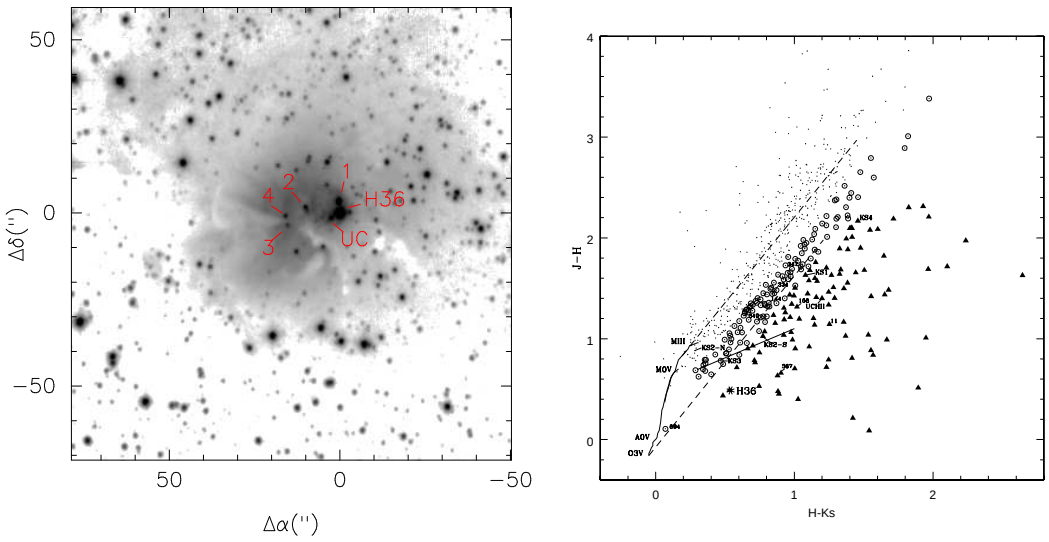


Figura 1. *Left-hand panel*: K_s frame of the Hourglass Nebula. The O-type star H36, the IR sources KS1-KS4 and the ultracompact H II region G5.97-1.17 are marked for reference. *Right-hand panel*: NIR CC diagram for the sources detected in the field. Sources with evident IR excess are marked with filled triangles.

band, showing significant IR excess. Note that among these IR-excess objects we find the two Herbig AeBe stars. As it is expected for PMS stars, our objects are superluminous with respect to MS stars of the same spectral type. This fact can be appreciated in the CMD, where they appear 3-4 mag brighter than a typical K-type dwarf.

X-ray emission of the new PMS stars

We have positionally matched the observed stars with the X-ray sources detected with the *Chandra* ACIS instrument and recently published by Damiani et al. (2004). We found that all the objects included in the FOV of *Chandra* which show the Li I resonance line in their spectra present X-ray emission. Among the objects with no Li I in their spectra, the two Herbig AeBe stars (SCB 240 and SCB 879) have also been detected as X-ray sources. A more detailed study will be presented in a forthcoming paper (Arias et al. 2006b).

Conclusions

The analysis of subarcsec-resolution IR images of the HG region and optical spectra of faint members of NGC 6530 lead us to identify a number of young stellar objects, such as Class I "protostars", Herbig AeBe objects and T Tauri stars in different stages of evolution, which provide a representative sample of the young stellar population of M8 which status of active star forming region is now beyond doubt.

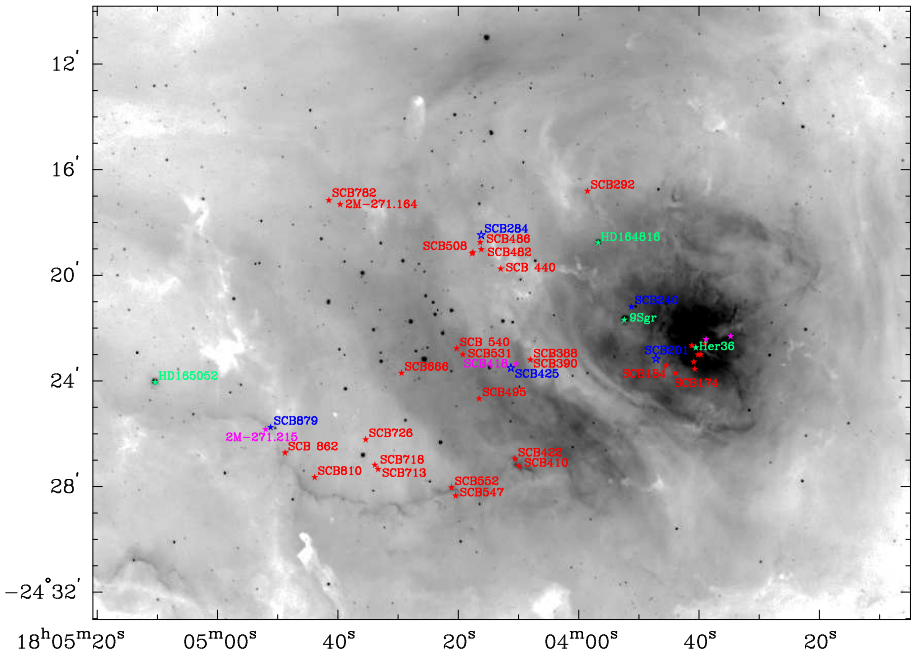


Figura 2. Spatial distribution of the observed objects in the M8 region. Different colours indicate the presence/absence of the Li I resonance line (see text).

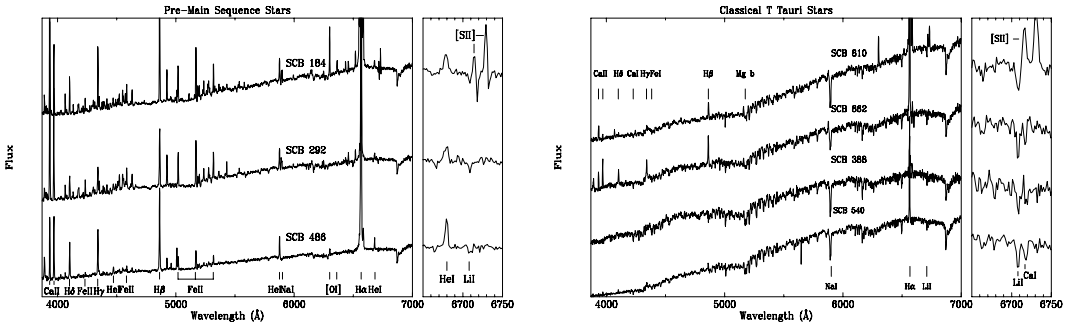


Figura 3. Magellan spectra of the new PMS stars found in the M8 region. Some lines of interest have been indicated. An enlargement of the Li I 6708Å region is shown on the right of each panel.

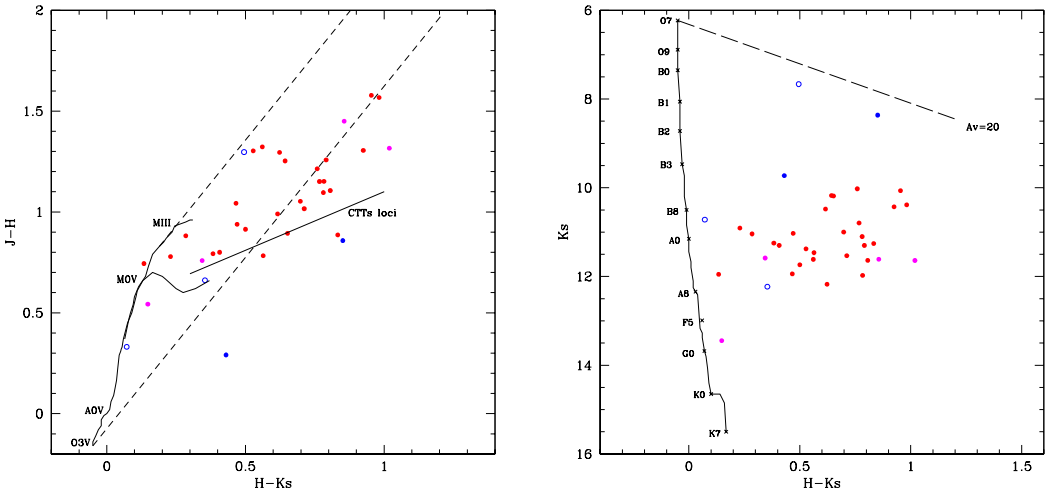


Figura 4. NIR CC (left) and CM (right) diagrams for the objects observed spectroscopically. Colours are the same as in Figure 2

Acknowledgments. Financial support from FONDECYT No. 1050052 is acknowledged by RHB.

References

Arias, J.I., Barbá, R.H., Maíz Apellániz, J. et al. 2006a, MNRAS, 366, 739

Arias, J.I., Barbá, R.H., & Morrell, N.I. 2006b, in preparation

Cutri, R.M., et al. 2000, Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release (Pasadena: IPAC)

Damiani, F., Flaccomio, E., Micela, G., et al. 2004, ApJ608, 781

Lada, C.J., Gottlieb, C.A., Gottlieb, E.W., & Gull, T.R., 1976, ApJ, 203, 159

Lada, C.J., Lada, E.A., Clemens, D.P., & Bally, J., 1994, ApJ, 429, 694

Lightfoot, J. F., Deighton, D. W., Furniss, I., et al. 1984, MNRAS, 208, 197

Meyer, M.R., Calvet, N., & Hillenbrand, L.A. 1997, AJ, 114, 288

Sung, H., Chun, M., & Bessell, M. 2000, AJ, 120, 333

Walker, M.F. 1957, ApJ, 125, 636

van den Ancker, M.E., Thé, P.S., Feinstein, A., et al. 1997, A&AS, 123, 63

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Perfiles de líneas en estrellas magnéticas y peculiares en Helio

Rodolfo Enrique Vallverdú
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, rodolfo@fcaglp.unlp.edu.ar
Lydia Sonia Cidale
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, lydia@fcaglp.unlp.edu.ar
René Daniel Rohrmann
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, rohr@oac.uncor.edu

Abstract. In this paper we analyze the influence of the magnetic fields in the intensity and shape of the line profiles of magnetic and peculiar helium stars. We calculate line profiles of He I using photospheric models in local termodynamic equilibrium (LTE) The magnetic field is included as a Lorentz force in the equation of hydrostatic equilibrium. With this mechanism, we could explain the observed variations in the line profiles of helium stars and it could be used to estimate the magnetic field strngth.

Resumen. En este trabajo analizamos la influencia de los campos magnéticos en la intensidad y la forma de los perfiles de líneas de estrellas magnéticas y peculiares en helio. Para ello, calculamos líneas de He I por medio de modelos de fotosferas en equilibrio termodinámico local (ETL). En los modelos incluimos al campo magnético como una fuerza de Lorentz en la ecuación de equilibrio hidrostático. Este mecanismo, nos permitiría explicar las variaciones observadas en los perfiles de líneas de estrellas de helio y podría ser utilizado para calcular la intensidad de los campos magnéticos.

Introducción

Desde hace varios años, se han observado estrellas peculiares que presentan fuertes variaciones en las líneas de helio y silicio. Asimismo, estas estrellas presentan intensos campos magnéticos longitudinales (del orden de 1000 G) y las variaciones en los perfiles de líneas coinciden con el período de rotación de la estrella.

Esto nos hace pensar que una posible explicación para estas variaciones es que el campo magnético afecta a los perfiles de líneas. En un trabajo reciente, Valyavin, Kochukhov & Piskunov (2004), estudiaron la influencia de los campos magnéticos en estrellas químicamente peculiares, centrándose fundamentalmente en las variaciones de las líneas de hidrógeno.

Para tener en cuenta la presencia del campo magnético, dado que éste induce corrientes eléctricas, Valyavin et al. incluyeron a la fuerza de Lorentz como un término aditivo en la ecuación de equilibrio hidrostático.

$$\nabla P = \rho\, \mathbf{g} + \mathbf{f_L} = \rho\, \mathbf{g} + \frac{1}{c}\, \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{1}$$

En coordenadas esféricas, esta expresión puede simplificarse definiendo una gravedad efectiva:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho\, g_{eff} \tag{2}$$

donde la expresión para esta gravedad efectiva (g_{eff}) está dada por:

$$g_{eff} = g \pm \sum_i \frac{\lambda_i\, sin\theta}{c\, \rho(1 + (\omega_i\, \tau_i)^2)}\, E_{eq}\, B_\theta \tag{3}$$

en donde la sumatoria está realizada sobre todas las especies de partículas cargadas, λ_i es la conductividad eléctrica, ω_i es la frecuencia ciclotrón y τ_i es el tiempo del camino libre medio de las partículas, E_{eq} es el campo en eléctrico en el ecuador y B_θ es la componente θ del campo magnético.

Procedimiento y resultados

Para modelar la atmósfera, utilizamos el código desarrollado por René Rohrmann, el cual resuelve un modelo de atmósfera de capas plano paralelas y en equilibrio termodinámico local (ETL).
El procedimiento para modelar la atmósfera es el siguiente:
Primero resolvemos la atmósfera sin campo magnético. Luego, con las densidades numéricas de partículas calculamos las conductividades eléctricas en presencia de un campo magnético y con ellas la gravedad efectiva en función de la profundidad óptica. Después, con la gravedad efectiva resolvemos un nuevo modelo de atmósfera, y repetimos el procedimiento hasta obtener resultados autoconsistentes.
Para nuestro análisis calculamos modelos con intensidades de campo magnético entre 3 y 50000 G, y teniendo en cuenta si la fuerza de Lorentz está dirigida hacia adentro o hacia afuera de la estrella.
Consideramos una estrella B2V con $T_{eff} = 22000\ K$, $log\ g = 4$, $R_\star = 5.6\ R_\odot$, y un campo eléctrico de 5×10^{-11} en unidades del sistem cgs.
En la figura 1 (izq.), graficamos las variaciones de la gravedad efectiva en función de la profundidad óptica para distintos campos magnéticos, considerando que la fuerza de Lorentz está dirigida hacia dentro de la estrella.
Que la fuerza de Lorentz esté dirigida hacia adentro a hacia afuera de la estrella es relevante, como puede verse en la figura 1 (der.), en donde graficamos las variaciones de la gravedad efectiva para un campo magnético de 1000 G en las dos direciones posibles de la fuerza de Lorentz.
Como ejemplo de cómo varían los perfiles de líneas, en las figuras 2 y 3 graficamos la línea de He I λ4026. En este caso vemos el perfil resultante en ausencia de campo magnético, y para campos magnéticos 1000 y 200 G contemplando que la

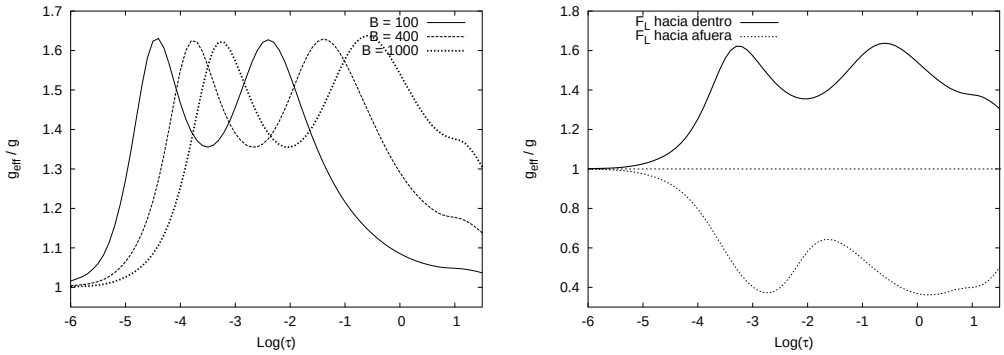


Figura 1. *Izq.*: Variaciones de la gravedad efectiva en función de la produndidad óptica para campos de 100, 400 y 1000 G. *Der.*: Variaciones de la gravedad efectiva para un campo de 1000 G, con la fuerza de Lorentz dirigida hacia el interior y el exterior de la estrella.

fuerza de Lorentz esté dirigida hacia el interior y el exterior de la estrella. Para una mejor comparación cuantitativa, dividimos el perfil por el valor del flujo en el borde del ala azul de la línea.

Conclusiones

Encontramos que los campos magnéticos afectan la intensidad y forma de los perfiles de líneas, en particular las de helio. Vemos que la variación de la intensidad de las líneas puede ser del orden del $\sim 5\%$ cuando la fuerza de Lorentz dirigida en sentidos opuestos. Estas variaciones podrían ser mayores si emplearamos modelos fuera del equilibrio termodinámico local. Nuestro próximo objetivo es adaptar nuestro código a situaciones fuera de ETL.

Agradecimientos. Este proyecto ha sido financiado por la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 03-12720).

Referencias

Valyavin, G., Kochukhov, O., & Piskunov, N. 2004, A&A, 420, 993

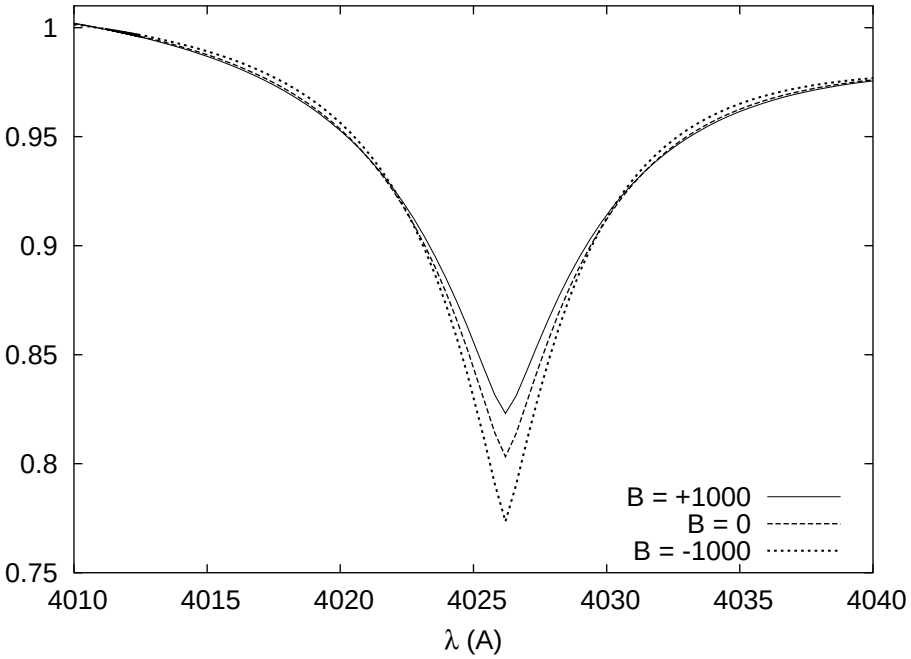


Figura 2. Perfiles calculados para la línea de He I λ4026 empleando intensidades de campos magnéticos de -1000, 0 y 1000 G.

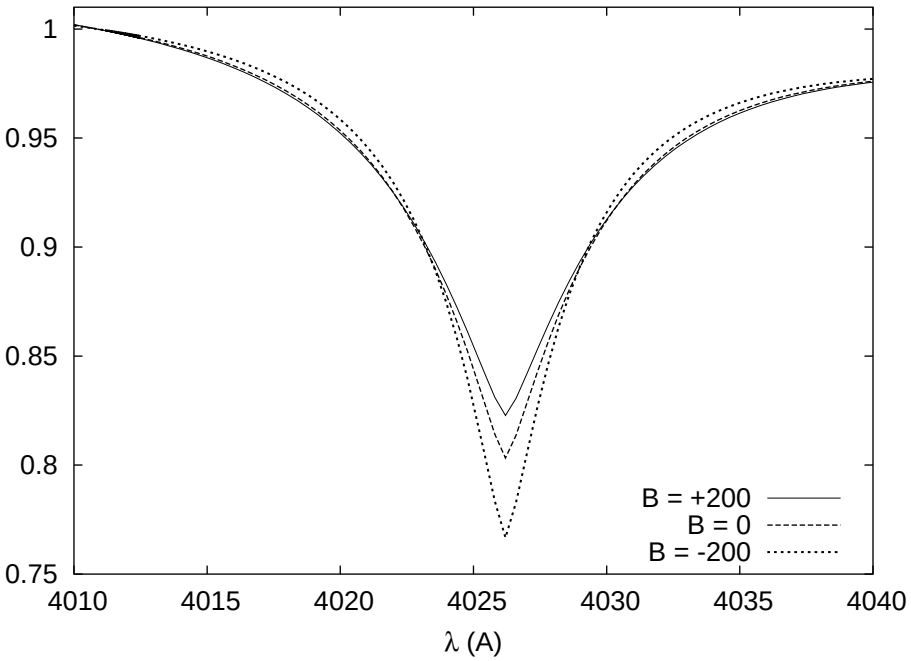


Figura 3. Perfiles calculados para la línea de He I λ4026 e intensidades de campos magnéticos de -200, 0 y 200 G.

MEDIO INTERESTELAR

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Variations in the radio spectral index across the SNR Puppis A

G. Castelletti
Post-doctoral Fellow of CONICET, Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CC 67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina
G. Dubner
Member of the Carrera del Investigador Científico, CONICET, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, (IAFE), Buenos Aires, Argentina
K. Golap and W. M. Goss
National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box O, Socorro, NM 87801

Abstract. We present a new high−resolution, high−dynamic range image of the extended supernova remnant (SNR) Puppis A at 1425 MHz, performed using the Very Large Array[1] (VLA) in its CnB and DnC configurations. Our new image shows with superb detail structures not previously noted, specially in the northern and eastern part of the radio shell. By combining the new observations at 1425 MHz with re−processed VLA archival data at 327 MHz we explore the non−thermal radio spectrum at different positions across the SNR. We find spatial variations in the radio spectral index from −0.38 to −0.67 along the periphery of this remnant.

Resumen. Presentamos una nueva imagen, con alta resolución angular y alto rango dinámico, del extenso resto de supernova (RSN) Puppis A, realizada usando el Very Large Array (VLA) en las configuraciones CnB y DnC. Nuestra nueva imagen muestra, con gran detalle, estructuras no conocidas al presente, especialmente en la parte norte y este de la cáscara de radio. Combinando las nuevas observaciones en 1425 MHz con datos re−procesados del archivo del VLA en 327 MHz, exploramos en diferentes posiciones del RSN el espectro no térmico en ondas de radio. Encontramos variaciones espaciales en el índice espectral en radio a lo largo de la periferia de este remanente que van desde −0.38 a −0.67.

Introduction

Puppis A (G260.4−3.4) is a middle−aged supernova remnant (SNR), ∼3700 yrs old (Winkler et al. 1988). At radio (Dubner et al. 1991, and references therein) and X−ray wavelengths (Petre et al. 1982 and 1996) Puppis A appears as a

[1]The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities Inc.

distorted clumpy shell with the brightest part to the east. The most conspicuous feature is the bright eastern knot (BEK) observed in the X−ray and radio emission, peaking near R.A.(J2000)=$08^{\rm h}\,24^{\rm m}\,13^{\rm s}$, Decl.(J2000)=$-42^\circ\,57'\,54''$.
Most of the previous multiwavelength studies of Puppis A and environs propose the existence of dense interstellar clouds along the east−northeast border of the SNR (Petre et al. 1982, Dubner & Arnal 1988, Reynoso et al. 1995, Woermann et al. 2000, etc.). Moreover, it suggested that the BEK is originated from the encounter of the SN shock with the external clouds. A detailed radio−continuum imaging of the transition between the bright eastern features and the weaker interior can be used to address the question about how the SNR and the cloud are interating with each other, helping to construct models of the shock/cloud interaction.
The best radio image of the entire remnant currently available is a VLA mosaic obtained at 20 cm by Dubner et al. (1991) using the DnC array. This image, obtained from a combination of 26 different pointings, was one of the very first mosaics ever carried out using the VLA. Since those data were presented, the experience acquired in the production of very sensitive large mosaics and the use of new software package motived us to revisit the Puppis A SNR in order to produce an improved image of this remnant at 20 cm.
Here, we present a new high−resolution and high−dynamic range image of Puppis A at 1425 MHz generated from new DnC− and CnB− VLA configurations data sets. This new image, with far higher sensitivity and resolution than any previous one, constitutes a valuable complement to X−ray observations. The first detailed study of spatial correlation between both spectral regimes is in hand, and will be presented in a future work. The radio observations at 1425 MHz were also combined with re−reprocessed archival VLA data at 327 MHz, to investigate the spectral behavior of the synchrotron radio emission across the remnant.

Observations and results

Two sets of observations were obtained, as summarized in Table 1. Two total bandwidth of 50 MHz centered on 1465 and 1385 MHz were used to observe in continuum mode. All radio data were fully reduced using AIPS++ software package with multi−scale mosaicking. To recover structures at all spatial frequencies, the radio continuum observations were combined with single−dish continuum observations from the Parkes Southern Galactic Plane Survey (McClure−Griffiths et al. 2001). Figure 1 shows our DnC+CnB 1425 MHz mosaic. This mosaic consists of 39 individual pointings spaced in $14'$ according to the Nyquist criterion. The angular resolution of the final image is $34'' \times 16''$ at a position angle of $-174^\circ.12$, and the rms noise is 0.5 mJy beam^{-1}.

Tabla 1
Observational Summary

Date	Configuration	ν (MHz)	$\Delta\nu$ (MHz)
2003 Jan 21, 22, 23	DnC	1425	50
2004 Feb 4, 5, 7, 15	CnB	1425	50

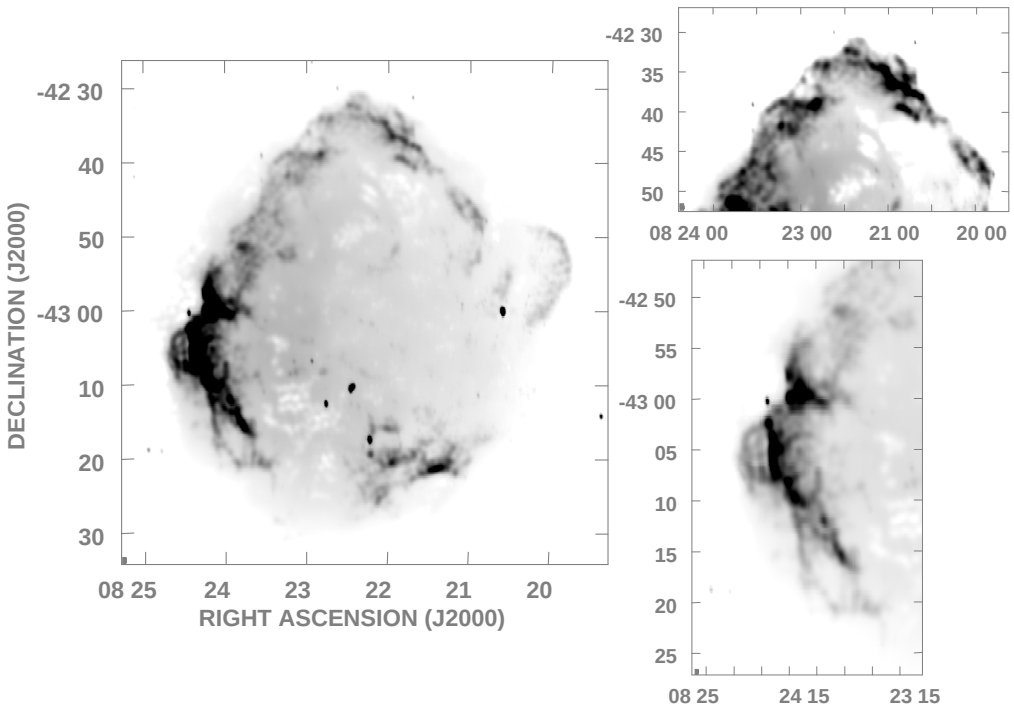


Figura 1. *(Left)* The new VLA mosaic at 1425 MHz of the SNR Puppis A. The synthesized beam is $34'' \times 16''$ (plotted at lower left in all the radio maps) and the rms noise is 0.5 mJy beam^{-1}. The gray scale is linear between 3.6 and 30 mJy beam^{-1}. *(Right)* Close−up views of Puppis A. Because of the large dynamic range different gray−scales were used in each panel: from 5 to 52 mJy beam^{-1} and from 6 to 16 mJy beam^{-1} to display the eastern and northern parts of the remnant, respectively.

The improved resolution and sensitivity upon existing surveys, have led to the detection of new non−thermal radio structures in Puppis A SNR. The top right panel of Figure 1 nicely shows the north part of the remnant with many arc−like features towards the interior of the main blast wave, especially on the northwestern side. On the eastern limb (see the bottom right panel in Figure 1), the new high−resolution image reveals a bright straight filament about $\sim 6'$ long at the location of an "crescent"−shaped structure protruding from the outer shell.

Spectral distribution from analysis boxes

In order to analyze the spatial changes of the radio spectrum in Puppis A we combine the new data at 1425 MHz with re−processed CnB−low frequency data at 327 MHz taken from the VLA archive. The imaging process at 327 MHz was done using the new AIPS++ W−Projection algorithm (Cornwell et al. 2003). The data set at 1425 MHz were re−sampled to be consistent with the *uv* coverage of the low frequency observations.

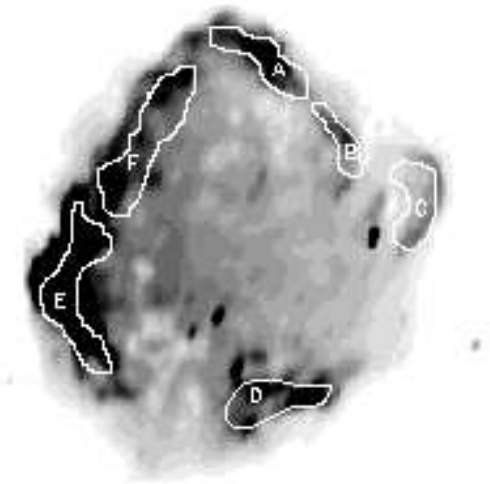


Figura 2. The regions used for spectral index calculations using T−T plots are displayed on a gray scale image of the emission of Puppis A SNR at 1425 MHz.

We discuss the spatial spectral index (α, defined by $S_\nu \propto \nu^\alpha$) distribution between both frequencies in a statistical approach, by locally finding the best fit line to the S_{327MHz} vs $S_{1425MHz}$ plot as traced for a sample of many pixels in selected regions of Puppis A. This procedure, referred in the literature as T−T plot method (Costain 1960), has the advantage that accurate spectral index determination can be done even if differences in the zero-levels between the images are not corrected.

Six asymmetrical areas, labeled A through F, were selected to cover physical features of interest in the remnant (see Figure 2). Tests using plots made over smaller regions were also done, for example to search for spectral index variations in the region around the BEK. However, there were insufficient data points to make reliable measurements of spectral index in these smaller areas. The selected regions were confined to the areas with good S/N ratio at both frequencies. The T−T plots of the six region are shown in Figure 3 including the solid line of best fit, which provides the local spectral index. The dashed line with a total spectral index α=−0.50 is included for reference. To facilitate the comparison between regions, in Figure 3 we have used the same ratio of Y−axis scale to X−axis scale for all the panels. Table 2 summarizes the radio spectral index measurements. To avoid a possible bias in our fits due to the higher noise at the lower frequency, the regression was done twice, by assuming X vs Y and vice−versa. We obtain the final spectral index measure from the average slope of both, with uncertainty in α estimated by standard propagation of errors, and from the formal error of the fit.

The T−T plots show the changes in α at the different positions. In the northwest portion of Puppis A the region B has a steeper spectrum than region A, which includes the bright northern X-ray/radio knot (BNK). The T−T plots associated with the areas E and F located over the east edge of the remnant also show local spectral gradients. The flatter of these regions −E− includes the BEK and the bright filament located to the southeast of the knot. In general, the spectral

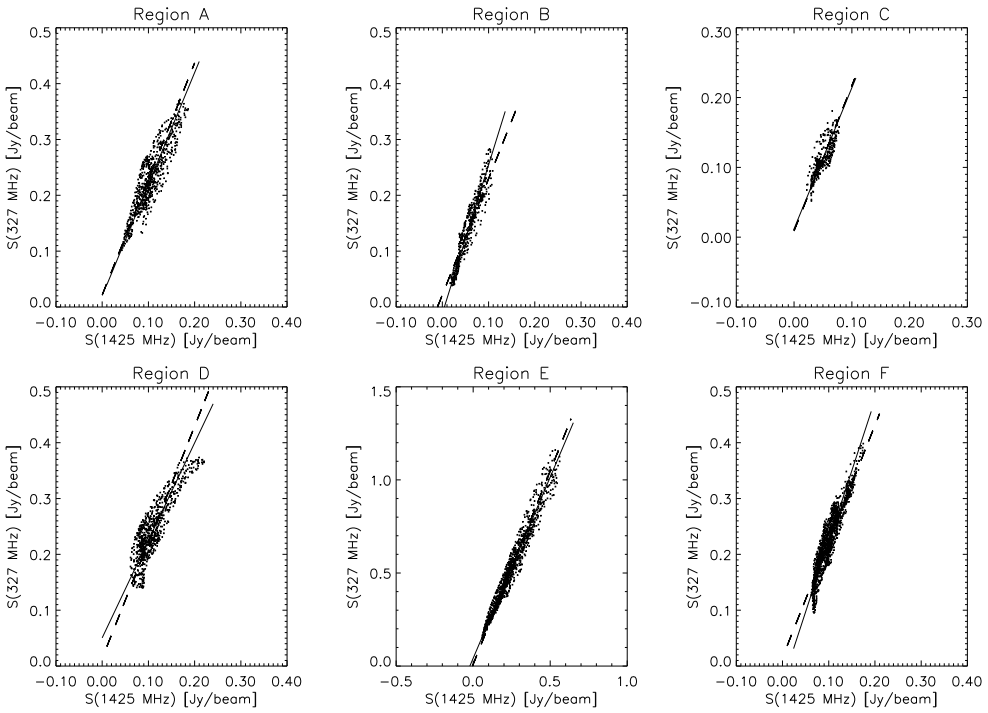


Figura 3. T−T plots of the six regions of the Puppis A SNR identified in Figure 2. The solid line represents the best fit to the points, from which the spectral indices α were derived. The dashed line in each plot is for α=−0.5, approximately the derived total spectral index and also the expected slope from simple strong shock theory.

indices are flatter in the components which coincide with X−ray maxima (Petre et al. 1996). The brighter radio features to the south part of the SNR are covered by region D, for which we found an average spectrum flatter than the whole SNR spectral index.

Tabla 2
Puppis A $\alpha_{327-1425}$ distribution for regions A to F

Boxes Labels	$\alpha_{327-1425}$
A	-0.47 ± 0.03
B	-0.67 ± 0.02
C	-0.48 ± 0.06
D	-0.38 ± 0.03
E	-0.46 ± 0.01
F	-0.63 ± 0.02

Discussion and conclusions

We have presented a new image of the SNR Puppis A at 1425 MHz obtained using the VLA. Most of the periphery of the remnant exhibits a “wavy” mor-

phology, with bright features located behind the outer rim. New filamentary structures were also detected in the eastern part of this remnant near the BEK. From the combination of the present data with re−processed low frequency data at 327 MHz, we analyze spectral index variations within this SNR based on the T−T plot method. This method provides a useful local average representation of the continuum spectrum in the selected regions. The large dispersion of the points from the straight line fits, observed in some regions, might be better explained by the contribution of spectral changes within the box, rather than by the expected noise on the images. A further spectral analysis using additional techniques, for example tomographic images and spectral maps, is worthwhile and will be presented elsewhere.

Acknowledgments. We would like to thank McClure−Griffiths, N. for giving us permission to utilizate the 1.4 GHz data from the Parkes Southern Galactic Plane Survey. This research was funded through ANPCYT grant PICT04-14018 (Argentina), ANPCYT grant PICT03-11235 (Argentina) and UBACYT grant A055/04 (Argentina).

References

Cornwell, T. J., Golap, K., & Bhatnagar, S. 2003, EVLA, memo, 67, 1

Costain, C. H. 1960, MNRAS, 120, 248

Dubner, G. M. & Arnal, E. M. 1988, A&AS, 75, 363

Dubner, G. M., Braun, R., Winkler, P. F., & Goss, W. M. 1991, AJ, 101, 1466

McClure−Griffiths, N. M., Green, A. J., Dickey, J. M., et al. 2001, ApJ, 551, 394

Petre, R., Kriss, G. A., Winkler, P. F., & Canizares, C. R. 1982, ApJ, 258, 22

Petre, R., Becker, C. M., & Winkler, P. F. 1996, ApJ, 465, L43+

Reynoso, E. M., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Arnal, E. M. 1995, AJ, 110, 358

Winkler, P. F., Turtle, J. H., Kirshner, R. P., & Irwin, M. J. 1988, in Supernova Remnants and the Interstellar Medium, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 65. Roger R. S., Landecker T., eds.

Woermann, B., Gaylard, M. J., & Otrupcek, R. 2000, MNRAS, 317, 421

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Estudio espectroscópico de la Nebulosa Planetaria Ap 2-1

Walter Alfredo Weidmann
Observatorio Astronómico Córdoba, SECyT, UNC,
walter@mail.oac.uncor.edu
Gustavo José Carranza
Observatorio Astronómico Córdoba, CONICET, Argentina,
gcarranza@ciudad.com.ar

Abstract. We have carried out an spectroscopy study of the Planetary Nebula Ap 2-1, obtaing for the first time its radial and expansion velocities, we have also analysed the spatial variation of the electronic density, and we have detected its growth toward the centre. Finally we discuss its physical nature, which have been questioned since some years ago; there are arguments in favour/against of HII regions-Planetary Nebulae.

Resumen. Hemos realizado un estudio espectroscópico de la Nebulosa Planetaria Ap 2-1, obteniendo por primera vez su velocidad radial y de expansión, también realizamos un análisis de la variación espacial de la densidad electrónica, observando un incremento de ésta hacia el centro; finalmente discutimos la naturaleza física del objeto que ha sido cuestionada desde hace varios años, dividiéndose las opiniones entre Región HII y Nebulosa Planetaria.

Introducción

La nebulosa Ap 2-1 (PN G 035.1-00.7) es un objeto que se encuentra en el disco Galáctico y en dirección al centro de la Galaxia, sus coordenadas ecuatoriales son: $\alpha = 18^h58^m10.5^s$ $\delta = +01^{\rm o}36'57.5''(2000)$. Fue descubierta por APRIA-MASVILI en 1962 y está sospechada de ser una región HII compacta (Glushkov et al. 1975, Acker et al. 1987, Zijlstra et al. 1989 y Soker 1997), a pesar de esto en la literatura no se encuentran trabajos detallados de este objeto. La apariencia general del objeto es la de una elipse elongada en ángulo de posición $138^{\rm o}$, con una conspicua estrella central de magnitudes: B=16.96 $\pm$ 0.25 y V=15.16 $\pm$ 0.25 (Tylenda 1991); la distancia al objeto fue estimada en 1.59 Kpc (Zhang 1995). La nebulosa ha sido observada en radio en las frecuencias de 2.7, 5.0, 8.1 y 14.7 GHz (Cahn & Rubin 1974, Milne & Aller 1982, Zhang 1995 entre otros) encontrándose flujos relativamente altos comparados con los que se esperaría para una nebulosa planetaria. Hemos estudiado esta nebulosa para intentar definir su naturaleza física (región HII o Nebulosa Planetaria, de aquí en adelante NP) y obtener información acerca de las condiciones físicas del gas emisor como así también de su cinemática.

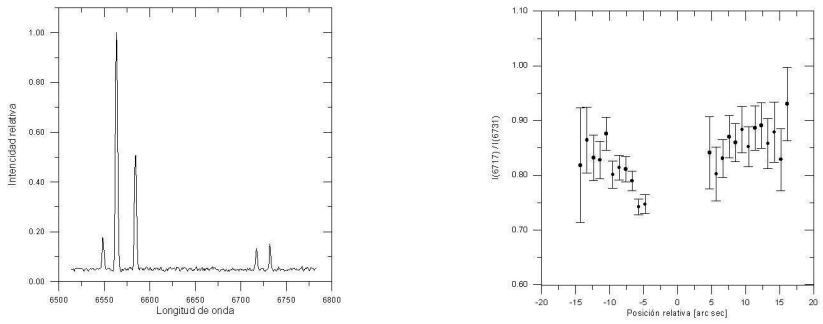


Figura 1. *Izquierda:* Espectro de Ap 2-1. *Derecha:* Variación del indicador de densidad electrónica I(6717)/I(6731) con la posición a lo largo de la nebulosa (en PA $45^{\rm O}$). Los puntos correspondientes a la región central están afectados de mucha incerteza (debido a la presencia de la estrella central) por lo que fueron removidos.

Observación espectroscópica

Se tomaron tres espectros ranura larga en orden uno con la red de $1200 l mm^{-1}$ con el espectrógrafo REOSC de CASLEO, Argentina, los días 22 y 23 de julio de 2004. Los espectros cubrieron un rango de 6500 a 7160 Å con una dispersión media de 27.1 $Åmm^{-1}$, lo que equivale aproximadamente a $30 kms^{-1}\times$ pixel, en éstos detectamos las líneas: $H\alpha$, λ6548 Å y λ6584 Å del [NII], λ6717 Å y λ6731 Å del [SII]. El ancho de ranura fue de $200\mu m$ ($2.3''$ en el cielo), esto estuvo condicionado fundamentalmente por el seeing de las noches. Los tiempos de exposición fueron de 3600 segundos de manera de asegurar una relación señal ruido superior a 30. Los ángulos de posición de la ranura fueron en $138^{\rm O}$ y $45^{\rm O}$, coincidentes con los ejes mayor y menor del objeto.
La elección de la red se hizo con el fin de obtener una precisión razonable en la determinación de la velocidad radial y de expansión; las observaciones se realizaron en orden uno de manera de poder cubrir un rango espectral que permitiera observar en forma simultánea las líneas del azufre y del nitrógeno.
La reducción de los datos se llevó a cabo principalmente con el software ADHOC (Marseille Observatory; Boulesteix 1993) y técnicas de reducción estándar para detectores bidimensionales. Después de la calibración en longitud de onda el ancho instrumental de las líneas de emisión del cielo fue de $94 kms^{-1}$.

Cinemática

Presentamos por primera vez la velocidad radial del objeto: $V_h = 15 \pm 16$ km s^{-1} y $V_L = 31 \pm 16$ km s^{-1} referidas a los sistemas heliocéntrico y LSR respectivamente; para el cálculo de la velocidad radial se utilizó la línea $H\alpha$ (usamos 6562.77Å para $H\alpha$ en el vacío) ya que es la más intensa (Fig. 1a); para la determinación de las incertezas se utilizó la expresión de Keel, 1996.

Para poder tener una estima de la velocidad de expansión de la nebulosa usamos un modelo utilizado por Sabbadin et al. en 1984, en el cual se mide el FWHM de las líneas de emisión y se desafecta este de los ensanchamientos instrumentales, térmicos, intrínsecos, etc. Para este objeto utilizamos la línea de emisión $H\alpha$ y encontramos una velocidad de expansión aproximada de $37km\ s^{-1}$.

Intensidad de las líneas de emisión

Usamos los cocientes de las líneas del [SII], 6717 y 6731Å para determinar la densidad electrónica de la nebulosa (Saraph & Seaton, 1970), ver Fig. 1b. La incerteza en el flujo de las líneas se obtuvo teniendo en cuenta el ruido del continuo en la cercanía de la línea de emisión correspondiente; para determinar el error en el cociente de los flujos se propagaron los errores.
Es notorio el incremento de densidad hacia el centro de la nebulosa, ésta va de $0.6 \times 10^3 cm^{-3}$ en las regiones más externas a $1.0 \times 10^3 cm^{-3}$ hacia el interior del objeto, lo que es una característica de las regiones HII compactas. Este incremento de la densidad electrónica hacia el centro había sido notado previamente por Jewitt et al. en 1986, midiendo: $0.4 \times 10^3 cm^{-3}$ y $1.0 \times 10^3 cm^{-3}$ a $25''$ y $10''$ de la estrella central respectivamente.
Encontramos los cocientes de flujo $Log(H\alpha/[NII]) = 0.20$ y $(6717/6731) = 0.85$ (donde [NII] es la suma de 6548 y 6584Å), estos muestran que el objeto es una NP de acuerdo al diagrama de diagnostico presentado por Sabbadin & D'e Odorico en 1976.

La naturaleza de Ap 2-1

La comparación de los cocientes de líneas de NP, RSN y regiones HII muestra que Ap2-1 es una NP, no obstante existen otras características que hacen sospechar de su naturaleza: el flujo del objeto en $5GHz$ ($320mJy$, medido por Zhang en 1995) es significativamente superior a la media de las NP, el 92% de las NP tienen un flujo inferior a $300mJy$, mientras que las regiones HII poseen un flujo medio de $1Jy$. La densidad electrónica es creciente hacia el centro del objeto, lo que es característico de las regiones HII compactas, no obstante la morfología de estas es irregular mientras que la morfología de Ap 2-1 presenta una estructura tipo cáscara como puede verse en la imagen de la banda Ks (Fig. 2).
Ap2-1 no ha sido medida por IRAS, no obstante hemos obtenido, directamente de las imágenes, los cocientes de los flujos: $Log(F_\nu(100\mu m)/F_\nu(25\mu m)) = 1.18$ y $Log(F_\nu(60\mu m)/F_\nu(25\mu m)) = 0.88$ estos cocientes pueden ser utilizados para separar regiones HII de NP (Jourdain et al. 1990); los flujos encontrados corresponden a la región dominada por las regiones HII.
Ninguna de estas evidencias es concluyente para asegurar la naturaleza de Ap2-1, es necesario obtener mas información espectroscópica de la nebulosa de manera de tener información más detallada de los parámetros físicos de este objeto.

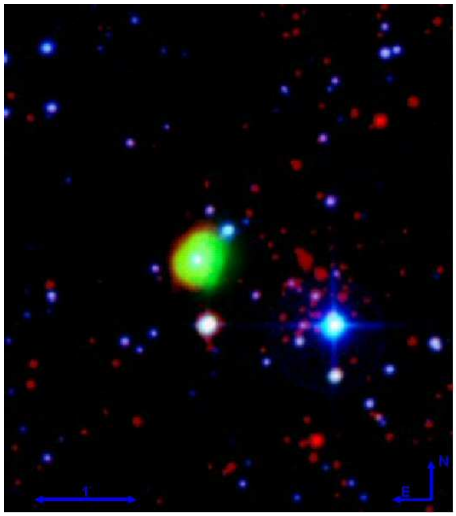


Figura 2. Imagen compuesta de Ap 2-1 en la que el rojo representa la emisión en la banda Ks (2MASS), el verde de $H\alpha$ y el nitrógeno (SSS) y el azul representa la emisión en la banda azul (SSS).

Agradecimientos. Agradecemos al Dr. Rubén Díaz, Lic. Damián Mast y Lic. German Gimeno por sus útiles sugerencias en el proceso de reducción de los datos e importantes comentarios durante la preparación del trabajo.

Referencias

Acker, A.; Chopinet, M.; Pottasch, S. R.; Stenholm, B. 1987, A&AS, 71, 163

Boulesteix, J. 1993, ADHOC Reference Manual (Marsaille: Pub. de l'Observatorie de Marseille)

Cahn, J. H.; Rubin, Robert H. 1974, AJ, 79, 128

Glushkov, Y. I.; Denisyuk, E. K.; Karyagina, Z. V. 1975, A&A, 39, 481

Jewitt, D. C.; Danielson, G. E.; Kupferman, P. N. 1986, ApJ, 302, 727

Jourdain de Muizon, M.; Cox, P.; Lequeux, J. 1990, A&AS, 83, 337

Keel, William C. 1996, ApJS, 106, 27

Milne, D. K.; Aller, L. H. 1982, A&AS, 50, 209

Sabbadin, F.; D'Odorico, S. 1976, A&A, 49, 119

Sabbadin, F.; Bianchini, A.; Hamzaoglu, E. 1984, A&A, 136, 200

Saraph, H. E.; Seaton, M. J. 1970, MNRAS, 148, 367

Soker, N. 1997, ApJS, 112, 487

Tylenda, R.; Acker, A.; Raytchev, B.; Stenholm, B.; Gleizes, F. 1991, A&AS, 89, 77

Zhang, C. Y. 1995, A&AS, 98, 659

Zijlstra, A.; Pottasch, S. R.; Bignell, C. 1989, IAUS, 131, 60

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Una nueva cáscara de HI en dirección a Centauro

M. C. Martín[1], C. E. Cappa[1,2] y J. C. Testori[1]
1 Instituto Argentino de Radioastronomía, Argentina; cmartin@iar.unlp.edu.ar
2 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina

Abstract. We report an HI cavity surrounded by an expanding shell, centered approximately at *(l,b,v)* = (307^o 18′, +0^o 18′, –42 km s^{-1}), named G307.3+0.3–42.
We analyze this structure by using the 21 cm line data from the Southern Galactic Plane Survey and its counterparts at different frequencies and investigate its origin.
Resumen. Reportamos una cavidad de HI rodeada por una cáscara en expansión centrada aproximadamente en *(l,b,v)* = (307^o 18′, +0^o 18′, –42 km s^{-1}), que denominamos G307.3+0.3–42.
Analizamos esta estructura utilizando datos de la línea de 21 cm del HI pertenecientes al Southern Galactic Plane Survey. Se investigan sus contrapartes en el rango óptico, en el continuo de radio y en el infrarrojo y se estudia su posible origen.

Introducción

Las cáscaras y supercáscaras de HI identificadas en nuestra galaxia han sido estudiadas extensivamente en las últimas décadas (e.g. McClure-Griffiths et al. 2001), luego de las primeras identificaciones sistemáticas de estas estructuras por Heiles (1978, 1984). Con energías cinéticas en el rango de 10^{47} a 10^{53} erg, estas estructuras podrían ser el resultado de la acción de fenómenos explosivos y expansivos, tales como vientos estelares de estrellas de gran masa y explosiones de supernovas.
La distribución de la emisión de la línea de 21 cm hacia $l = 307^o$ revela la presencia de un mínimo bien definido en la emisión de HI, o cavidad, rodeada por una cáscara en expansión centrada aproximadamente en *(l,b,v)* = (307^o 18', +0^o 18', –42 km s^{-1}). De aquí en más llamaremos a esta estructura G307.3+0.3–42.

Bases de datos

Este estudio se lleva a cabo utilizando observaciones de la línea de 21 cm del HI pertenecientes al Southern Galactic Plane Survey (SGPS), obtenidas con un haz sintetizado de 2′.5; datos del continuo de radio en 2.4 y 4.85 GHz (Duncan et al. 1995; Condon et al. 1993) con resoluciones angulares de 8′y 5′, respectivamente;

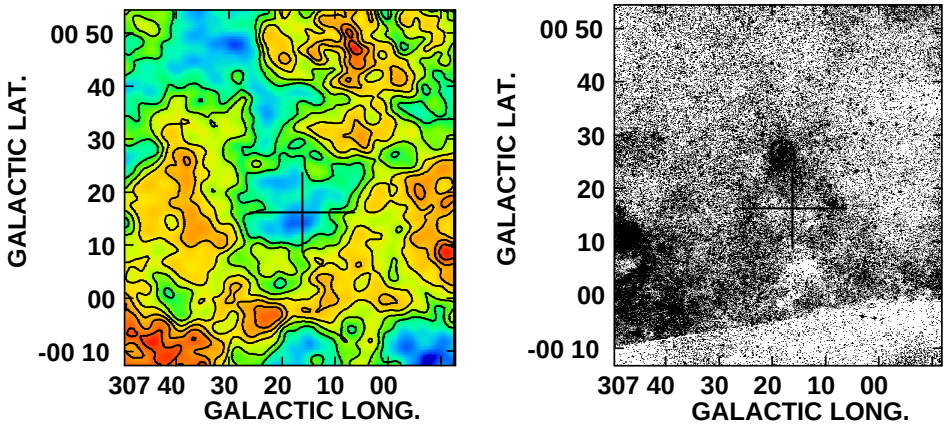


Figura 1. *Izquierda:* Distribución de la temperatura de brillo de HI de G307.3+0.3-42, integrada entre –46 y –36 km s^{-1}. Escala de colores: de 70 K (azul) a 120 K (rojo). Contornos: de 90 K a 130 K, en pasos de 5 K. *Derecha:* imagen óptica de la nebulosa. La cruz indica la extensión de la nebulosa óptica

datos de la línea de CO(1-0) en 115 GHz (Dame et al. 2001, resolución angular: 8.′8; resolución en velocidad: 1.3 km s^{-1}) y datos del continuo en el IR lejano obtenidos con IRAS (HIRES) en 100μm y 60μm (1.′8 y 1.′3 de resolución angular respectivamente).

G307.3+0.3–42 y la posible nebulosa óptica asociada

El panel izquierdo de la Figura 1 muestra la distribución de la temperatura de brillo del HI integrado entre –46 y –36 km s^{-1}. La distribución del hidrógeno neutro hacia $l = 307^o$ muestra una región de baja emisión de HI centrada en *(l,b)* = (307.3^o,+0.3^o), rodeada por una bien definida cáscara, que se ve debilitada hacia altas latitudes galácticas (*[l,b]* $\cong$ [307.4^o,+0.6^o]).
La velocidad sistémica es –42 km s^{-1}. El modelo de rotación circular galáctica de Brand & Blitz (1993) ubica este objeto a $\cong$4$\pm$1 kpc (distancia cercana) o a $\cong$6.3$\pm$1 kpc (distancia lejana).
La cavidad de HI coincide con una nebulosa difusa y débil no catalogada, visible en la imagen R del DSS (panel derecho de la Figura 1). Llamamos a esta estructura óptica G307.27+0.27.

Contrapartes de G307.3+0.3-42.0 a otras frecuencias

IR: (Figura 2, panel izquierdo). La cavidad de HI también se identifica como una región de baja emisión en el infrarrojo. La distribución del polvo es similar a la del HI, y claramente la mayor parte del polvo interestelar yace fuera de la estructura ionizada. Notamos que en el mapa de distribución de nubes oscuras de Feitzinger & Stüwe (1984), la estructura está proyectada sobre una región de baja opacidad.

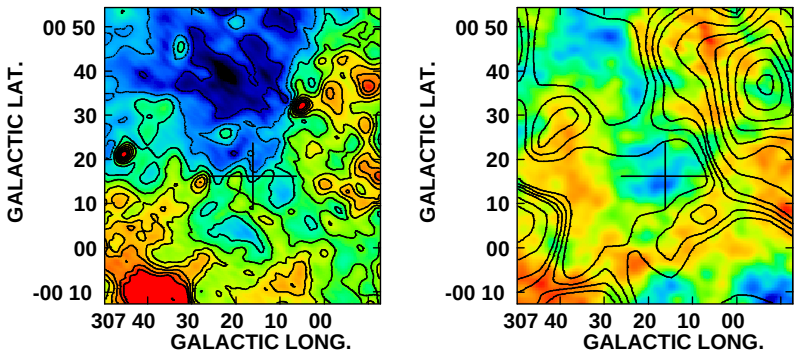


Figura 2. *Izquierda:* Distribución de la emisión infrarroja en 100μ (contornos y colores) hacia G307.3+0.3–42. *Derecha:* Superposición de la emisión de CO en el rango de velocidades entre –46.1 y –39.6 km s^{-1} (contornos) y de la emisión de HI (colores). La cruz indica la extensión de la nebulosa óptica

CO: (Figura 2, panel derecho). Se evidencia una región de baja emisión molecular coincidente con la cavidad de G307.3+0.3-42 y con un mínimo de HI ubicado a más altas latitudes galácticas ([l,b] $\cong$ [307.4,+0.6]). La emisión de CO es parcialmente coincidente con la cáscara de HI y muestra el gas molecular asociado a G307.3+0.3-42.
No se detecta emisión en el continuo de radio asociada a esta estructura.

Estrellas proyectadas sobre G307.3+0.3-42

Considerando las distancias estelares, se halló que tres estrellas de gran masa, proyectadas en la cavidad de HI, podrían estar asociadas a la estructura: la estrella Wolf-Rayet WR 53 y dos de tipo O6 identificadas por McGruder (1975). Las distancias a las estrellas O6 serían compatibles con la distancia cinemática cercana de la estructura, considerando los errores en absorción y clases de luminosidad III o I para las mismas.
Las estimaciones de distancia a WR 53 dan valores comprendidos entre 1.9 y 5.3 kpc (van der Hucht 2001; Conti & Vacca 1990; Smith et al. 1990; van der Hucht et al., 1998), compatibles con la distancia cinemática de G307.3+0.3–42. Sin embargo, su posición cercana a la región más débil de la estructura de HI y la dirección de su movimiento propio (μ_l = -7.6 $\pm$3.0 mas/yr; μ_b = -3.3 $\pm$2.8 mas/yr, obtenidos a partir de los movimientos propios en ascensión recta y declinación, Hog et al. 2000), no favorecen su vinculación con la estructura.

Conclusiones

En la tabla se indican los principales parámetros físicos de G307.3+0.3–42. Considerando un 25% de error en distancia, los errores en las masas son del 50%. La cavidad de HI coincide con una región de baja emisión en el IR y en CO, indicando que el gas molecular y el polvo interestelar habrían sido desplazados de

la región o destruidos. El aspecto de cáscara difusa de la emisión óptica sugiere que corresponde a una región HII típica, indicando la acción conjunta de los vientos estelares y del intenso flujo UV de las estrellas O6. Teniendo en cuenta la energía cinética de la estructura (E_k) y que el cociente observado entre esta energía y la energía mecánica (E_w) del viento estelar es $E_k/E_w \leq 0.03$ para todas las burbujas interestelares de HI detectadas (ver por ej. Cappa et al. 2003), una estrella con E_w =1.5 x 10^{50} erg podría crear la estructura en expansión.
Considerando valores típicos de la tasa de pérdida de masa y velocidad terminal para estrellas O6 ($\dot{M}$ = 2 x 10^{-6} $M_\odot$/año y V_w = 2000 km s^{-1}) y que el viento ha soplado durante al menos 2 x 10^6 años, E_w ($=\dot{M}\ {V_w}^2/2$) = 1.6 x 10^{50} erg. Así, la energía mecánica entregada al medio interestelar por una estrella O6 alcanzará para crear la estructura.

Tabla
Parámetros físicos de G307.3+0.3-42

Centro *(l,b)*	$307^o18'$,$+0^o18'$
Velocidad sistémica (km s^{-1})	-42.0
Velocidad de expansión (km s^{-1})	14.0
Radio de la cavidad de HI (minutos de arco)	9.1
Radio de la estructura de HI (minutos de arco)	18.5
Distancia adoptada (kpc)	4.0
Radio lineal de la estructura (pc)	22.0
Masa neutra en la estructura $M_\odot$*	2100
Edad dinámica (10^6 años)	0.9
Energía cinética E_k (10^{48} erg)*	4.1
(*)Incluye la contribución del He. Se adoptó un 10% de abundancia de He.	

Agradecimientos. Agradecemos el apoyo parcial de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP-proyecto 11/G072), y de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCYT-proyecto PICT 14018/03).

Referencias

Brand, J., Blitz, L. 1993, A&A, 275, 67

Cappa, C.E., Arnal, E.M., Cichowolski, S., Goss, W.M. & Pineault, S. 2003, IAUS, 212, 596

Clark, J.S. & Porter, J.M. 2004, A&A, 427, 839

Condon, J.J., Griffith, M.R. & Wright, A.E. 1993, AJ, 106, 1095

Duncan, A.R., Stewart, R.T., Haynes, R.F. & Jones, K.L. 1995, P.A.S.A. 12, 54

Feitzinger, J.V. & Stüwe, J.A. 1984, A&AS, 58, 365

Georgelin, Y.P. & Georgelin, Y.M. 1993, AJ, 105, 1666

Heiles, C. 1978, Sci Am, 238, 74

Heiles, C. 1984, ApJS, 55, 585

McGruder III, C.H. 1975, A&AS, 22, 161

McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M., Gaensler, B.M. & Green, A.J. 2001, ApJ, 562, 424

Reed, B.C. 1998, ApJS, 115, 271

Stephenson, C.B. & Sanduleak, N. 1971, Publications of the Warner and Swasey Observatory, 1, 1

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

The complex ISM towards the HII region Sh2-157

Javier Vasquez
Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina
Cristina E. Cappa
Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, and Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina
Serge Pineault
Départment of Physique and Observatoire du Mont Mégantic, Université Laval, Ste-Foy, Québec, Canada

Abstract. We analyze the distribution of the interstellar matter in the environs of the northern part of the HII region Sh2-157, located in the Perseus spiral arm. Our study is based on radio continuum and neutral hydrogen observations, CO and IRAS (HIRES) data. The radio continuum data at 408 and 1420 MHz, and the HI data have synthesized beams of about $3\farcm4$, $1\farcm0$, and $1'.0$, respectively. The northern part of the HII region (SG 13) has a claw-like shape with the open cluster Ma 50 projected close to its center. The cluster includes WR 157 and some OB stars. The HI and CO emission distributions reveal two neutral structures associated with SG 13, which were probably created by the action of the stellar winds from the massive stars in Ma 50.

Resumen. Analizamos la distribución del material interestelar en los alrededores de la parte norte de la región HII Sh2-157, ubicada en el Brazo espiral de Perseo. Nuestro estudio está basado en observaciones del continuo de radio y de la línea de 21 cm del HI, imágenes de CO e imágenes IRAS (HIRES). Los datos del continuo de radio en 408 y 1420 MHz y los de HI fueron obtenidos con resoluciones angulares de $3\farcm4$, $1\farcm0$ y $1'$, respectivamente. La parte norte de la región HII (SG 13) tiene forma de *garra*, con el cúmulo abierto Ma 50 proyectado cerca de su centro. El cúmulo incluye la estrella WR 157 y varias estrellas OB. La emisión de HI y CO revela dos estructuras asociadas a SG 13, las cuales han sido probablemente creadas por la acción de los fuertes vientos de las estrellas masivas del cúmulo.

Introduction

The action of massive stars modify the morphology and causes a strong change in the dynamics and energetics of the interstellar matter in their environs. Wolf-Rayet (WR) stars, in particular, have extremely intense winds with high mass loss rates $\sim 10^{-5}$-10^{-6} $M_\odot yr^{-1}$ and terminal velocities $v \sim$1000-3000 kms^{-1} (van

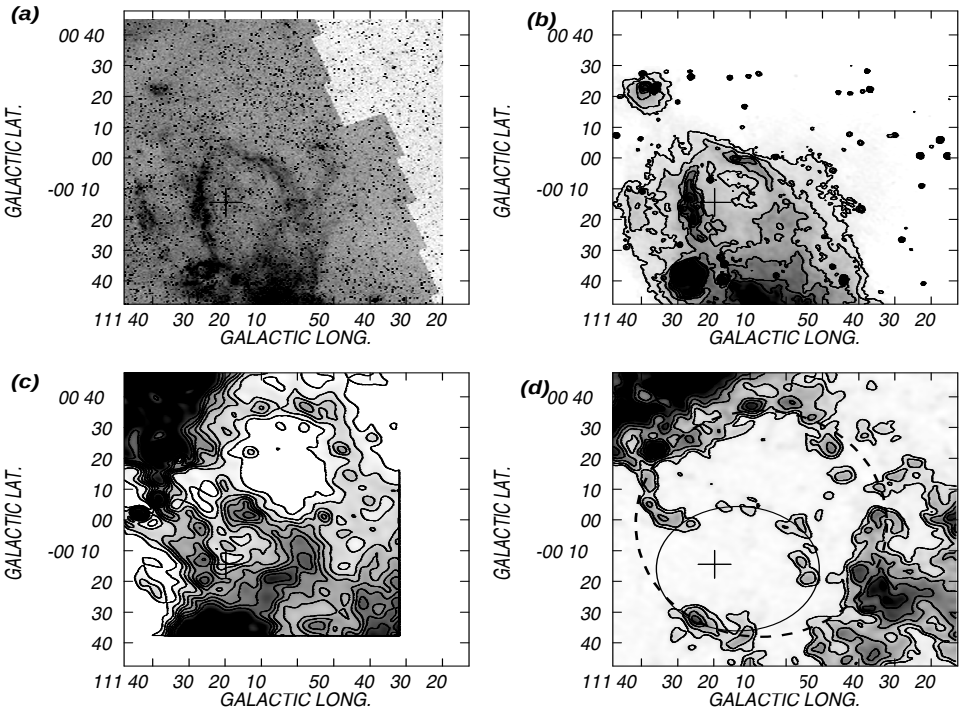


Figura 1. **(a)** DSS R image of SG 13. The cross marks the position of WR 157. **(b)** 1420 MHz image. The gray scale varies from 7 to 13 K (T_b) and the contour lines are 7.5, 8, 9, 10, 11 and 12 K. **(c)** 100 μm IRAS image: The gray scale varies from 150 to 350 MJy/ster and the contours are 150, 170, 190, 210, 230, 250, 270 and 300 MJy/ster. **(d)** CO emission within the range –51.8 to –41 km s^{-1}. The gray scale varies from 0 to 5 K (T_b) and the contour lines are 0.5,1, 2, 3, 4 and 5 K. The solid and dashed lines delineate the two CO structures.

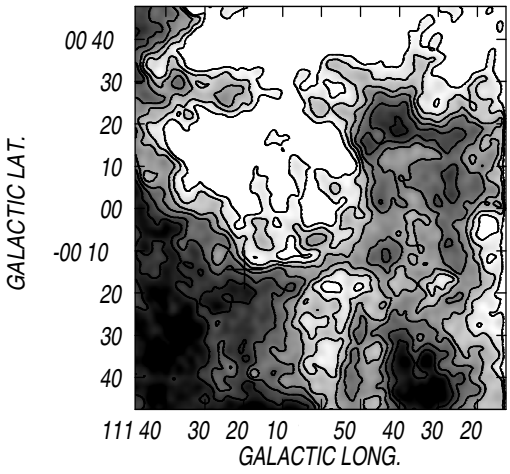


Figura 2. HI emission distribution at v_{HI} =–43.1±1.2 km s^{-1}. The gray scale varies from 80 to–140 K (T_b), and the contours are 80, 90, 100, 110, 120 and 130 K.

der Hucht 2001). These winds produce regions void of material, which have been swept-up in zones of compressed material, usually called shells, that can be observed in the optical, IR and radio frequencies.
The interaction of the WR star WR 157 (l = 111°20′, b =−0°14′), belonging to open cluster Ma 50, with the interstellar medium is analyzed in this paper. This WR star is associated with the optical ring nebula SG 13 (Lozinskaya et al. 1986).

Data base

This study is based on radio continuum and HI 21-cm line data belonging to the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS) (Taylor et al. 2003) obtained with the DRAO Synthesis Telescope (Canada), CO observations obtained with the 14 m radio telescope of the Five College Radio Astronomy Observatory (USA) and IRAS (HIRES) data. The radio continuum data at 408 and 1420 MHz have synthesized beams of 3′.4 and 1′.0 respectively, whereas the HI data have a synthesized beam of 1′.0.

The morphology of Sh2-157 and its surrounding ISM

The distribution of the emission at different wavelengths towards the northern side of the HII region Sh2-157, named SG 13, is shown in Fig 1. The DSS R emission (Fig. 1(a)) and the radio emission at 1420 MHz (Fig. 1(b)) present the same morphology, with a claw like shape (Chopinet & Lortet-Zuckermann 1972), around WR 157, whose location is shown by the cross. A spectral index $\alpha \sim$ –0.1 ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) was obtained from 408 and 1420 MHz data, showing the thermal nature of the continuum emission.

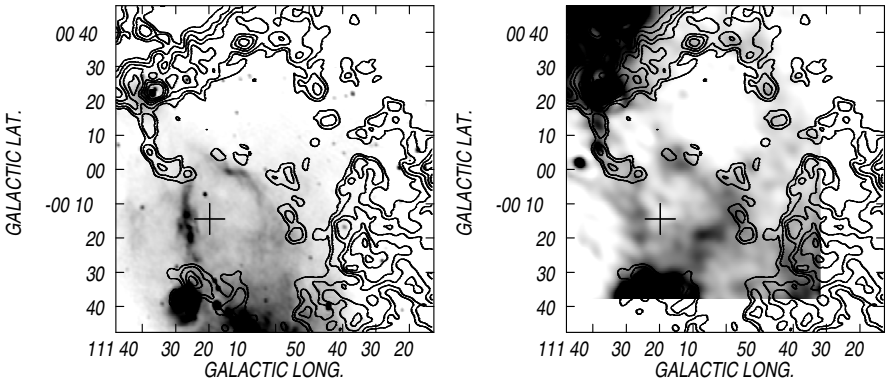


Figura 3. **Left panel.** Overlay of the 1420 MHz radio continum emission (gray scale) and the CO emission (contours). **Right panel.** Overlay of the 100 μm (gray scale) and the CO emission (contours). The gray scale and the contours are the same as in Fig. 1.

Fig. 1 (c) and (d) show the dust emission at 100 μm and the CO emission distribution within the velocity range -51.8 to -41 km/sec, respectively. (All velocities are referred to LSR). The dust emission distribution resembles the optical emission, indicating the presence of hot dust associated with the HII region. The CO emission is patchy in appearance, with the CO clumps distributed along a circle of $\sim 25'$ in radius aproximately centered on the open cluster (delineated by the solid line). Furthermore, highlighted with a dashed line, a large and external shell with a radius of $\sim 50'$ is observed. This last structure is also detected at 100 μm.

Fig. 2 shows the HI emission distribution in T_b at v_{HI} =–43.1±1.2 km s^{-1}. The image shows the presence of a low emission region centered at $l = 111°10'$, b =+0°10′. This cavity, which can be followed from -47.5 to -33.6 km/sec, correlates with the upper part of the large CO shell.

Fig. 3 shows the overlapping of the DSS R image (left panel, grey scale) and 100 μm image (right panel, grey scale) with the CO emission (contours). The molecular emission surrounds the optical filaments at lower galactic longitudes (left panel) and partially overlaps the dust emission (right panel). The external CO structure appears to be morphologically linked to the external dust emission structure (see Fig. 1c) and to the HI structure.

Discussion

Taking into account the radial velocity of the ionized gas (-53 to -33 km/sec, Lozinskaya et al. 1986) and the systemic velocity of the CO gas (-47.6 km/sec), and considering the circular galactic rotation model by Brand & Blitz (1993), we obtain a kinematical distance of $d_{kin} \sim 4.2 \pm 0.9$ kpc. This value coincides, within errors, with the spectrophotometric distance estimate of WR 157 and

Ma 50 (3.4 kpc, van der Hucht 2001; 3.45 kpc, Baume et al. 2004), suggesting that the neutral structures detected in HI and CO are associated with this open cluster.

Table 1
Physical parameters of SG 13 and its surrounding

Radio continuum		*100 μm*	
S_{408} [Jy]	4.1	S_{in} [Jy]	2.2×10^4
S_{1420}[Jy]	3.7	S_{out} [Jy]	1.7×10^4
spectral index (α)	-0.1	T_{in} [K]	24
f [(a)]	0.3 - 0.6	T_{out} [K]	28
n_e[cm^{-3}]	$\sim$10-15		
M_{HII} [$M_\odot$]	$\sim$4400-3000		
HI		*CO*	
Δv [km s^{-1}][(b)]	-47.5,-33.6	Δv [km s^{-1}]	-41.0,-51.8
v_{sys} [km s^{-1}] [(c)]	-43.1$\pm$1.2	v_{sys} [km s^{-1}]	-47.6
v_{exp} [km s^{-1}] [(d)]	$\sim$7	M_{in} [$M_\odot$]	$(2\pm0.5)\times10^4$
		M_{ext} [$M_\odot$]	$(8\pm1.6)\times10^4$

Comments: (*a*) Filling factor; (*b*) Velocity range spanned by the structures; (*c*) Systemic velocity; (*d*) Expansion velocity

The whole distribution of the interstellar material in the environs of WR 157 and Ma 50 can be explained by assuming that SG 13 and its neutral gas and dust counterparts have been created by the stellar winds of the WR star, while the outer CO shell and HI structure originated during previous evolutionary stages of the massive stars in Ma 50.

Adopting typical stellar wind parameters for the WR star and its massive O-type star progenitor, we find that the stellar wind mechanical energy supply is enough to blow the observed structure.

The distribution of the molecular and atomic material, and the dust associated with SG 13 suggests that the CO material is being shielded by the interstellar dust.

In Table 1 we list the physical parameters of both the otical ring nebula SG 13 and the related neutral features assuming d_{kin}= 4.2$\pm$0.9 kpc. S_{408} and S_{1420} are the flux densities at 408 and 1420 MHz, respectively; while S_{in} and S_{out}, and T_{in} and T_{out} are the flux densities at 100 μm and the dust temperatures of the small and large structures, respectively. The dust color temperature was obtained following the procedure described in Cichowolski et al.(2001). Flux densities were obtained by integrating over the region of SG 13. M_{in} and M_{out} are the CO masses related to these structures. The electron density and ionized mass were derived from the 1420 MHz image using the expressions by Mezger & Henderson (1967) and the filling factors indicated in Table 1.

Summary

The optical nebula is clearly detected in the radio continuum at 408 and 1420 MHz. The presence of interstellar dust and neutral gas linked to SG 13 is evident in the far IR and CO images. The IR, HI and CO emission distributions also show the presence of interstellar dust, and neutral atomic and molecular gas related to an outer shell of $50'$ in size.
The kinematical distance of the neutral structures coincides, within errors, with the distance derived for WR 157 and Ma 50. This fact gives additional support to the association between Ma 50 and the interstellar structures.
The distribution of the neutral and ionized material can be explained as the result of the action of the strong stellar winds of the WR star and its massive progenitor on the surrounding interstellar gas.

Acknowledgments. We thank Victoria Cossani for help with the English version of the paper. This research was partially supported by Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata under project 11/G072, and the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCYT) under project PICT 14018/03. The DRAO Synthesis Telescope is operated as a national facility by the National Research Council of Canada. The CGPS is a Canadian project with international partners and is supported by grants from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

References

Baume G., Vazquez R. A., Carraro G., MNRAS, 2004, 355, 475

Brand J., Blitz L. 1993, A&A, 275, 67

Chopinet M., Lortet-Zuckermann M. C., A&A, 1972, 18, 373

Cichowolski S., Pineault S., Arnal E. M., Testori J. C., Goss W. M., Cappa C. E., 2001, AJ, 122, 1938

Lozinskaya T. A., Sitnik T. G., Lomovskii A. I., 1986, Ap&SS, 121, 357

Mezger P. G. & Henderson A. P., 1967, ApJ, 147, 471

Taylor A.R., Gibson S.J., Peracaula M., Martin P.G., Landecker T.L., Brunt C.M., Dewdney P.E., Dougherty S.M., Gray A.D., Higgs L.A., Kerton C.R., Knee L.B.G., Kothes R., Purton C.R., Uyaniker B., Wallace B.J., Willis A.G., Durand D., 2003, AJ, 125, 3145

van der Hucht K. 2001, New astronomy Rev., 45, 135

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Observaciones de ^{12}CO (J=1→0) en los alrededores de estrellas Wolf-Rayet galácticas

Nicolás Duronea
Instituto Argentino de Radioastronomía, Villa Elisa, Argentina, duronea@tux.iar.unlp.edu.ar
E. Marcelo Arnal
Instituto Argentino de Radioastronomía, Villa Elisa, Argentina, arnal@iar.unlp.edu.ar

Abstract. We present ^{12}CO (J= 1 → 0) images of the surroundings of three galactic Wolf-Rayet stars. As part of a program aimed to study the interaction of massive stars with their environments, we have begun a study of the distribution of molecular gas around Wolf-Rayet stars. The carbon monoxide database is combined with both far infrared (MSX and IRAS) and radio continuum observations at 2.4 and 5.0 Ghz. A few cavities and arc-shaped structures were found likely to be associated with the Wolf-Rayet stars.

Resumen. Como parte de un programa dedicado a investigar la interacción entre estrellas de gran masa con su medio cicundante, se realizó un estudio del material molecular en los alrededores de un grupo de estrellas Wolf-Rayet. En este trabajo presentamos las observaciones de ^{12}CO (J=1→0) alrededor de tres estrellas Wolf-Rayet galácticas. Las observaciones moleculares fueron combinadas con observaciones delejano IR (MSX e IRAS) y de continuo de radio a 2.4 y 5.0 GHz. Se encontraron cavidades y cáscaras que podrían estar asociadas a las estrellas Wolf-Rayet observadas.

Introducción

El objetivo de este trabajo es analizar la distribución del material molecular en los alrededores de estrellas Wolf-Rayet galácticas con el fin de encontrar evidencia de la interacción de los intensos vientos de éstas con el medio interestelar (MIE). Estos efectos devienen en la formación de las estructuras conocidas como 'burbujas interestelares' (BI). Éstas son cavidades de baja densidad y alta temperatura, rodeadas por una cáscara de gas interestelar barrido y gas estelar desacelerado. De acuerdo con los modelos existentes, en una BI debería observarse: emisión térmica en el continuo de radio y/o emisión en el óptico debido a la presencia de material ionizado, emisión en el IR debido al polvo calentado por el campo radiativo,un mínimo en la distribución de HI, una cáscara de HI en emisión rodeando al mínimo y posiblemente emisión molecular externa a la cáscara de HI.
Otro de los objetivos de este trabajo es el de verificar la eficiencia de conversión de energía cinética ($E_{cinetica}/E_{viento}$). Los modelos de conservación de energía

de las BI predicen un valor del 20 %. Las observaciones de HI indican que $E_{cinetica}/E_{viento}$ es del orden del 2-5%. Este valor puede incrementarse si se encontrara una componente de gas molecular asociada a la BI.
Las observaciones utilizadas fueron obtenidas con el radiotelescopio japonés NANTEN de 4m de diámetro (Las Campanas, Chile). Los espectros fueron tomados en la transición rotacional J=1→0 de la molécula de ^{12}CO. El HPBW $\sim 2'.7$ y la resolución en velocidad es 0.055 km/seg. Para cada objeto se observó una zona cuadrada de $86'.4$ de lado centrada en la estrella con un espaciado de $5'.4$ entre cada observación y una zona cuadrada de $32'.4$ de lado centrada en la estrella con un espaciado de $2'.7$ entre cada observación.
En la Tabla 1 se listan las principales características de las estrellas estudiadas

Tabla 1
Estrellas WR estudiadas.

Estrella	l (∘)	b (∘)	Clase espectral	dist$^{(*)}$ (kpc)	$M_v{}^{(*)}$ (mag)	$A_v{}^{(*)}$ (mag)
WR 32	289.36	0.02	WC5+OB?	5.7	-3.34	6.4
WR 33	288.5	1.9	WC5	6.1	-3.34	1.76
WR 91	348.76	-1.07	WN7	7.18	-5.41	6.89

(*) Datos obtenidos de van der Hucht, 2001

Resultados

Para la identificación de las estructuras moleculares posiblemente relacionadas con las estrellas WR, se analizó todo el rango de velocidades abarcado por la emisión de CO, prestando especial atención a aquellos intervalos de velocidad que de acuerdo con los modelos de rotación galáctica, son consistentes con las distancias catalogadas para las estrellas. Para los distintos intervalos de velocidad se construyeron mapas 'posición-posición' y se buscó cierta correspondencia morfológica entre la distribución del gas molecular y la posición de la estrella WR.

Análisis del material molecular en los alrededores de WR 32 y WR 33

En la Figura 1, se muestran las estructuras moleculares que podrían estar relacionadas con WR 32 y WR 33 así como los rangos de velocidades de las mismas. Dado que a la longitud galáctica de WR 32 y WR 33 las distancias cinemáticas se encuentran pobremente determinadas (el gradiente de velocidad radial con la distancia es muy pequeño), se analizó todo el rango de velocidades para identificar las estructuras moleculares posiblemente relacionadas a dichas estrellas.

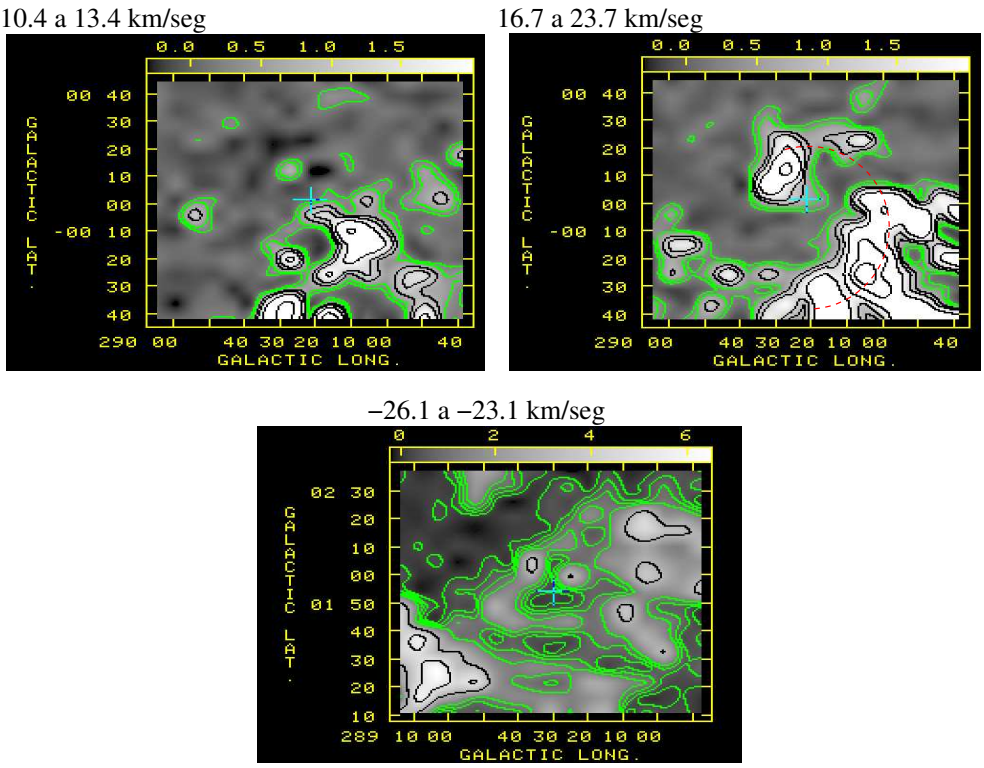


Figura 1. Probables estructuras moleculares asociadas a WR 32 (arriba) y WR 33 (abajo). Los intervalos de velocidades se encuentran arriba a la izquierda. La estrella está indicada por una cruz en el centro del campo. La barra en tono de grises en la parte superior de cada figura indica el rango de temperaturas de brillo en K de la región.

Análisis del material molecular en los alrededores de WR 91

En el caso de WR 91 se encontraron cuatro rangos de velocidad en los que se identificaron estructuras que desde un punto de vista puramente morfológico podrían estar asociadas a dicha estrella. Basándonos en las distancias cinemáticas determinadas para la velocidad radial media de cada intervalo, concluimos que la distribución observada en el rango -40 a -33.5 km/seg (Figura 2) es la que posee mayores probabilidades de estar vinculada a la estrella. La ubicación de WR 91 en un mínimo de la distribución del gas molecular, es otro elemento a favor de tal interpretación.

Basándonos en el modelo de rotación galáctica de Brand & Blitz (1993) se obtiene una distancia cinemática de 4.2 kpc. Esta distancia concuerda, dentro del rango de error, con la distancia catalogada para la estrella, 7.2±3.6 kpc (van der Hucht, 2001)

Análisis del MIE alrededor de la estrella en IR y continuo de radio, mostró en ambos rangos de frecuencia la presencia de una estructura extendida. En la Figura 3, se muestra la imagen del relevamiento de MSX en 8.28 μm (banda A). En ésta se ve una estructura intensa cercana a la posición de la estrella y otra más extendida que podría estar también relacionada con la misma. En la Figura

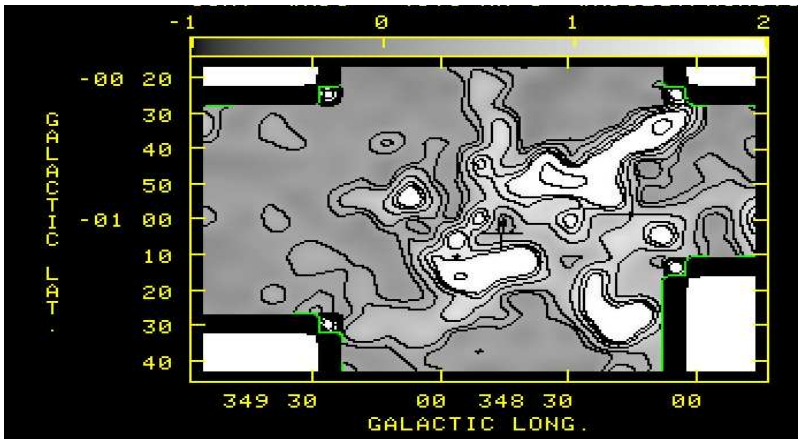


Figura 2. En esta figura se puede ver la probable estructura molecular asociada a WR 91 en el rango -40 a -33.5 km/seg. La estrella está indicada por una cruz en el centro del campo. Las zonas blancas en los vértices de la figura son regiones que quedaron fuera del área de cobertura del instrumento. La barra en tono de grises en la parte superior de cada figura indica el rango de temperaturas de brillo en K de la región.

4 se muestran las imágenes IRAS de alta resolución de la misma zona. En la Figura 5 se muestra la emisión en el continuo de radio en 5 Ghz (izquierda) y puede notarse una excelente correlación con la emisión en IR (derecha)

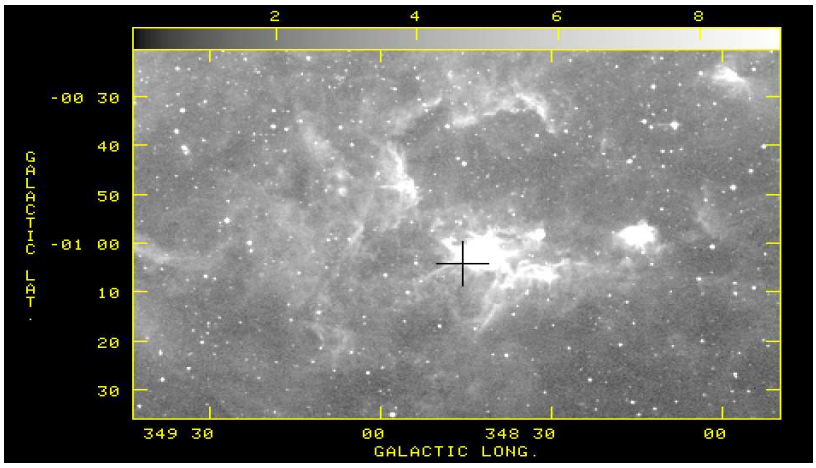


Figura 3. Imagen MSX en 8.28 μm La estrella está indicada por una cruz en el centro del campo. La barra en tono de grises en la parte superior de cada figura indica el rango de flujo en unidades de 10^{-5} W/(m^2 ster)

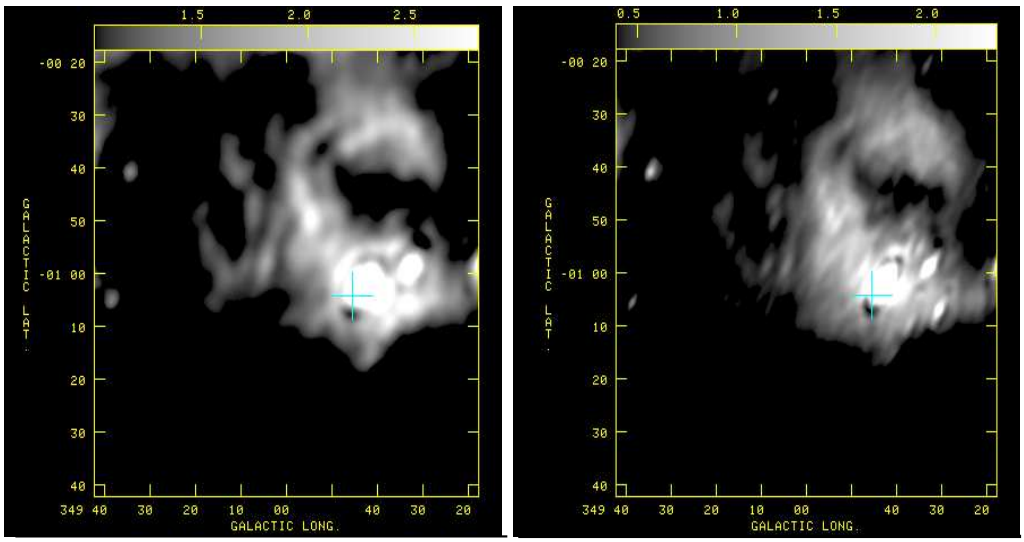


Figura 4. Imagen IRAS en 60 μm (izquierda) y 100 μm (derecha). La posición de la estrella está indicada por la cruz. La barra en tono de grises en la parte superior indica el rango de flujo en unidades de 10^4 MJy/ster.

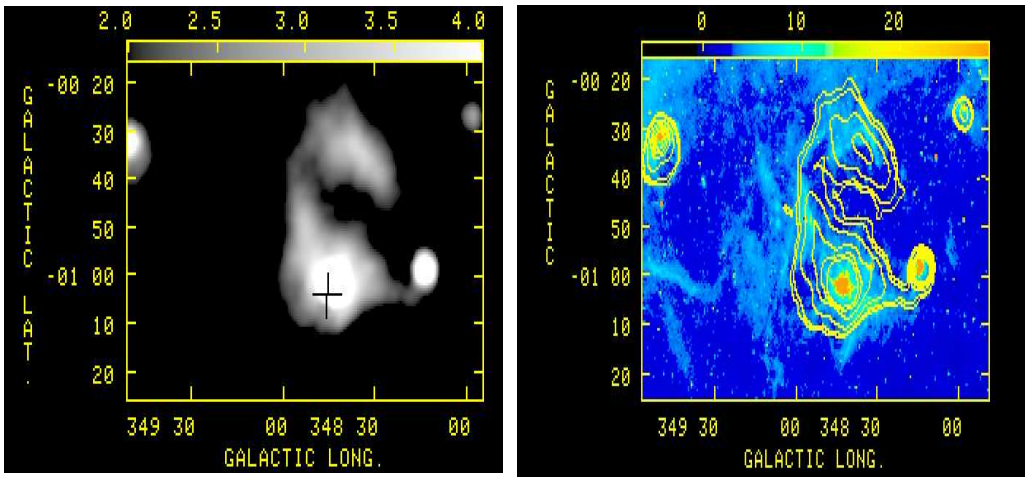


Figura 5. Imagen en continuo de radio en 5 ghz (izquierda) y comparación de la misma con la imagen de la región en 8.28 μm (derecha). La posición de la estrella está indicada por la cruz. La barra en tono de grises en la parte superior de la figura izquierda indica el rango de flujos en unidades de 10^4 mKT_b.

En la figura 6 se hace una comparación entre la emisión molecular en el rango elegido con la emisión en el continuo de radio en 5 Ghz y se puede distinguir una anticorrespondencia entre ellos, ya que los máximos en la emisión de CO coinciden con los mínimos en la emisión de continuo (y viceversa). Se nota que la emisión intensa en 5 Ghz cercana a la posición de la estrella coincide con la cavidad en la distribución de CO (ver ampliación en Figura 6), mientras que la zona más extensa parecería delinear perfectamente el borde de la nube

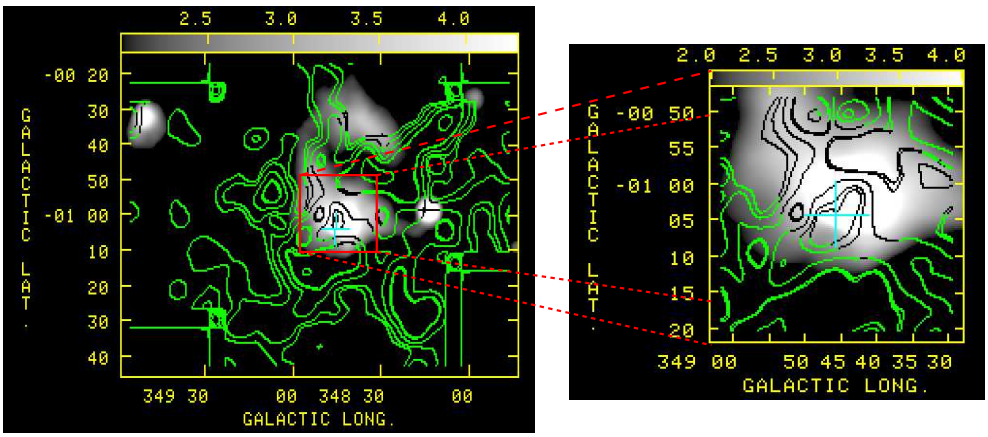


Figura 6. Comparación entre la estructura molecular encontrada (contornos) con la emisión en continuo de radio en 5 Ghz (grises). A la derecha de la figura se ve una ampliación de la región central. La posición de la estrella está indicada por la cruz.

molecular. Ésta podría ser una región de fotodisociación originada por el campo radiativo de WR 91 o una estrella que se encuentra detrás de la nube molecular (alta extinción en el visual).

Conclusiones

Se analizó el material molecular alrededor de las estrellas WR 32, WR 33 y WR 91. Para el caso de las dos primeras, en base a un análisis morfológico se encontraron estructuras moleculares que podrían estar asociadas a las mismas. Para WR 91, el análisis del material molecular así como los datos del IR y continuo de radio nos permite sugerir que la estructura molecular comprendida entre -40 y -33.5 km/seg podría estar relacionada con la estrella.

Referencias

- Brand, J & Blitz, L. 1993 A&A, 275, 67
- van der Hucht, K. 2001, New Astronomy Review, 45, 135

OBJETOS COMPACTOS Y ASTROFÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO

Nuevas fuentes de rayos gamma descubiertas por el satélite INTEGRAL

Jorge Ariel Combi
Universidad de Jaén, Jaén, España, jcombi@ujaen.es

Abstract. One of the strategic objectives of the INTEGRAL mission is to perform a regular survey of the galactic plane complemented by a deep exposure of the Galactic Centre. This study is being carried out by the imaging capabilities of IBIS, which allows the detection of sources at the mCrab level with an angular resolution of 12 arcmin and a point source location accuracy of $\sim$ 2 arcmin. During its two first years, IBIS has discovered more than 70 new X-ray/gamma-ray sources, some of which have hard spectra and display high levels of variability. These objects, could be a new population of binary systems, hosting probably a neutron star (NS) or a black hole enshrouded by dust. In this paper, I summarize the results obtained until now by the IBIS telescope and I discuss some possible origins for this new class of galactic sources.

Resumen. Uno de los objetivos estratégicos de la misión INTEGRAL es realizar observaciones regulares del plano galáctico, complementadas con exposiciones profundas del centro galáctico. Este estudio se está llevando a cabo a través del detector IBIS, el cual puede detectar objetos al nivel del mCrab con una resolución angular de 12 minutos de arco y una exactitud en la localización de la posición de las fuentes de $\sim$ 2 minutos de arco. Durante sus dos primeros años de observación, IBIS ha descubierto más de 70 nuevas fuentes de rayos-X/gamma, algunas de las cuales tienen espectros duros en rayos-X y presentan claros niveles de variabilidad. Estos objetos podrían ser una nueva población de sistemas binarios incluyendo, probablemente, un agujero negro o una estrella de neutrones, sumergidos en una densa capa de polvo. En este artículo, se resumen los resultados obtenidos hasta el momento por IBIS y se delinean algunos posibles orígenes para esta nueva clase de fuentes de la Galaxia.

Introducción

La astronomía de altas energías ha experimentado importantes avances desde que el satélite *COS B* de la ESA detectó más de 20 fuentes con energías mayores a 100 MeV y para las cuales una clara contrapartida no pudo ser firmemente establecida (Bignami & Hermsen 1983). Estas fuentes estaban principalmente situadas a lo largo del plano galáctico, por lo que se cree que la mayoría eran de naturaleza galáctica. Durante la década de 1990, el número de fuentes de altas energías no-identificadas (No-I) se incrementó considerablemente gracias a

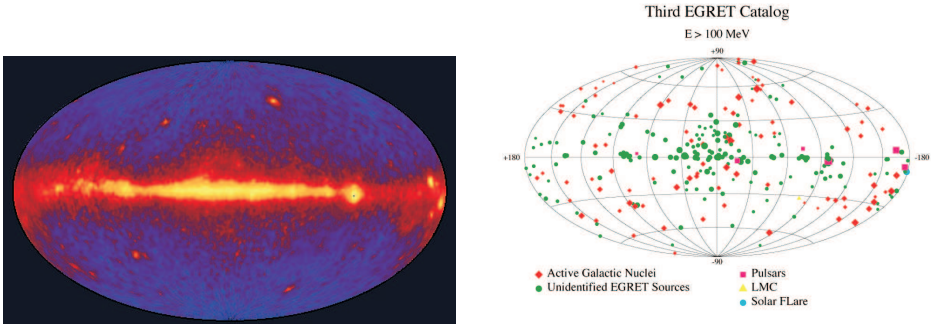


Figura 1. *Izquierda:* Emisión gamma con energías > 100 MeV de todo el cielo. *Derecha:* Fuentes de rayos gamma obtenidas una vez que la emisión gamma difusa fue sustraida. Las diferentes poblaciones de fuentes de altas energías se representan con símbolos distintos.

las observaciones del telescopio EGRET, uno de los cuatro detectores a bordo del satélite de rayos gamma *COMPTON* (Thompson et al. 1995). La Figura 1a muestra la emisión gamma de todo el cielo detectada por EGRET, y la Figura 1b las 271 fuentes de rayos-gamma con energías > 100 MeV, obtenidas una vez que la emisión gamma difusa fue apropiadamente sustraída.

En la banda de los rayos-X, las imágenes de alta sensibilidad obtenidas por el satélite *ROSAT*, entre 0.1 y 2.4 keV, han estado siempre limitadas a la parte blanda del espectro. Los rayos-X blando son sustancialmente absorbidos por el medio interestelar (ISM) de la galaxia, y por lo tanto, estudios de fuentes No-I en dirección al plano galáctico han estado siempre limitadas a las cercanías del sistema solar. Con el advenimiento del satélite japonés *ASCA* (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics), la astronomía de altas energías da un gran paso hacia el descubrimiento de nuevas fuentes de rayos-X duros situadas fundamentalmente sobre el plano galáctico. El satélite *ASCA* fue exitosamente lanzado en febrero de 1993; uno de los objetivos más importantes de esta misión fue llevar a cabo un relevamiento de la región central de la galaxia ($|b| < 0.4$) en el rango de energía de los 0.7-10 keV (Sugizaki et al. 2001). En este estudio se detectaron unas 163 fuentes discretas de las que aproximadamente un 66% resultaron ser No-I.

En los últimos años, se han realizado muchos trabajos relacionados a la naturaleza de fuentes No-I; estas fuentes podrían ser: estrellas masivas con potentes vientos estelares, asociaciones OB, estrellas WR u Of, púlsares jóvenes, agujeros negros aislados, microcuásares, remanentes de supernova en interacción con nubes atómicas o moleculares, sistemas binarios o núcleos activos de galaxias (Romero 2001; Benaglia et al. 2001; Combi et al. 1998, 2001, 2003; Paredes et al. 2000). Los rayos-X duros (típicamente con E> 5 keV) no son fácilmente absorbidos por el ISM y pueden viajar grandes distancias sin problemas. Dicha radiación es por consiguiente ideal para investigar fuentes de altas energías en regiones de alta densidad. Esto se ha podido llevar a cabo, gracias a observaciones realizadas por el observatorio de rayos-X/rayos-gamma *INTE-*

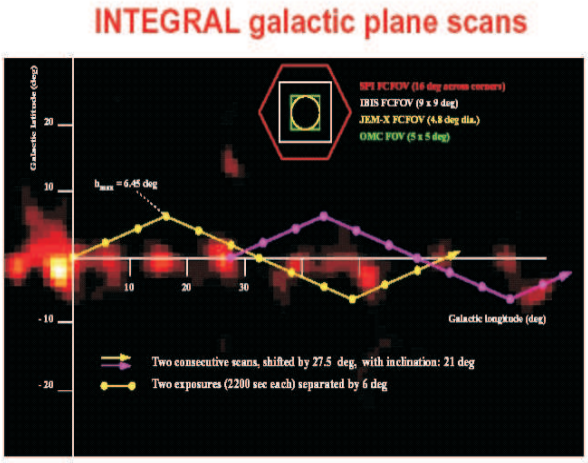


Figura 2. Ilustración de la estrategia de observación del plano Galáctico. Cada 12 días *INTEGRAL* realiza una observación del plano galáctico usando un patrón del tipo "diente de sierra". El patrón diente de sierra de 2 observaciones consecutivas están separados por unos 27.5 grados. El diagrama central superior de la figura ilustra el tamaño del campo de visión de cada uno de los cuatro instrumentos. Cada exposición dura, en promedio, unos 2200 segundos y cubre una región del cielo de $\sim$ 900 grados cuadrados.

GRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) (Winkler et al. 2003), de la agencia espacial europea. El satélite *INTEGRAL*, fue lanzado en octubre de 2002, y después de una serie de pruebas, comenzó a observar en enero de 2003. Consta de cuatro instrumentos: SPI (SPectrometer on INTEGRAL), un espectrógrafo que opera entre 20 keV y 8 MeV, IBIS (Imager on Board INTEGRAL) el telescopio capaz de realizar imágenes entre los 15 keV y 10 MeV, JEMX (Joint European X-ray Monitor) que opera entre 3 keV y 35 MeV y que ha sido optimizado para realizar imágenes en la parte blanda del espectro y OMC (optical monitoring camera) una cámara óptica capaz de observar simultáneamente con cualquiera de los otros telescopios.

Objetivos y resultados de la misión INTEGRAL

Entre los principales objetivos científicos de la misión INTEGRAL están: los estudios de objetos compactos y de la estructura galáctica, observaciones profundas del centro galáctico y fuentes extragalácticas, identificación de fuentes de altas energías en la banda dura del espectro y el descubrimiento de nuevas poblaciones de fuentes energéticas. Además, uno de los objetivos estratégicos de la misión es hacer observaciones regulares del plano galáctico con IBIS complementadas con profundas observaciones del centro galáctico (Winkler et al. 2003). El detector IBIS tiene una resolución de 12 minutos de arco en el rango

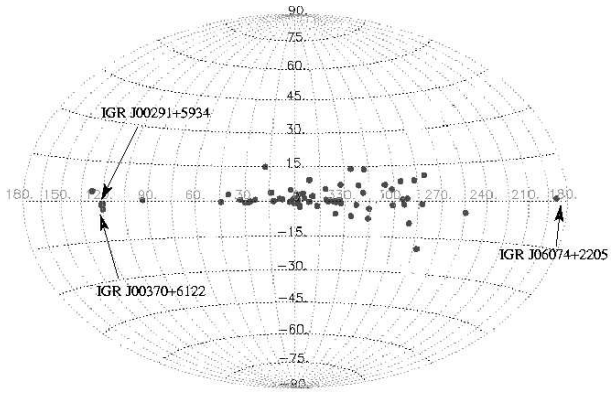


Figura 3. Distribución espacial de las nuevas fuentes *INTEGRAL*. Las posiciones de algunas de las fuentes IGR han sido indicadas en la imagen.

de energía de 15 keV a 10 MeV, la Figura 2 muestra la estratégia de observación.

El primer catálogo de objetos detectados por IBIS fue confeccionado por Bird et al. (2004). Un total de 123 fuentes de rayos-X duros han sido catalogadas. De ellas, 53 son sistemas binarios de baja masa (LMXB), 23 sistemas binarios de gran masa (HMXB), 5 núcleos activos de galaxias (AGNs), más un puñado de objetos tales como púlsares, cataclísmicas variables y una nova enana. Las fuentes restantes (28, cerca del 23 %) no tienen clara contrapartida a bajas longitudes de onda. Actualmente, más de 170 fuentes han sido detectadas y cerca de unas 70 fuentes No-I han sido descubiertas. Una actualización permanente de nuevas fuentes descubiertas por *INTEGRAL* se puede encontrar en la página Web; http://isdcul3.unige.ch/∼rodrigue/.

La Figura 3, muestra la distribución espacial de las nuevas fuentes IBIS, también llamadas IGR. Como puede verse, la mayoría de las fuentes está concentrada a lo largo del plano galáctico. Otra característica interesante, es que una gran cantidad de fuentes se encuentran concentradas en dirección al centro de la Galaxia y al de sus brazos espirales. La Figura 4a, muestra el número total de fuentes IGR (arriba) y el de las nuevas fuentes (abajo) en función de la longitud galáctica. Acá puede verse que la mayor concentración de nuevas fuentes se encuentra en dirección a la región tangente al brazo de Norma entre los 5 y 10 kpc, o en dirección a otros brazos espirales tales como el de Sagitario. La Figura 4b, muestra las nuevas fuentes IGR en comparación con las HMXBs conocidas (arriba) y las LMXBs (abajo). Las HMXBs están principalmente concentradas hacia los brazos espirales, mientras que las LMXBs lo están en torno al centro galáctico. Por esta razón, se cree que una importante fracción de las nuevas fuentes IGR deberían ser HMXBs.

Tan pronto como comenzaron a descubrirse las primeras fuentes IGR No-I, comenzaron también a realizarse estudios multi-longitud de onda con el propósito de detectar posibles contrapartidas a frecuencias menores. Las primeras inves-

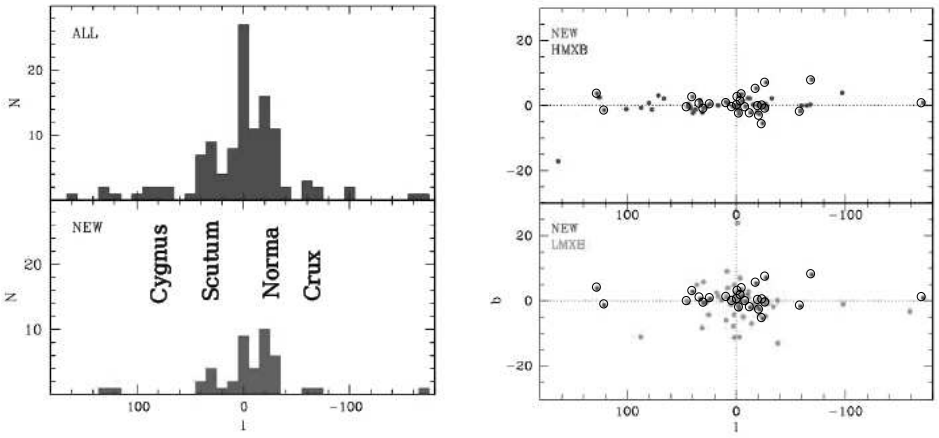


Figura 4. *Izquierda:* Número total de fuentes IGR (arriba) y el de las nuevas fuentes (abajo) en función de la longitud galáctica. *Derecha:* Nuevas fuentes IGR (indicadas con circulos) en comparación con las HMXBs conocidas (arriba) y las LMXBs (abajo).

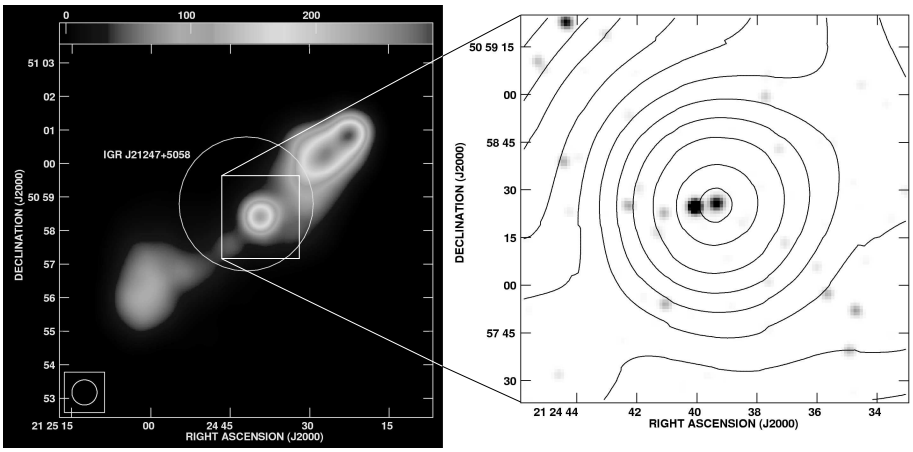


Figura 5. Imagen NVSS obtenida con el VLA a 1.4 GHz en 1995 alrededor de IGR J21247+5058. El núcleo de la fuente de radio 4C 50.55 se encuentra bien dentro del círculo de error del 90% de la fuente IGR. Los contornos son -3, 3, 6, 10, 20, 35, 55, 80, 110, 150, 200, 230, 260 y 280 veces el nivel de ruido, el cual es de 1 mJy/beam. La imágen de la derecha es un zoom de 2×2 minutos de la región central de la imágen de la izquierda en la banda Ks del 2MASS. La posible contrapartida en el NIR, coincide con el pico en radio.

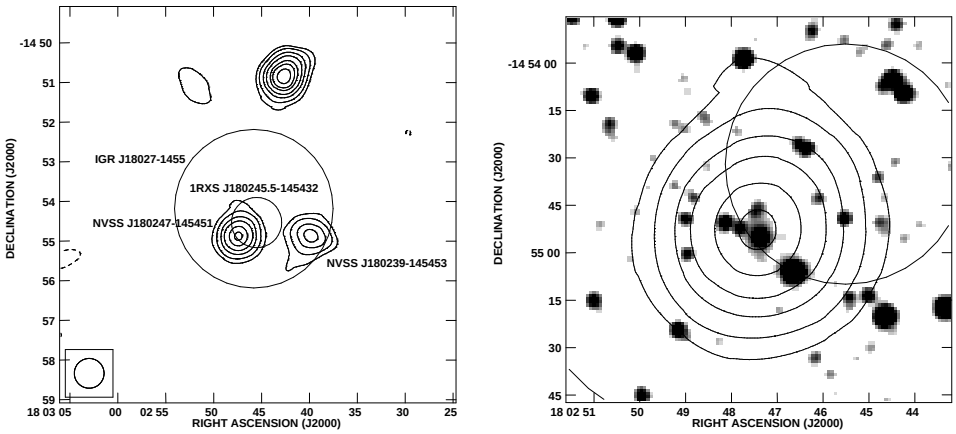


Figura 6. *Izquierda:* Imagen NVSS obtenida con el VLA a 1.4 GHz alrededor de IGR J18027.1455. Los contornos representan -3, 3, 5, 8, 11, 15, 18, y 22 veces el nivel de ruido de 0.5 mJy/beam. El círculo en el extremo inferior izquierdo representa el FWHM de 45 segundos de arco. Dos fuentes NVSS caen dentro del círculo de error del 90% de la posición de IGR J18027-1455. Una de ellas cae dentro del círculo de incerteza de 2 sigmas de la fuente *ROSAT*. *Derecha:* Ampliación de 2×2 minutos de la región alrededor de la radio fuente NVSS J180247-145451, junto con una imágen en escala de grises del 2MASS en la banda Ks. La fuente NIR 2MASXi J1802473-145454 es claramente visible en una posición compatible con el pico de la fuente de radio.

tigaciones sugieren que la mayoría son sistemas binarios, sin embargo, existen algunos casos particulares como el de IGR J2124+5058. Un estudio detallado sobre esta fuente fue llevado a cabo por Ribó et al (2005). En dirección a este objeto se encontró una radio fuente extensa, cuya parte central coincide con la fuente IGR. Su espectro chato en el centro y no térmico en sus extremos (lóbulos) son típicos de una radiogalaxia como puede verse en la Figura 5. Recientes observaciones del VLA en configuración A y B, muestran que la fuente no presenta cambios morfológicos en una escala temporal de 20 años. Esto, sumado al hecho de que la contrapartida óptica es no estelar, permiten confirmar que la radiogalaxia es la verdadera responsable de la emisión de rayos X.

Otro caso interesante es el de IGR J18027-1455. Dentro del círculo de error de esta fuente, Combi et al. (2005) han encontrado 2 fuentes de radio VLA a 1.4 GHz (NVSS, Condon et al. 1998). Además, una de estas fuentes se encuentra dentro del círculo de error *ROSAT* de la fuente 1RXS J180245.5-145432 (Voges et al. 2000) y coincide con una fuente extendida 2MASS identificada como 2MASXi J1802473-145454. La fotometría de las contrapartidas NIR/óptica de este objeto han demostrado que el objeto tiene un espectro típico de las galaxias tipo Seyfert I. La Figura 6a, muestra el campo de IGR J18027-1455 con las posibles contrapartidas VLA, ROSAT y 2MASS. La Figura 6b, es una ampliación de la región alrededor de la radio fuente NVSS J180247-145451, más una imágen en escala de grises del 2MASS en la banda Ks. La fuente NIR 2MASXi J1802473-

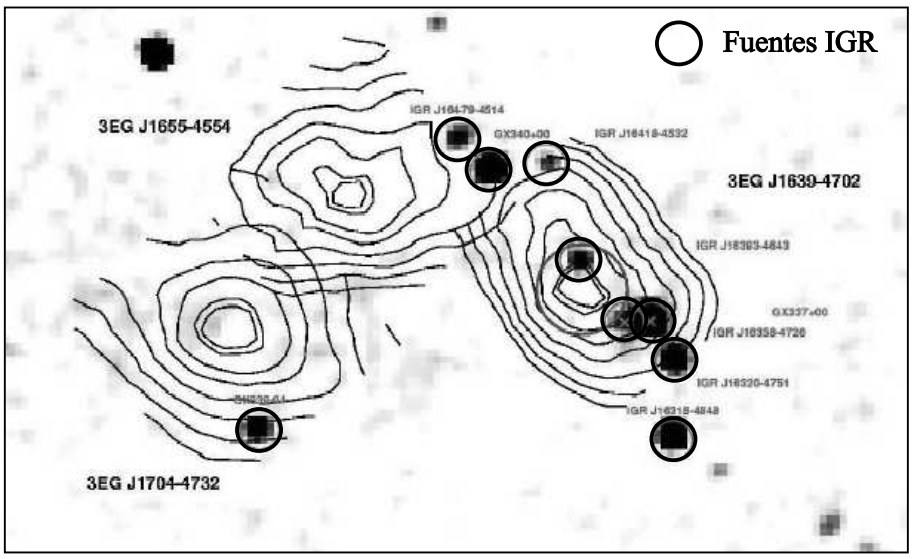


Figura 7. Fuentes IGR detectadas en dirección tangente al brazo de Norma. La posición de las fuentes se indica con un círculo. Los contornos de probabilidad de fuentes No-I EGRET se indican en negro.

145454 es claramente visible en una posición compatible con el pico de la fuente de radio.

Las nuevas fuentes IGR super-absorbidas

Si bien existen varios casos particulares de fuentes IGR, sin duda uno de los descubrimientos más importantes de *INTEGRAL*, es el grupo de fuentes con espectro duro y altamente absorbidas (con densidad columnar $> 10^{23}$ cm^{-2}). Estas fuentes con alta fotoabsorción están localizadas fundamentalmente en dirección tangente al brazo de Norma. En realidad, 9 de las 10 fuentes más absorbidas se encuentran en dirección a este brazo de la galaxia. La Figura 7, muestra la observación de IBIS en dirección al brazo de Norma. Una tabla con las propiedades más importantes de estas fuentes se encuentra en el trabajo de Kuulkers (2005). Las características más importantes son: todas tienen densidad columnar $> 10^{23}$ cm^{-2}, índice fotónico $\Gamma < 2$, energía de corte > 10 keV y 4 de las 10 muestran pulsación de largo período.

Un estudio multi-longitud de onda en dirección a una de las fuentes super-absorbidas (IGR J16393-4643=AX J1639.0-4642) fue llevado a cabo por Combi et al. (2004). La Figura 8a, muestra una imágen 2MASS en la banda Ks de la región de IGR J16393-4643 con la posible contrapartida en radio MOST J1639.0−4642. La alta densidad de la columna de hidrógeno, el índice espectral duro en el rango de energía de los 0.7–10 keV y la alta variabilidad, sugieren que la fuente es una HMXBs. Aunque la fuente de radio MOST J1639.0−4642 descubierta dentro de su caja fue en principio sugerida como la posible contraparte de la IGR, nuevas observaciones más precisas realizadas con XMM (Walter et

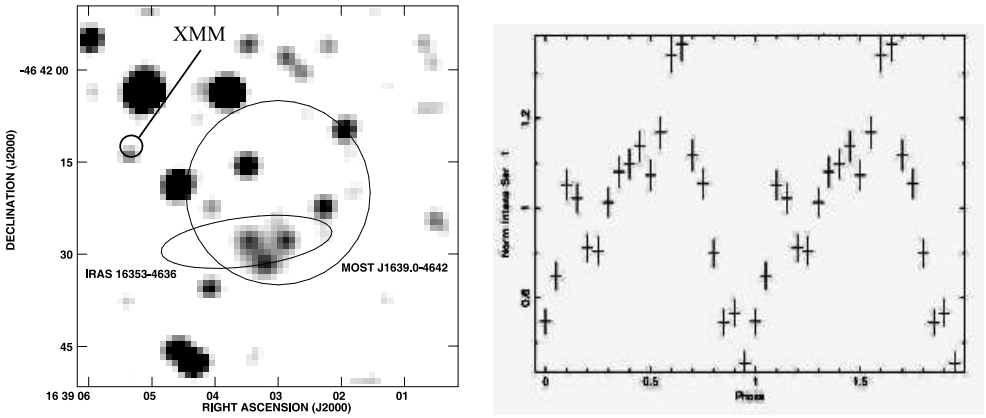


Figura 8. *Izquierda: Imágen 2MASS en la banda Ks de la región de la fuente de radio MOST J1639.0-4642, el círculo de error de 3 sigmas se indica en la figura, junto con la elipse de 2 sigma de la fuente IRAS 16353-4636 en el infrarojo lejano. La caja de error IBIS tiene un tamaño similar a toda la imágen. La posición de la fuente XMM también es indicada. Derecha: Pulsación de la fuente IGR observada por XMM.*

al. 2005) han permitido discernir que la fuente de radio no tiene relación con la fuente IGR, la cual presenta claros niveles de pulsación, como lo muestra la Figura 8b.

IGR J16318−4848: el prototipo de fuente super-absorbida

Aunque hasta el momento no es posible entender exactamente el comportamiento de las fuentes altamente absorbidas, podemos inferir algunas características estudiando la fuente IGR J16318−4848, la cual puede tomarse como el prototipo de fuente super-absorbida. Esta fuente IGR fue detectada un mes después de que *INTEGRAL* comenzó a observar. Rápidamente, observaciones realizadas con otros instrumentos tales como *ASCA* y *Beppo-SAX* fueron re-analizadas y permitieron inferir que la fuente presentaba niveles de flujo similares, por lo que se pudo saber que era persistente y no transitoria. También se dispararon programas de reacción rápida conocidos como ToO (Target of Oportunity) con *XMM* y con telescopios ópticos tales como el NTT de la ESO.

El ToO realizado con *XMM* de 28 kilo-segundos fue accionado en febrero de 2003. De *XMM* se pudo confirmar que la fuente IGR tiene fuerte absorción fotoeléctrica, con líneas de absorción del Fe (7.1 keV), líneas de emisión fluorescentes del Fe K_α (6.4keV), Fe K_β (7.1keV) y Ni K_α (7.5keV) como las halladas en CI Cam, Vela X1 y GX301-2. No se detectaron oscilaciones, pero sí variaciones de la línea del Fe en escalas de temporales de 1000 segundos. Esto muestra que el tamaño de la región de emisión debería ser $< 3{\times}10^{13}$ cm. La buena localización de *XMM* de 4" permitió realizar posteriores estudios en otras bandas del espectro como en radio y óptico. Ninguna contrapartida se pudo detectar en

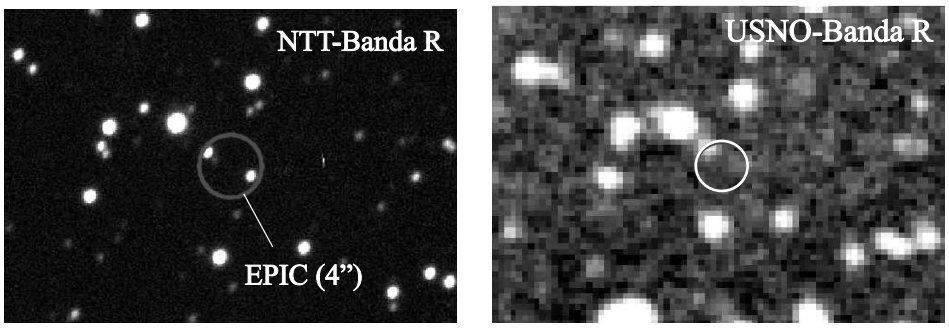


Figura 9. *Izquierda: Obsservaciones realizadas con el NTT en la banda R por Filliatre & Chaty (2005). Derecha: observaciones del USNO en la banda R, sólo una de las dos fuentes dentro del círculo EPIC de XMM ha variado.* Imágen adaptada de Filliatre & Chaty (2005)

radio frecuencias. En la banda óptica, sin embargo, Filliatre & Chaty (2005), realizaron observaciones en los filtros B, V, R, I , Z y detectaron 2 posibles contrapartidas, como puede verse en la Figura 9a. Comparando sus observaciones con las bases de datos del USNO, Figura 9b, estos autores sugirieron que el objeto de la derecha era la contrapartida de la fuente IGR. Posteriormente, observaciones profundas en el NIR permitieron confirmar la contrapartida infraroja, la cual es muy brillante en las bandas J, H y K.

De la espectroscopía infraroja se pudo confirmar la presencia de un viento circunestelar denso. Perfiles del tipo HeI P-Cygni también permitieron inferir la presencia de material en expansión y absorción del viento. Las líneas del espectro no mostraron corrimientos cosmológicos, confirmando que el objeto es galáctico. El espectro en el NIR es altamente complejo, sin embargo, la presencia de líneas del HI, HeI, FeII, [FeII], MgII, NaI, NIII son típicas de sistemas binarios de gran masa, particularmente de estrellas post-secuencia principal, probablemente una estrella no muy bien definida del tipo sgB[e] (con exceso en el NIR) muy similar a CI Cam: también una estrella sgB[e] (siguiendo la clasificación de Clark et al. 1999). De manera que el sistema debería ser una HMXB (probablemente albergando una estrella de neutrones, como en CI Cam). De la comparación de la absorción en el visible de $N_H \sim 10^{22}$ cm^{-2} con la de los rayos-X de $N_H \sim 10^{24}$ cm^{-2}s se pudo concluir que el material absorbente en X-rays esta concentrado muy cerca del objeto compacto.

En definitiva, de los ToO llevados a cabo con XMM y NTT para IGR J16318−4848 podemos concluir que la fuente de rayos-X es persistente, tiene altos niveles de absorción, tiene contrapartida óptica e infraroja, el sistema tiene características típicas de HMXBs, con estrella compañera del tipo temprana sgB[e] y cuyo objeto compacto, posiblemente una NS, está rodeado por material circunestelar muy denso. Si esto se confirma, entonces IGR J16318-4848 sería la segunda HMXB con una estrella del tipo sgB[e] además de CI Cam.

Características generales de las fuentes super-absorbidas

En general, se sabe que: algunas de las nuevas fuentes IGR altamente absorbidas son más o menos persistentes (tales como IGR J16318-4848; e.g., Matt et al. 2005); y otras son claramente transitorias (e.g., IGR J16358-4726: Patel et al. 2004; IGR J16465-4507: Lutovinov et al. 2005b), que varían en brillo en escalas de tiempo que van de minutos a horas, de observación a observación, tanto en la banda blanda como dura de los rayos-X (e.g., IGRJ16318-4848: Walter et al. 2003, Matt & Guainazzi 2003, Matt et al. 2005), y que tienen propiedades similares en rayos-X (índice espetral $\Gamma < 2$, energía de corte > 10 keV, alta y variable fotoabsorción).

Cuatro de ellas muestran largos períodos (> 4 minutos) y pulsación. Estas propiedades, son típicas de púlsares acretantes en sistemas binarios de gran masa (ver e.g., White et al. 1983), lo que sugiere que las fuentes IGR altamente absorbidas son HMXBs. Nueve de las 10 fuentes más absorbidas están localizadas en dirección al brazo espiral de Norma, excepto IGR J19140+0951. Esta última fuente está localizada en dirección al brazo de Sagitario, donde varios púlsares en HMXB han sido detectados y donde otras fuentes IGR han sido observadas (ver e.g., Molkov et al. 2004).

Estas regiones tienen grandes concentraciones de estrellas masivas jóvenes (e.g., Grimm et al. 2002), lo que da apoyo a la hipótesis de que gran parte de las fuentes IGR altamente absorbidas son HMXBs. Si estas fuentes realmente se encuentran en los brazos espirales antes mencionados, su luminosidad en rayos-X no absorbida entre los 2-100 keV debería estar alrededor de los 10^{35} a unos pocos 10^{36} erg/s, valores típicos de HMXBs. Cerca del 70% de las estrellas donantes en HMXB son clásicas Be, y el resto son supergigantes azules. Las estrellas Be muestran espectros ricos en líneas de emisión. Hay, sin embargo, una subclase de objetos que muestran líneas prohibidas, como así también excesos en el NIR. Estas son las estrellas B[e] que incluye objetos de diferentes tipos y estados evolucionarios (e.g., Lamers et al. 1998).

Conclusiones

Sin duda uno de los resultados más importantes que se han obtenido con *INTEGRAL*, desde que comenzó a operar hace ya casi tres años, ha sido el descubrimiento de una nueva población de fuentes de alta energía en la Galaxia, las fuentes super-absorbidas. Estas fuentes no sólo han permitido incrementar el número de sistemas HMXBs en la galaxia, sino que también nos permiten discernir que existe una especie de asimetría o inhomogeneidad en los brazos espirales.

La presencia de una fuerte foto-absorción en el dominio de los rayos-X, muestra que el objeto compacto del sistema binario debe estar inmerso en una densa envoltura circunestelar, posiblemente originada por el viento estelar muy denso de la estrella compañera. Esta envoltura relativamente fría también sirve como fuente de la emisión fluorescente, especialmente en el caso de IGR J16318-4848

(e.g., Walter et al. 2003; Matt & Guainazzi 2003; Revnivtsev et al. 2003).

La alta variación de la línea del Fe K_α en escalas tan cortas como 1000 segundos en IGR J16318-4848, implica que el tamaño de la región de emisión no puede exceder los $3{\times}10^{13}$ cm. Además la comparación entre la densidad columnar en la banda óptica, 2 órdenes de magnitud menores que en rayos-X, sugiere fuertemente que una densa envoltura circunestelar debe estar concentrada alrededor del objeto compacto (e.g., Revnivtsev et al. 2003).

En definitiva, de las propiedades obtenidas en la banda de los rayos-X, óptico, infrarojo y radio podemos concluir que las fuentes IGR altamente absorbidas son HMXBs que contienen tanto una NS o un agujero negro en órbita alrededor de una estrella donante gigante. El viento estelar acretado sobre el objeto compacto podría formar una densa envoltura donde toma lugar la absorción, fluorescencia e inonizacion. Estas fuentes podrían proveér las claves sobre la geometría y evolución de las supergigantes en HMXB.

Agradecimientos. Quisiera agradecer a Fabiana Pauletich, Luciano Combi y Agustina Combi por leer detenidamente el manuscrito. Agradezco también al Comité Organizador Local de la 48a. Reunión de la AAA por la ayuda recibida durante la reunión. J.A.C. es investigador del programa *Ramón y Cajal* financiado conjuntamente por el Ministerio de Ciencia y Tecnología español y la Universidad de Jaén. El autor agradece la financiación de la DGI del Ministerio de Educación y Ciencia español bajo los proyectos AYA2004-07171-C02-02 y FEDER del Plan Andaluz de Investigación de la Junta de Andalucía como grupo de investigación FQM322, como así también del CONICET (bajo proyecto PEI 6384/03) y parcialmente del BID 1201/OC-AR PICT 03-13291 (ANPCyT).

Referencias

Benaglia, P., Romero, G. E., Stevens, I. R., & Torres, D. F. 2001, A&A, 366, 605

Bignami, G. F., & Hermsen, W. 1983, ARA&A, 21, 67

Bird, A. J., et al. 2004, ApJ, 607, L33

Clark, J. S., Steele, I. A., Fender, R. P., & Coe, M. J. 1999, A&A, 348, 888

Combi, J. A., Romero, G. E., & Benaglia, P. 1998, A&A, 333, L91

Combi, J. A., Romero, G. E., Benaglia, P., & Mirabel, I. F. 2001, A&A, 370, L5

Combi, J. A., Romero, G. E., Paredes, J. M., Torres, D. F., & Ribó, M. 2003, ApJ, 588, 731

Combi, J. A., Ribó, M., Mirabel, I. F., & Sugizaki, M. 2004, A&A, 422, 1031

Combi, J. A., Ribó, M., & Mirabel, I. F. 2005, in proceedings of 'Multiwavelength Approach to Unidentified Gamma-Ray Sources', eds. K. S. Cheng and G. E. Romero, Ap&SS, 297, 385

Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, AJ, 115, 1693

Filliatre, Ph., & Chaty, S. 2005, ApJ, 616, 469

Grimm, H.-J., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2002, A&A, 391, 923

Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, A&A, 340, 117

Lutovinov, A., Rodriguez, J., Revnivtsev, M., & Shtykovskiy, P. 2005, A&A, 433, L41

Matt, G., & Guainazzi, M. 2003, MNRAS, 341, L13

Matt, G., & Guainazzi, M. 2005, Chinese Journal of Astronony and Astrophysics, 5, 99

Molkov, S. V., Cherepashchuk, A. M., Lutovinov, A. A., Revnivtsev, M. G., Postnov, K. A., & Sunyaev, R. A. 2004, Astronomy Letters, 30, 534

Paredes, J. M., Martí, J., Ribó, M., & Massi, M. 2000, Science, 288, 2340

Patel, S. K., et al. 2004, ApJ, 602, L45

Revnivtsev, M. G., Sazonov, S. Y., Gilfanov, M. R., & Sunyaev, R. A. 2003, Astron. Lett., 29, 587

Ribó, M., Combi, J. A., & Mirabel, I. F. 2005, in proceedings of 'Multiwavelength Approach to Unidentified Gamma-Ray Sources', eds. K. S. Cheng and G. E. Romero, Ap&SS, 297, 143

Romero, G. E. 2001, in Proc. of The Nature of Unidentified Galactic High-energy Gamma-ray Sources, ed. A. Carramiñana, O. Reimer, and D. J. Thompson, Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 267, p. 65

Sugizaki, M., Mitsuda, K., Kaneda, H., et al. 2001, ApJS, 134, 77

Thompson, D. J., et al. 1995, ApJS, 101, 259

Voges, W., Aschenbach, B., Boller, Th., et al. 2000, VizieR Online Data Catalog, IX/29 (`http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?IX/29`)

Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L427

Walter et al. 2005 (en preparación)

Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L1

White, N. E., Swank, J. H., & Holt, S. S. 1983, ApJ, 270, 711

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

A leptonic model for the electromagnetic emission from microquasars

Gustavo E. Romero
Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) & Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de la Plata, romero@irma.iar.unlp.edu.ar
Valenti Bosch-Ramon
Departament d'Astronomia i Meterorologia, Universitat de Barcelona, vbosch@am.ub.es
Josep M. Paredes
Departament d'Astronomia i Meterorologia, Universitat de Barcelona, jmparedes@ub.edu

Abstract. We present a new model for the non-thermal emission of microquasars based on an expanding relativistic jet confined by cold plasma. A population of leptons is accelerated up to relativistic energies by shocks in the jet. The model accounts, in a self-consistent way, for the different radiative losses of these particles, including synchrotron radiation, inverse Compton emission from seed photons both external and internal to the jet, and Bremsstrahlung emission in the stellar wind. Photon absorption in the different ambient fields and emission from secondary electron-positron pairs were also considered in the calculations. Within this framework, we present different predictions along the entire electromagnetic spectrum for a variety of models.

Resumen. Presentamos un nuevo modelo para la emisión electromagnética no-térmica de microcuásares basado en un chorro relativista en expansión confinado por un medio frío co-móvil y donde una población de leptones es acelerada hasta energías relativistas por ondas de choque. El modelo da cuenta en forma auto-consistente de las diferentes pérdidas radiativas de estas partículas, incluyendo radiación sincrotrón, radiación Compton inversa con fotones semilla internos y externos al jet, y Bremsstrahlung relativista en el viento de la estrella asociada. Se tienen en cuenta también la absorción de fotones en los campos de radiación ambientales y la radiación de los pares secundarios. Se presentan diferentes predicciones para las distintas bandas del espectro electromagnético.

Introduction

Microquasars are X-ray binary systems (XRBs) with relativistic bipolar outflows or jets (Mirabel & Rodríguez 1999). These extended structures have been observed in galactic objects at radio wavelengths since the seventies (e.g. Spencer

1979). The inner region of the disk emits thermally at soft X-rays losing accretion kinetic energy through viscosity-related phenomena. Additionally, there seems to be evidence supporting the existence of a hot relativistic plasma around the compact object (called 'corona' hereafter), which is radiatively significant during the so-called low-hard state of the source. Corona electrons would Comptonize soft disk photons to higher energies. Transport of angular momentum and kinetic energy linked to a specific inner disk magnetic field configuration could lead to the formation of a jet (Meier 2003).

The detection of extended non-thermal radio emission provided clear evidence for the presence of relativistic leptons in the jets of MQs (Mirabel et al. 1992), although it was not originally considered in general that jets could emit significantly at X-rays or beyond. Paredes et al. (2000) proposed the microquasar LS 5039 as the counterpart of the EGRET source 3EG J1824−1514. In their scenario, the jet relativistic electrons scatter the photons of the massive stellar companion, showing that microquasar jets are possible sources of gamma-rays. Further statistical and theoretical studies showed that microquasars could be behind some of the unidentified gamma-ray sources in the Galaxy (Kaufman Bernadó et al. 2002, Romero et al. 2004, Bosch-Ramon et al. 2005a, b). Observational evidence of jets as high energy emitters came out from the detection of X-ray extended emission and the recent detection by the ground-based Cherenkov telescope HESS of TeV emission from the microquasar LS 5039 (Aharonian et al. 2005). The latter is a strong evidence that microquasars are sources of very high-energy gamma-rays, being their jets the best candidates to generate such emission.

Concerning the modeling of gamma-ray emission from jets of MQs, there have been two types of approach. One considers that hadrons lead radiative processes at GeV-TeV gamma-rays and beyond (Romero et al. 2003, 2005; Romero & Orellana 2005), producing detectable amounts of neutrinos (e.g. Christinasen et al. 2006), and leaving electrons as possible significant emitters only at lower energies. These are the so-called hadronic models. The other approach extends the energy of leptons from synchrotron radio emitting energies to further up, exploring what can come out by inverse Compton and/or synchrotron processes in the jets (e.g. Atoyan & Aharonian 1999, Markoff et al. 2001, Georganopoulos et al. 2002, Bosch-Ramon et al. 2005a). These are the so-called leptonic models. A MQ jet model attempting to explain the emission properties along the entire electromagnetic spectrum, in accordance with the energy and matter constraints imposed by accretion and the conservation energy law at the microscopic level, has not still put forward in a detailed and comprehensive way.

In this paper, we outline the first results of such a model. Within a consistent picture that takes into account the total amount of matter available for accretion, the pressure relationship between compact jets and their environments, the standard models for accretion and jet ejection, the mechanism for particle acceleration, the pair creation and annihilation rates and the law of microscopic energy conservation, we have implemented semi-analytical calculations to compute all the significant emission and absorption mechanisms that take place in the jet: synchrotron, relativistic Bremsstrahlung with internal and external matter fields, inverse Compton with internal and external photon fields, and creation and annihilation of pairs.

Model

A new model based on a freely expanding magnetized jet, whose internal energy is dominated by a cold proton plasma extracted from the accretion disk, has been developed. The cold proton plasma and its attached magnetic field, that is frozen to matter and similar to or below equipartition, provides a framework where internal shocks accelerate a fraction of the leptons up to very high energies. These accelerated leptons radiate by synchrotron, Bremsstrahlung and inverse Compton (IC) processes. In this model, the seed photons that interact with the jet leptons by IC scattering come from the star, the disk and the corona. A blackbody spectrum is assumed for the star and the disk, and a power-law plus and exponential cut-off spectrum for the corona. The synchrotron self-Compton radiation is also computed as well as the Bremsstrahlung and Compton self-Compton emission, being the radiation of the latter two mechanisms negligible. The dissipated shock kinetic energy that goes to relativistic particles comes from the mean bulk motion kinetic energy, directly related to the kinetic energy carried by shocks in the plasma. The amount of relativistic particles that can be produced along the jet is constrained by the limited capability of transferring energy from the shock itself to the particles, and by the fact that the relativistic particle pressure must be kept below the cold proton pressure. Their maximum energy is limited by the acceleration mechanism properties: strong shock, trans-relativistic velocities, almost parallel shock geometry, and diffusion coefficient.

Results

With the aim to compute particular examples we have adopted a set of standard parameters to characterize the binary system. These parameters are shown in Table 1 (see Bosch-Ramon et al. 2006 for a detailed discussion of these parameters). We have considered two specific models: Model A, which is an efficient accelerator, and Model C, with a low acceleration efficiency for the relativistic particles.

In Figure 1 we show the evolution of the maximum energy of the accelerated electrons along the jet for both types of models. This is obtained balancing (locally) the different energy losses of the particles with the acceleration rate at the shocks. We show also the deceleration of the bulk motion of the jet as a consequence of the energy transfer from the shocks to the particle energy.

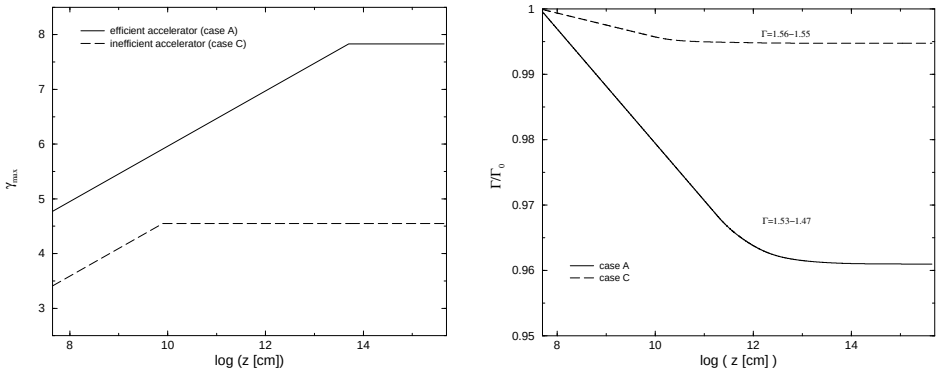


Figura 1. *Left:* Evolution of the maximum Lorentz factor for the relativistic electrons in the jet. *Right:* Evolution of the macroscopic Lorentz factor of the jet with the distance to the compact object (ranges in Γ indicate initial and final values of the Lorentz factor.

Table 1
Model Parameters.

Parameter: description [units]	values	
e: eccentricity	0.3	
a: orbital semi-major axis [$R_\odot$]	45 (3.1×10^{12} cm)	
$\dot{m}_{\rm w}$: stellar mass loss rate [$M_\odot$ yr^{-1}]	10^{-6}	
$kT_{\rm disk}$: disk inner part temperature [keV]	0.1	
$p_{\rm cor}$: corona photon index	1.6	
$R_{\rm disk}$: disk inner radius [$R_{\rm Sch}$]	50	
$r_{\rm l}$: launching radius [$R_{\rm Sch}$]	4	
z_0: jet initial point in the compact object RF [$R_{\rm Sch}$]	50	
χ: jet semi-opening angle tangent	0.1	
ϱ: equipartition parameter	0.1	
ζ: max. ratio hot to cold lepton number	0.001	
$q_{\rm acc}$: fraction of the Eddington accretion rate	0.05	
p: electron power-law index	2.2	
	Model A	**Model C**
$M_{\rm x}$: compact object mass [$M_\odot$]	3	3
$R_\star$: stellar radius [$R_\odot$]	15	10
$M_\star$: stellar mass [$M_\odot$]	30	20
$L_\star$: stellar bolometric luminosity [erg s^{-1}]	10^{39}	10^{38}
$T_\star$: stellar surface temperature [K]	4×10^4	3×10^4
κ: jet-accretion rate parameter	0.05	0.02
ξ: shock energy dissipation efficiency	0.25	0.1
θ: jet viewing angle [°]	45	45
η: acceleration efficiency	0.1	0.0001
$\alpha_{\rm disk}$: disk radiative efficiency	0.025	0.25
$\alpha_{\rm cor}$: corona radiative efficiency	0.005	0.05

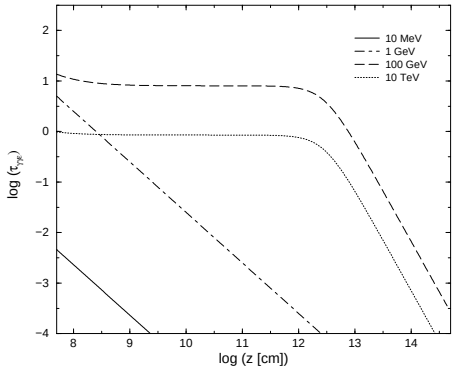


Figura 2. Opacities to gamma-ray propagation due to the ambient photon fields as a function of the distance to the compact object.

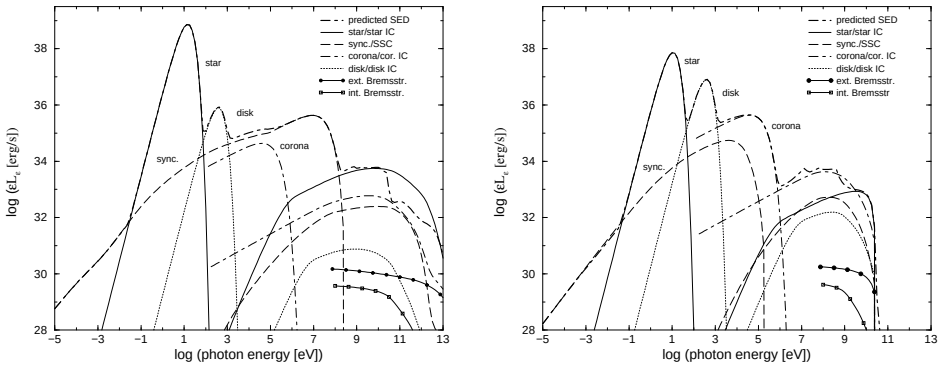


Figura 3. *Left:* Model with high acceleration efficiency. *Right:* Model with low acceleration effciency.

In Figure 2 we show the the opacity of the ambient photon fields to gamma-ray propagation for different energies and distances to the compact object. Absorption, as it can be seen from the figure, is very important inside the binary system at energies of ~ 100 GeV.
In Figure 3 we present the spectral energy distribution computed for Models A and C. The different contributions are indicated as well as the total emission (in dashed lines). The photon-photon absorption was taken into account in this latter curve, as well as the contribution form secondary pairs. It can be seen that the high energy emission in case A is dominated by IC emission upon the stellar photons, with a significant flux in the TeV energy range. In the case of model C, the emission extinguishes at lower energies, since the particles are not energetic enough as to yield TeV gamma-rays.

Conclusions

We have developed a detailed leptonic model for a MQ jet that can reproduce the emission observed from radio to gamma-ray energies, and makes precise pre-

dictions for very high energies (see, for instance, the application by Paredes et al. 2006 to LS 5039). The basic assumptions of the model are a cold-matter dominated jet, with a magnetic field close but below equipartition that is entangled to and dynamically dominated by jet cold matter. With the knowledge of the system parameters, given a simple stellar mass-loss density profile, and varying the jet to advected matter ratio and the acceleration efficiency, a set of broad-band SEDs have been computed. Also, the opacity due to photon-photon interactions was taken into account to calculate the predicted SEDs. The absorption can significantly distort the production spectrum beyond 10 GeV mainly due to the effect of stellar photons in the cases of massive stars. The opacity can be important even at lower-energies when disk and corona radiation densities are high enough. The model shows that pair creation inside the jet could affect at some extent radiation.
New generation gamma-ray instruments, both satellite-borne or ground-based, like GLAST, AGILE, MAGIC or HESS, can be used to test and constraint the high-energy predictions and assumptions of the model.

Acknowledgments. G.E.R is supported by the Argentine Agencies CONICET (PIP 5375/04)and ANPCyT (PICT 03-13291). V.B-R. and J.M.P. acknowledge partial support by DGI of the Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under grant AYA-2004-07171-C02-01, as well as additional support from the European Regional Development Fund (ERDF/FEDER). During this work, V.B-R has been supported by the DGI of the Ministerio de (Spain) under the fellowship BES-2002-2699.

References

Aharonian F., Akhperjanian A. G., Aye K. M., et al., Science, 309, 746

Atoyan, A. M. & Aharonian, F. A. 1999, MNRAS, 302, 253

Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2005a, A&A, 429, 267

Bosch-Ramon, V., Aharonian, F. A., & Paredes, J. M. 2005b, A&A, 432, 609

Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2006, A&A, 447, 263

Christiansen, H., Orellana, M., & Romero, G.E. 2006, Phys. Rev. D, in press [astro-ph/0509214]

Georganopoulos, M., Aharonian, F. A., & Kirk, J. G. 2002, A&A, 388, L25

Kaufman Bernadó, M. M., Romero, G. E., & Mirabel, I. F. 2002, A&A, 385, L10

Markoff, S., Falcke, H., & Fender, R. 2001, A&A, 372, L25

Meier, D. L. 2003, New Astronomy Review, 47, 667

Mirabel, I. F. et al. 1992, Nature 358, 215

Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1999, ARA&A, 37, 409

Paredes, J.M., Martí, J., Ribó, M., Massi, M. 2000, Science, 288, 2340

Paredes, J. M., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2006, A&A, in press [astro-ph/0509095]

Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2003, A&A, 410, L1

Romero, G. E., Grenier, I. A., Kaufman Bernadó, M.M., Mirabel, I.F., & Torres, D. F. 2004, ESA-SP, 552, 703

Romero, G. E., & Orellana, M. 2005, A&A, 439, 237

Romero, G. E., Christiansen, H., & Orellana, M. 2005, ApJ, 632, 1093

Spencer, R. E. 1979, Nature, 282, 483

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

A hadronic model for the high-energy gamma-ray emission from the microquasar LS I +61 303

Mariana Orellana and Gustavo E. Romero
Instituto Argentino de Radioastronomía, Villa Elisa,Argentina.
Hugo R. Christiansen
Departamento de Física, Universidad de Ceara, Fortaleza - Brazil

Abstract. Accreting X-ray binary systems that eject collimated relativistic outflows or jets are called *microquasars*. Recently microquasars had been confirmed to be high energy gamma-ray sources, though the origin of this high energy emission is still debated. We present a hadronic model for gamma-ray production in the microquasar LS I +61 303. The system is formed by a neutron star that acrettes matter from the dense and slow equatorial wind of the Be primary star. We calculate the gamma-ray emission originated in *pp* interactions between relativistic protons in the jet and cold protons from the wind. After taking into account opacity effects on the gamma-rays introduced by the different photons fields, we present high-energy spectral predictions that can be tested with the new generation Cherenkov telescope MAGIC.

Resumen. En algunos sistemas binarios con emisión en rayos X, ligada a la acreción sobre un objeto compacto, se ha detectado emisión en bandas de radio generada por partículas relativistas colimadas en un jet. Este tipo de sistemas son conocidos como "microcuásares". En forma reciente, se ha confirmado a los microcuásares como fuentes de emisión gamma de altas energías, aunque se debate sobre el origen de esta emisión. La transferencia de masa al objeto compacto puede darse a través del viento ecuatorial de la primaria, cuando ésta es de tipo espectral temprano, por ejemplo una estrella Be. El microcuásar LSI +61 303 es de este tipo, formado por una estrella de neutrones y una estrella con un notable viento ecuatorial. Presentamos un modelo para la emisión de rayos gamma que se origina en la interacción de protones relativistas del jet, con los protones fríos de un viento confinado en un disco circumestelar. Hemos considerado los parámetros físicos de LSI +61 303, para poder estimar una curva de luz y un espectro que sean contrastables con las mediciones de observatorios en altas energías, como será el telescopio MAGIC. Se tuvo en cuenta la opacidad de los campos radiativos a atravesar.

Introduction

LS I +61 303 is a Be/X-ray binary that presents variable radio emission of moderate intensity (Gregory & Taylor 1978). The X-ray emission shows a modulation with the radio period (Paredes et al. 1997). The most recent determination of the orbital parameters (Casares et al. 2005) indicates that the eccentricity of the system is 0.72 ± 0.15 and that the orbital inclination is $\sim 30^\circ \pm 20^\circ$. The orbital period is $P = 26.4960 \pm 0.0028$ from radio data (Gregory 2002). The primary star is a B0 V with a dense equatorial wind. Its distance is ~ 2 kpc. The X-ray/radio outbursts are not coincident with the periastron passage of the compact object, usually thought to be a neutron star. These outbursts can last until well beyond the apastron passage.

Massi et al. (2001) have detected the existence of relativistic radio jets in LS I +61 303, which makes of it a member of the microquasar class. In fact, LS I +61 303 has long been associated with a gamma-ray source (Gregory & Taylor 1978, Kniffen et al 1997). The gamma-ray emission is clearly variable (Tavani et al. 1998) and has been recently shown that the peak phase of the gamma-ray light-curve is consistent with the periastron passage (Massi 2004).

In the present contribution we will assume that relativistic protons are part of the content of the observed jets in LS I +61 303 and we will develop a simple model for the high-energy gamma-ray production in this system, with specific predictions for Cherenkov telescopes like MAGIC. We emphasize that our model is not opposed, but rather complementary to pure leptonic models as those presented by Bosch-Ramon & Paredes (2004) and Bosch-Ramon et al. (2005a), since the leptonic contribution might dominate at lower gamma-ray energies and after the periastron passage.

General picture

A hadronic model for the gamma-ray emission in microquasars with early-type companions has been already developed by Romero et al. (2003). This model, is limited to the simplifications of a spherically symmetric wind and a circular orbit. Here we will consider a B-type primary with a wind that forms a circumstellar outflowing disk of density $\rho_{\rm w}(r) = \rho_0 (r/R_*)^{-n}$ (Gregory & Neish, 2002). We will consider that the wind remains mainly near to the equatorial plane, confined in a disk with half-opening angle $\phi = 15^\circ$, with $n = 3.2$, $\rho_0 = 10^{-11}$ g cm^{-3}, and $v_0 = 5$ km s^{-1} (Martí and Paredes 1995).

The modeled properties of the system will be expressed in terms of the orbital phase ψ ($\psi = 0.23$ at the periastron passage according to the determination by Casares et al. 2005). The wind accretion rate onto the compact object of mass $M_{\rm c} \sim 1.4$ M$_\odot$ can be estimated as:

$$\dot{M}_{\rm c} = \frac{4\pi (G\, M_{\rm c})^2 \rho_w(r)}{v_{\rm rel}^3}, \qquad (1)$$

where $v_{\rm rel}$ is the relative velocity between the neutron star and the circumstellar wind, assumed to be flowing radially on the equatorial plane.

Following the basic assumption of the jet-disk symbiosis model (Falcke & Biermann 1995) we will assume that the accretion rate is coupled to the jet kinetic

power by $Q_{\rm j} = q_{\rm j}\dot{M}_{\rm c}c^2$, where $q_{\rm j} \sim 0.1$ is the coupling constant. Most of this power will consist of cool protons that are ejected with a macroscopic Lorentz factor $\Gamma \sim 1.25$ (Massi et al. 2001). Only a small fraction $q_{\rm j}^{\rm rel} \sim 10^{-3}$ is in the form of relativistic hadrons. The relativistic jet is confined by the pressure of the cold particles ($P_{\rm cold} > P_{\rm rel}$), which expand laterally at the local sound speed. The jet axis, z, will be assumed normal to the orbital plane. The jet will be conical, with a radius $R_{\rm j}(z) = z(R_0/z_0)$, where z_0 is the injection point and R_0 is the initial radius of the jet. We will adopt $z_0 = 10^7$ cm and $R_0 = z_0/10$ as reasonable values (see Romero et al. 2003 and Bosch-Ramon et al. 2005a, who deals with similar jets for additional details). The relativistic proton spectrum will be a power law $N'_p(E'_p) = K_p\ {E'}_p^{-\alpha}$, valid for ${E'}_p^{\rm min} \leq E'_p \leq {E'}_p^{\rm max}$ (in the jet frame). The corresponding relativistic proton flux will be $J'_p(E'_p) = (c/4\pi)N'_p(E'_p)$. It can be shown that the proton flux, in the lab (observer) frame, becomes (e.g. Purmohammad & Samimi 2001):

$$J_p(E_p,\theta) = \frac{cK_0}{4\pi}\left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \frac{\Gamma^{-\alpha+1}\left(E_p - \beta_{\rm b}\sqrt{E_p^2 - m_p^2c^4}\cos\theta\right)^{-\alpha}}{\left[\sin^2\theta + \Gamma^2\left(\cos\theta - \frac{\beta_{\rm b}E_p}{\sqrt{E_p^2 - m_p^2c^4}}\right)^2\right]^{1/2}}. \qquad (2)$$

In this expression, Γ is the jet Lorentz factor, θ is the angle subtended by the proton velocity direction (roughly the same as that of the emerging photon) and the jet axis (i.e. $\theta \approx \theta_{\rm obs}$), and $\beta_{\rm b}$ is the bulk velocity in units of c. We will make all calculations in the lab frame, where the cross sections for pp interactions have suitable parameterizations.

The number density ${n_0}'$ of particles flowing in the jet at R_0, and the normalization constant K_0 can be determined as in Romero et al. (2003). In the numerical calculations we have considered ${E'}_p^{\rm max} = 100$ TeV, ${E'}_p^{\rm min} = 1$ GeV, $\Gamma = 1.25$, and, $\alpha = 2.2$. The assumed maximum energy is consistent with the jet size and shock acceleration with an efficiency $\sim 0.01 - 0.1$.

The matter from the wind can penetrate the jet from the side, diffusing into it as long as the particle gyro-radius is smaller than the radius of the jet. Some effects, like shock formation on the boundary layers, could prevent some particles from entering into the jet. Given our ignorance of the micro-physics involved, we adopt a parameter $f_{\rm p}$ that takes into account particle rejection from the boundary in a phenomenological way. In a conservative approach, we will adopt $f_{\rm p} \sim 0.1$.

Gamma-ray emission

Relativistic protons in the jet will interact with target protons in the wind through the reaction channel $p + p \rightarrow p + p + \xi_{\pi^0}\pi^0 + \xi_{\pi^\pm}(\pi^+ + \pi^-)$, where ξ_π is the corresponding multiplicity. Then pion decay chains will lead to gamma-ray and neutrino emission. The differential gamma-ray emissivity from π^0-decays can be expressed as (e.g. Aharonian & Atoyan 1996):

$$q_\gamma(E_\gamma,\theta) = 4\pi\sigma_{pp}(E_p)\frac{2Z^{(\alpha)}_{p\rightarrow\pi^0}}{\alpha}\ J_p(E_\gamma,\theta)\,\eta_{\rm A}, \qquad (3)$$

where $Z^{(\alpha)}_{p\to\pi^0}$ is the so-called spectrum-weighted moment of the inclusive cross-section (see, for instance, Gaisser 1990). $J_p(E_\gamma)$ is the proton flux distribution (2) evaluated at $E = E_\gamma$. The cross section $\sigma_{pp}(E_p)$ for inelastic $p-p$ interactions at energy $E_p \approx 6\xi_{\pi^0} E_\gamma/K$, can be represented for $E_p \geq 1$ GeV by $\sigma_{pp}(E_p) \approx 30\times [0.95+0.06\log{(E_p/\mathrm{GeV})}]$ (mb). Here, $K \sim 0.5$ is the inelasticity coefficient and $\xi_{\pi^0} = 1.1(E_p/\mathrm{GeV})^{1/4}$, according to the approach by Mannheim & Schlickeiser (1994). The parameter η_A takes into account the contribution from different nuclei in the wind and in the jet (for standard composition of cosmic rays and interstellar medium $\eta_\mathrm{A} \sim 1.4$).

The spectral energy distribution is $L_\gamma(E_\gamma,\theta) = E_\gamma^2 \int_V n(\vec{r'})\, q_\gamma(E_\gamma,\theta)\, d^3\vec{r'}$, where V is the interaction volume between the jet and the circumstellar disk. The particle density of the wind that penetrates the jet is $n(r) \approx f_\mathrm{p}\rho_w(r)/m_p$. In our calculations, we adopt a viewing angle of $\theta = 30^\circ$ in accordance with the average value given by Casares et al. (2005). In Figure 1 we show the evolution of the gamma-ray spectral energy distribution as a function of the orbital phase. We show the unabsorbed (dashed lines) and the absorbed (continuum lines) curves. This absorption is discussed in the next section.

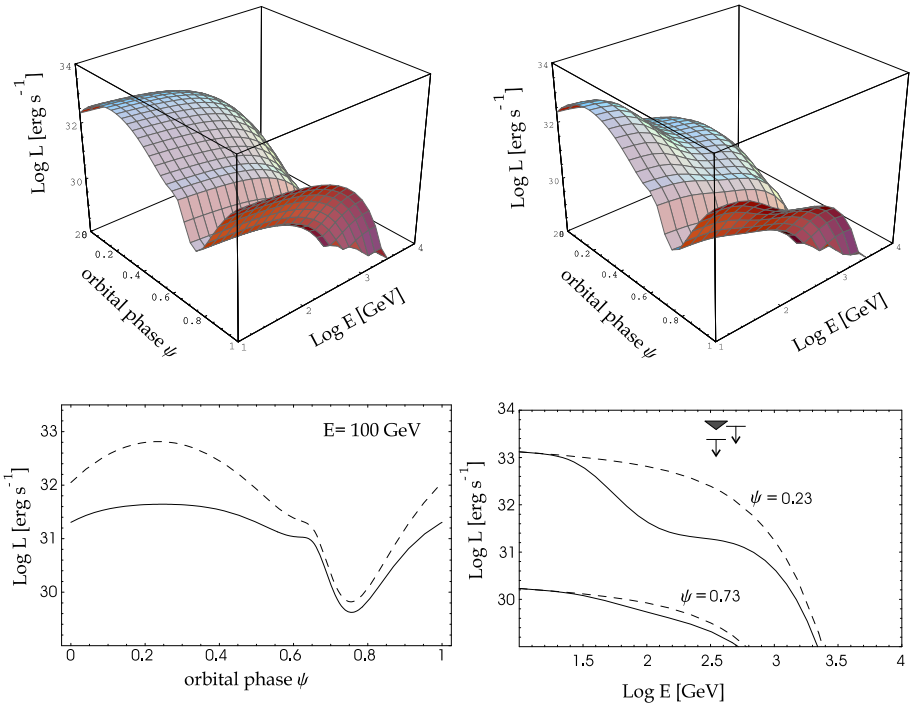


Figura 1. Upper, Left: A three-dimensional plot shows the generated luminosity as function of the orbital phase and gamma-ray energy. Right: The same plot, taken into account the gamma-ray absorption in the ambient photon fields. Down, Left: Ligthcurve for gamma-rays of energy 100 GeV. The dashed curve corresponds to the generated luminosity, whereas the continuous curve takes into account the effects of photospheric opacity. Right: Spectral energy distribution at the periastron and apastron passage. The unabsorbed spectra are in dashed lines. Upper limits from Whipple observations are indicated.

Opacity

The optical depth for a photon with energy E_γ, which in this case depends upon the direction observed, can be estimated as

$$\tau(\rho,\, E_\gamma) = \int_{E_{\rm min}(E_\gamma)}^{\infty} \int_{\rho}^{\infty} n_{\rm ph}(E_{\rm ph}, \rho') \sigma_{e^-e^+}(E_{\rm ph}, E_\gamma) d\rho'\, dE_{\rm ph}, \qquad (4)$$

where $E_{\rm ph}$ is the energy of the ambient photons, $n_{\rm ph}(E_{\rm ph}, \rho)$ is their density at a distance ρ from the neutron star, and $\sigma_{e^-e^+}(E_{\rm ph}, E_\gamma)$ is the photon-photon pair creation cross section, $E_{\rm min}$ is the threshold energy for pair creation in the ambient photon field. This field can be considered as formed by two components, one from the Be star and the other from the hot accreting matter impacting onto the neutron star: $n_{\rm ph} = n_{\rm ph,1} + n_{\rm ph,2}$. Here,

$$n_{\rm ph,1}(E_{\rm ph}, \rho) = \left(\frac{\pi B(E_{\rm ph})}{hc\, E_{\rm ph}} \right) \frac{R_\star^2}{\rho^2 + r^2 - 2\rho r \sin\theta}\ , \qquad (5)$$

is the black body emission from the star, with $B(E_{\rm ph})$ the Planck's function for $T_{\rm eff} = 22500$ K (Martí & Paredes 1995). The separation r between the stars is again variable with the phase angle ψ.
The emission from the heated matter can be approximated by a Bremsstrahlung spectrum:

$$n_{\rm ph,2}(E_{\rm ph}, \rho) = \frac{L_X\, E_{\rm ph}^{-2}}{4\pi c\, \rho^2\, e^{E_{\rm ph}/E_{\rm cut-off}}} \text{ for } E_{\rm ph} \geq 1 \text{ keV}, \qquad (6)$$

where L_X is the total luminosity in hard X-rays and $E_{\rm cut-off} \sim 100$ keV. The photon index of the hard X-rays is taken to be within the range published by Greiner & Rau (2001), which was observationally determined. L_X is also constrained by observations, being $L_X \sim 10^{34}$ erg s^{-1} (Paredes et al. 1997). Notice that no bump due to a putative accretion disk has been observed at X-rays, so we neglect this contribution.
We find that for photons of $E_\gamma = 100$ GeV significant absorption occurs mostly between $\psi = 0.1$ and $\psi = 0.5$. The optical depth remains well below the unity along the whole orbit for photons of energies $E_\gamma \lesssim 30$ GeV and $E_\gamma \gtrsim 2$ TeV.

Secondary pairs and synchrotron emission

Secondary pairs are produced by the decays of charged pions and muons, as well as by photon-photon interactions. The presence of a magnetic field in the jet will imply that all the secondary pairs will produce synchrotron emission. Following Bosch-Ramon et al. (2005b) we assume that the magnetic field is entangled to cold protons in such a way it has random directions and hence the synchrotron emission is isotropic in the jet's frame. To calculate the synchrotron luminosity we estimate the specific emission and absorption coefficients from the secondary particle distribution (see Pacholczyk 1970 for the detailed formulae). To calculate the specific emission $j_\epsilon(z)$ we adopt different values of the magnetic field at z_0: $B_0 = 1$, 10, and 100 Gauss (Bosch-Ramon & Paredes 2004). The

radio emission is quite negligible in comparison to the observed values, which at the minimum imply a luminosity of $\sim 10^{31}$ erg s^{-1} (e.g. Ribó et al. 2005). We note however that, for certain region geometries and magnetic fields, radio emission might be significant. Thus, further modeling is required.

Conclusions

We have presented a hadronic model for the high-energy gamma-ray production in the microquasar LS I +61 303. The model is based on the interaction of a mildly relativistic jet with a small content of relativistic hadrons with the dense equatorial disk of the companion B0 V star. Gamma-rays are the result of the decay of neutral pions produced by *pp* collisions. The model takes into account the opacity of the ambient photon fields to the propagation of the gamma-rays. The predictions include a peak of gamma-ray flux in the periastron passage, and a secondary maximum at phase $\psi \sim 0.65$ coincident with a minimum in the relative velocity between the stellar wind and the neutron star. The spectral energy distribution presents a minimum around 100 GeV due to absorption. The spectral features should be detectable by an instrument like MAGIC through exposures ~ 50 hr, integrated along different periastron passages.

References

Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 1996, A&A, 309, 917
Bosch-Ramon, V., & Paredes, J.M. 2004, A&A, 425, 1069
Bosch-Ramon, V., Romero, G.E., & Paredes, J.M. 2005a, A&A, 429, 267
Bosch-Ramon, V., Romero, G.E., & Paredes, J.M. 2005b, A&A, submitted
Casares, J., Ribas, I., Paredes, J.M., et al. 2005, MNRAS, in press
Falcke, H. & Biermann, P. L. 1995, A&A, 293, 665
Gaisser, T.K. 1990, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge U. Press
Gregory, P.C, & Taylor, A.R. 1978, Nature, 272, 704
Gregory, P.C., & Neish, C. 2002, ApJ, 580, 1133
Gregory, P.C. 2002, ApJ, 575, 427
Greiner, J. & Rau, A. 2001, A&A, 375, 145
Kniffen, D.A., Alberts, W.C.K., Berstch, D.L., et al. 1997, ApJ, 486, 126
Mannheim, K. & Schlickeiser, R. 1992, A&A, 286, 983
Marti, J., & Paredes, J.M. 1995, A&A, 298, 151
Massi, M., Ribó, M., Paredes, J.M., et al. 2001, A&A, 376, 217
Massi, M. 2004, A&A, 422, 267
Pacholczyk, A. G., 1970, Radio Astrophysics, Freeman, San Francisco
Paredes, J.M., Martí, J., Peracaula, M, & Ribó, M. 1997, A&A, 320, L25
Paredes, J. M., Martí, J., Ribó, M., & Massi, M. 2000, Science, 288, 2340
Purmohammad, D. & Samimi, J. 2001, A&A 371, 61
Ribó, M., Combi, J.A., & Mirabel, I.F. 2005, Ap&SS 297, 143

Romero, G.E. et al. 2003, A&A, 410, L1
Tavani, M., Kniffen, D.A., Mattox, J.R., et al. 1998, ApJ, 497, L89

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

Validez de la aproximación de Boussinesq en la inestabilidad magneto-rotacional (MRI)

M. F. Montero
IAFE (CONICET-UBA) y FCAG (UNLP), Buenos Aires, Argentina, fer@iafe.uba.ar
A. M. Platzeck
FCAG (UNLP), Buenos Aires, Argentina, amp@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. The Boussinesq approximation is frecuently used in the magneto-rotational instability. In this paper we analize this approximation in the hydrostatic and the magnetohydrodynamic with diferential rotation cases. We study the validity of the approximation and the conditions on the magnetic induction.
Resumen. La aproximación de Boussinesq es comúnmente utilizada en el marco de la inestabilidad magneto-rotacional. En este trabajo analizamos el rol de dicha aproximación tanto en el caso hidrostático como en el magnetohidrodinámico con rotación diferencial. Estudiamos el rango de validez de la aproximación y si esta condiciona el campo de inducción magnética.

Introducción

La aproximación de Boussinesq es una simplificación frecuentemente utilizada en las modelizaciones de la atmósfera terrestre. Dicha aproximación permite trabajar con las ecuaciones dinámicas linealizadas, con las mismas ventajas que cuando se utilizan perturbaciones incompresibles. Esto lleva generalmente a una confusión en la interpretación física de la misma.
Esta aproximación ha sido utilizada para el estudio de inestabilidades en discos de acreción, en el contexto de la magnetohidrodinámica (MHD) ideal (Balbus y Hawley 1991), o teniendo en cuenta el efecto Hall (Balbus y Terquem 2001).
En este trabajo, en primer lugar, analizamos en detalle las características que la diferencian de la aproximación de perturbación incompresible y el rango de las longitudes y tiempos característicos de la perturbación. En segundo lugar, en el marco de la MHD ideal, analizamos el papel que juega la aproximación de Boussinesq en la MRI con las condiciones que se plantean en el trabajo de Balbus y Hawley (1991). Estudiamos si existe alguna modificación del rango de validez de la aproximación al introducir rotación diferencial, y si aparece algún condicionamiento sobre el campo de inducción magnética.

Comparación de la aproximación de Boussinesq y la hipótesis de incompresibilidad.

Consideremos un fluído bajo la acción de un campo gravitatorio en equilibrio hidrostático. Analizaremos una perturbación al sistema linealizando las ecuaciones. Llamaremos P y ρ a las magnitudes sin perturbar y δP, $\delta\rho$ y $\delta\vec{V}$ a las perturbaciones. Suponiendo que la variación temporal de $\delta\rho$ es pequeña con respecto a cada uno de los términos de $\rho\vec{\nabla}\cdot\delta\vec{V}$

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} << \rho\frac{\partial\delta V_k}{\partial x_k}, \qquad\qquad donde\ \ k = x, y, z \tag{1}$$

la ecuación de continuidad linealizada queda

$$\vec{\nabla}\cdot\delta\vec{V} \cong 0 \tag{2}$$

Analizando los órdenes de magnitud de (1), resulta

$$\frac{\delta\rho}{\rho} << \frac{\tau}{l}\delta V, \tag{3}$$

donde τ es un tiempo y l una longitud característicos de la perturbación. Nótese que en el caso de tratarse de una onda, l/τ sería la velocidad de fase de la misma. De la ecuación de movimiento a orden cero para el caso hidrostático se obtiene la escala de altura $H = P/\rho g$. En el caso hidrodinámico perturbado, haciendo un análisis de los órdenes de magnitud de la ecuación de movimiento, se llega a

$$\frac{\delta P}{l} \sim \delta\rho g \oplus \rho\frac{\delta V}{\tau}, \tag{4}$$

el símbolo $\oplus$ nos indica que estamos analizando el tamaño de los términos sin considerar sus signos. La aproximación de Boussinesq se aplica a situaciones en donde las variaciones relativas de presión son mucho menores que las de la densidad; para que esto suceda, el primer término del segundo miembro de (4) tiene que ser del orden del primer miembro. Reemplazando g en función de la escala de altura y teniendo en cuenta que $l << H$, se tiene

$$\frac{\delta P}{P} \sim \frac{\delta\rho}{\rho}\,\frac{l}{H} << \frac{\delta\rho}{\rho}, \tag{5}$$

A este resultado sólo arribaremos si el término inercial en (4) es del orden o menor que el término gravitatorio. Usando la condición (3), que $l << H$ y que $C_s^2 = P/\rho$, se obtiene

$$\frac{l}{\tau} << C_s. \tag{6}$$

La aproximación de Boussinesq es en resumen $\vec{\nabla}\cdot\delta\vec{V} \cong 0$, y simultáneamente $\delta P/P << \delta\rho/\rho$. Esto se puede aplicar si las escalas de tiempo y longitudes de

la perturbación cumplen $l/\tau << C_s$; en el caso de propagación de ondas corresponde a un régimen subsónico. La diferencia con una perturbación incompresible se encuentra en la relación entre las variaciones relativas de presión y densidad. Para el caso de Boussinesq, la relación es (5), en cambio para incompresible es en general $\delta P/P \geq \delta\rho/\rho$. En un fluído bajo la acción de la gravedad, las ondas que satisfacen la aproximación de Boussinesq son las ondas de gravedad de baja frecuencia.

Boussinesq con rotación y campo magnético

El análisis de esta aproximación lo haremos en el contexto de la MRI (Balbus y Hawley 1991). Teniendo en cuenta que $V_z << V_r << V_\varphi$, las perturbaciones en velocidad pueden ser $\delta V_r \sim \delta V_z \sim V_z$, y considerando que $\delta\rho << \rho$ y $L >> l$, donde L es la longitud característica de la macroescala, la ecuación de continuidad linealizada se reduce al caso hidrostático (ver ecuación (2)), mientras se cumpla la condición (3).
Bajo las mismas hipótesis, la ecuación de movimiento componente z se puede escribir,

$$\rho\frac{\partial\delta V_z}{\partial t} = \frac{\partial\delta P}{\partial z} - \delta\rho|g_z| - \frac{1}{4\,\pi}B_\varphi\frac{\partial\delta B_\varphi}{\partial z} \tag{7}$$

siempre que se cumpla

$$l/\tau >> V_r. \tag{8}$$

Siguiendo el lineamiento del caso hidrostático, para que pueda utilizarse la aproximación de Boussinesq, el término magnético deberá ser del orden o menor que el gravitatorio. Esto nos lleva a la condición

$$\delta\rho\frac{P}{\rho\,H} \geq \frac{1}{4\pi\,l}B_\varphi\delta B_\varphi. \tag{9}$$

donde H es la escala de altura.
Para estimar el orden de δB_φ recurrimos a las componentes r y φ de la ecuación de inducción perturbada (Balbus y Hawley 1991). Analizando sus órdenes de magnitud resulta,

$$\frac{\delta B_R}{\delta V_R} \sim \frac{B_z}{l/\tau} \tag{10}$$

$$\frac{\delta B_\varphi}{\delta V_\varphi} \sim \frac{B_z}{l/\tau} \oplus \frac{\delta B_R}{\delta V_\varphi}\Omega\tau, \tag{11}$$

Considerando que $\delta B_R/\delta V_\varphi \sim \delta B_R/\delta V_R \sim B_z\tau/l$, reemplazando en la ecuación (11) y despejando δB_φ, nos queda

$$\delta B_\varphi \sim \delta V_\varphi\frac{B_z}{l/\tau}(1 \oplus \Omega\tau), \tag{12}$$

e introduciéndola en (9) y utilizando la condición (3), resulta

$$\Big(1+\Omega\tau\Big)\frac{B_\varphi B_z}{4\pi\rho}\frac{H}{l} << C_s^2.$$

Reescribiendo en función de la velocidad de Alfvén y teniendo en cuenta que $l << H$

$$V_{Az}V_{A\varphi} << \frac{C_s^2}{(1+\Omega\tau)}\frac{l}{H} << C_s^2 \tag{13}$$

En resumen, para asegurar que se pueda utilizar la aproximación de Boussinesq

$$\vec{\nabla}\cdot\delta V \cong 0 \qquad \frac{\delta P}{P} << \frac{\delta\rho}{\rho}$$

en la MRI, se debe cumplir que

$$\frac{\delta\rho}{\rho} << \frac{\tau}{l}\,\delta V \qquad V_r << l/\tau \qquad l/\tau << C_s \qquad V_{Az}V_{A\varphi} << C_s^2$$

(confrontar las ecuaciones (3),(6), (8), y (13)). La expresión (13) nos condiciona al campo magnético de fondo. Además, en el contexto de la MRI se propone que $\vec{B}$ sea débil para no modificar la ecuación de movimiento a orden cero. Sin embargo, suponiendo que tenemos un campo de la forma $\vec{B} = B_z(r)\check{z}$, podemos reescribir la presión como la suma de la presión del gas y la magnética sin alterar las ecuaciones linealizadas, salvo en la ecuación de energía. En este caso $\vec{B_z}$ puede ser grande, y al ser B_φ nulo se satisface (13), pudiéndose aplicar la aproximación de Boussinesq, pero hay que notar que la presión magnética es constante a lo largo de la coordenada z. En cambio, si existe tensión magnética no se puede reemplazar directamente la presión del gas por la total y además, la escala de altura se modificará. Para saber cuan pequeña deberá ser la tensión magnética para poder despreciarla, tenemos que analizar la ecuación de movimiento a orden cero; de esta surge que $V_{A\varphi}^2 << C_s^2 + V_{Az}^2$. Esta relación junto con la de Boussinesq (13) condiciona el tamaño de la componente $B_\varphi(r,z)$; haciendo un cálculo estimativo resulta $0 < V_{A\varphi}^2 < 0.01\, C_s^2$.

Conclusiones

En este trabajo se mostró que para aplicar la aproximación de Boussinesq a un disco con rotación diferencial, el cociente entre la longitud y tiempo característicos de la perturbación está acotado entre la velocidad radial y la del sonido. Si al sistema se le agrega un campo magnético, el producto de las componentes de la velocidad de Alfvén debe ser mucho menor que el cuadrado de la velocidad del sonido. En el tratamiento de este problema no se trabaja con la ecuación de energía a orden cero; esto nos brinda la posibilidad de elegir la ley de temperatura que incluya adecuadamente todos los fenómenos de transporte que requiera el problema.

Referencias

Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
Balbus, S. A. & Terquem, C. 2001 ApJ, 552, 235

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Primeros resultados del Observatorio Pierre Auger

Adrián C. Rovero, por la Colaboración Pierre Auger
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, C.C. 67, Suc. 28, (1428) Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Argentina, rovero@iafe.uba.ar

Observatorio Pierre Auger, Av. San Martín Norte 304, (5613) Malargüe, Mendoza, Argentina.

Abstract. Designed to detect ultra high energy cosmic rays and with more than 50% of the construction finished, the Pierre Auger Observatory has adquired enough high quality data to present the first results. The analyzed data were taken in the period January/04 to June/05 with an exposure of 1750 $Km^2sr\ yr$, i.e. 7% larger than AGASA. We present the first results of the data acquired during the Observatory construction in the period mentioned above which was analyzed by the Auger Collaboration for the 29^o International Cosmic Ray Conference. Because of the relatively low statistics no final statement is made on these studies.

Resumen. Diseñado para detectar rayos cósmicos de energías ultraelevadas y con más del 50 % de su construcción finalizada, el Observatorio Pierre Auger ha adquirido suficientes datos considerados "no de ingenieria" como para dar sus primeros resultados. Los datos que se han analizado corresponden al período enero/04-junio/05, acumulando una exposición de 1750 $Km^2sr\ yr$, esto es, un 7% más que AGASA. La relativamente poca cantidad de datos analizados no permite ser concluyentes en los resultados, los cuales están en constante evolución a medida que se agrega información.

Introducción

La Colaboración Internacional Pierre Auger tiene como objetivo el estudio de los rayos cósmicos de ultra alta energía ($> 10^{18}$eV). Para ello, está finalizando la construcción del Observatorio Sur, en Malargüe, Mendoza, y planea la construcción del Observatorio Norte, en Colorado, EEUU. El Observatorio consta de dos detectores que combinan dos técnicas ya utilizadas en el pasado por otros experimentos con menor apertura (Auger Collaboration 2004). El primero es el Detector de Superficie (DS), que registra las partículas secundarias de las cascadas generadas por los rayos cósmicos al entrar en la atmósfera. El segundo es el Detector de Fluorescencia (DF), que mide la luz de fluorescencia del nitrógeno atmosférico producida por las partículas cargadas de la cascada. Ambos instrumentos han acumulado suficiente información como para producir los primeros resultados. Se muestran aquí los resultados preliminares que surgen del año y

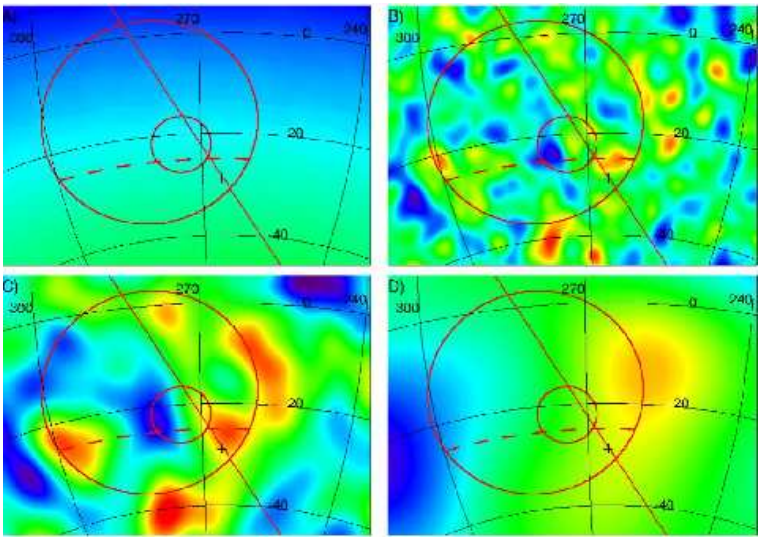


Figura 1. Centro Galáctico (cruz) y regiones de exceso medidos por AGASA (círculo grande) y SUGAR (círculo pequeño). La línea de trazos indica el límite del campo visual de AGASA. La escala del relieve va desde -3 a 3 σ, excepto en A que va de -1 a 1 σ. A) mapa de cobertura. B) mapa de significancia de excesos tipo Auger. C) idem A para excesos tipo SUGAR. D) idem A para excesos tipo AGASA.

medio de datos adquiridos durante la construcción del observatorio y analizados por la Collaboración Pierre Auger para la 29^o International Cosmic Ray Conference. Se mencionan los estudios realizados sobre la búsqueda de fuentes puntuales, obtención del espectro de energía, fracción de fotones primarios y sobre el análisis del exceso a 10^{18}eV proveniente del centro galáctico previamente reportado por otros experimentos.

El Centro Galáctico a 10^{18}eV

En el Centro Galáctico (CG) de la Vía Láctea se producen procesos de altas energías, haciendo de esta región una potencial fuente de rayos cósmicos. En el rango de energías de los EeV (10^{18}eV), hubo dos reportes de posible exceso en el flujo de rayos cósmicos. El primero informado por el experimento AGASA (Hayashida et al., 1999), en el cual se indica la detección de un exceso de 4.5σ de significancia en el rango 1-2.5 EeV dentro de un círculo de 20^o centrado en $(\delta, \alpha) \simeq (-17^o, 280^o)$. Posteriormente, y motivados por esta detección, el grupo de SUGAR reanalizó sus observaciones en la región cercana a la reportada, encontrando un exceso de 2.9 σ en el rango $0.8 < E < 3.2$ EeV, en un círculo de 5.5^o centrado en $(\delta, \alpha) \simeq (22^o, 274^o)$ (Bellido, et al. 2001). Otra indicación de la posibilidad de la existencia de una fuente de rayos cósmicos en el CG es la brindada por el experimento HESS con su detección de una fuente de rayos gamma de TeV cerca de Sagittarius A (Aharonian et al., 2004).
Con la cantidad de datos colectados por el Observatorio Auger en el período ya mencionado, se realizó una búsqueda de anisotropías en el flujo de rayos

cósmicos a fin de determinar si con esa estadística el Observatorio Auger puede ya confirmar o no las detecciones reportadas (Auger Collaboration, 2005a). Para poder hacer esto, se determinó primero el fondo de eventos registrados, o *mapa de cobertura*, contra el cual se puede comparar luego cualquier posible exceso del flujo en una región determinada. Luego de la selección de calidad de los eventos, este mapa se determinó por dos metodos distintos que resultan de igual significancia estadística ya que las fluctuaciones en el número de eventos de cualquier ventana de interés es mayor que la que resulta del mapa de cobertura, cualquiera sea el método que se use para determianar este último (ver figura 1.A). La resolución angular del DS depende de la energía del rayo cósmico, pero es siempre mejor que 2.2^o, superior a la de AGASA o SUGAR, por lo que la comparación sólo requiere elegir apropiadamente los tamaños de las ventanas correspondientes. Para comparar con las observaciones de AGASA, se tomó un circulo de 13.3^o y para comparar con SUGAR uno de 3.7^o. La figura 1 muestra el resultado de este análisis para las ventanas y rangos de energía de interés. Con respecto a la región reportada por AGASA, la cantidad de eventos del Observatorio Auger es 1155, siendo la esperada en el caso isotrópico de 1160.7, en el rango 1.0-2.5 EeV. Este resultado no confirma lo reportado por AGASA que, de ser cierto, hubiera significado un exceso de 7.5 σ. Finalmente, se realizó la misma búsqueda pero para una ventana acorde a la resolución espacial de Auger, 1.5^o, también en la región del CG (ver figura 1.B) y para un rango de energía 0.8-3.2 EeV, obteniéndose también un resultado coherente con flujo isotrópico de rayos cósmicos.

Búsqueda de fuentes puntuales

Un caso más general que lo mencionado en la sección anterior es la búsqueda de fuentes puntuales en todo el cielo cubierto por el observatorio (Auger Collaboration, 2005b). Siguiendo recetas prestablecidas (Clay 2003) y una metodología similar a la de la sección anterior, se realizó la búsqueda calculando la significancia de los excesos hallados para cada punto, comparando los eventos encontrados en el círculo con el mapa de cobertura. La cantidad total de eventos analizados es de 29073 en el rango 1-5 EeV y 1475 para más que 5 EeV. La figura 2 muestra las distribuciones de estas significancias para dos rangos de energía y para dos ventanas angulares distintas, 5^o y 15^o. Las ventanas son mayores que lo que la resolución Auger permite, pero se contempla así la posible dispersión angular de los rayos cósmicos causada por los campos magnéticos que encuentran en su camino desde la posible fuente. La misma figura muestra, en trazo sombreado, la distribución de las significancias simuladas para el caso perfectamente isotrópico, indicando claramente la compatibilidad con los resultados experimentales.

Cota en la fracción de fotones primarios

Los modelos que predicen el origen de los rayos cósmicos de ultra alta energía se dividen en dos tipos, de aceleración (bottom-up) o no-aceleración (top-down). En estos últimos, se predice una fracción importante de fotones de ultra alta energía arrivando a la superficie de la Tierra (Gelmini, Kalashev & Semikoz, 2005). Las cascadas atmosféricas generadas por fotones primarios tienen dos

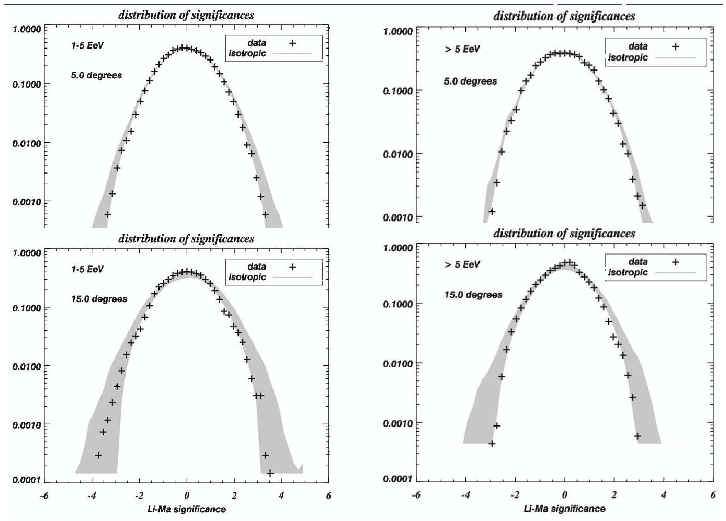


Figura 2. Distribución de las significancias de las regiones estudiadas en la búsqueda de fuentes puntuales (*cruces*), para dos rangos de energías (*arriba*: 1-5 EeV; *abajo*: >5 EeV) y dos resoluciones angulares (*derecha*: 15^o; *Izquierda*: 5^o). Las zonas sombreadas representan las distribuciones esperadas para el caso isotrópico.

diferencias principales con las generadas por partículas: a igualdad de energía, tienen menos contenido de muones y su máximo desarrollo, X_{max}, se produce más bajo en la atmósfera (a mayor profundidad). Teniendo en cuenta estas características, los experimentos de Haverah Park (Ave et al. 2000) y AGASA (Shinozaki et al. 2002) han establecido cotas máximas a la fracción de fotones primarios del total de cascadas detectadas para un dado rango de energía, como puede verse en la figura 3.b. Para energías superiores a 10 EeV, y considerando sólo los eventos detectados en forma híbrida, el Observatorio Auger ha registrado 16 eventos que corresponden al período que se analiza aquí. Esta selección fue realizada bajo restricciones más estrictas que las usuales de forma de garantizar que, de tratarse realmente de fotones primarios, el desarrollo de la cascada sea vista en su totalidad por los instrumentos; inclinaciones mayores a 35^o, no demasiado lejanas, máximo desarrollo dentro del campo visual, entre otras. Una vez seleccionados los eventos candidatos, el procedimiento para determinar si pueden o no considerarse iniciados por fotones primarios es utilizar los parametros geométricos de la reconstrucción para simular el evento como si fuera fotónico. Esto incluye efectos de precascada debido al campo geomagnético y la simulación de los detectores. El parámetro utilizado en este estudio para distinguir entre cascada fotónica y hadrónica fue X_{max}. La figura 3.a muestra un caso particular en donde se aprecia el valor del parámetro medido y la distribución de los parámetros simulados. Una vez analizados todos los eventos, se obtuvo una cota superior para la fracción de fotones primarios del 26%, con un nivel de confianza del 95% (Auger Collaboration, 2005c).

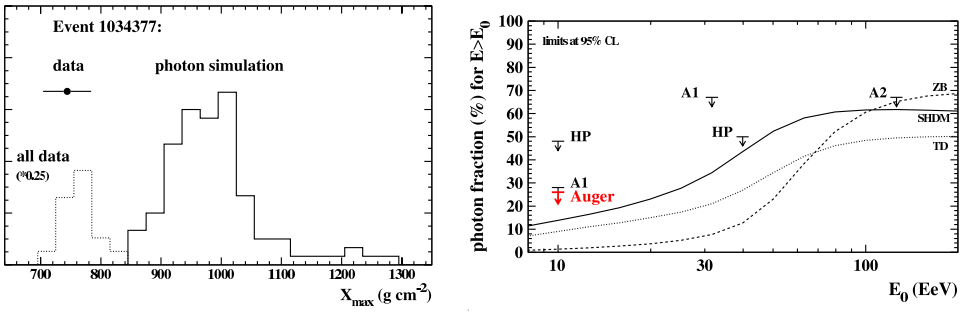


Figura 3. *Izquierda (a):* ejemplo de análisis para un evento particular; el punto con barras de error muestra el parámetro X_{max} medido; *línea llena*: distribución del mismo parámetro obtenido con simulaciones, suponiendo que el primario es un fotón; *línea punteada*: distribución del parámetro medido para los 16 eventos seleccionados. *Derecha (b):* cotas a la fracción de fotones hallada por Auger y comparada con otros experimentos (AGASA: A1 y A2; Haverah Park: HP) y con predicciones teóricas (Gelmini, Kalashev & Semikoz, 2005).

Primera estimación del espectro de rayos cósmicos (> 3 EeV)

El DS es 100% eficiente para detectar rayos cósmicos con energías superiores a 3 EeV. Para obtener la primera estimación del espectro (Auger Collaboration, 2005d) se tomaron los 3525 eventos registrados por el DS, en el período que se analiza, con energías mayores a 3 EeV y con ángulos cenitales entre $0 - 60^o$. A cada evento registrado con el DS se le asigna una energía determinada por una parametrización que se realiza en dos etapas y utilizando los muy bien reconstruídos eventos híbridos. Primeramente se determina el parámetro S(1000) del evento (señal que tendría un tanque ubicado a 1000 m del lugar de impacto) que sale de la reconstrucción de la cascada. El valor de este parámetro es fuertemente dependiente de la inclinación de la cascada con respecto al cenit. La dependencia de S(1000) con el ángulo cenital se calcula empíricamente, aprovechando la distribución prácticamente isotrópica de los rayos cósmicos. De esa manera, se normalizan los S(1000) al valor que tendrían si cayeran con la inclinación media de los rayos cósmicos incidentes ($\approx 38^o$). La segunda etapa es relacionar el parámetro anterior con la energía determinada con el DF, cuya correlación es previamente encontrada utilizando eventos híbridos. Este último paso implica que la energía que se le asigna al evento está dada por el DF, lo cual la hace mucho menos dependiente de modelos de interacción hadrónica (una de las incognitas a estas energías). El espectro resultante puede verse en la figura 4, en donde los errores de cada punto son puramente estadísticos. Hay aún una indeterminación significativa en las energías que debe considerarse. Teniendo en cuenta la incerteza actual del DF en la determinación de energías (25%), además de otros errores, se estima que la indeterminación en el eje horizontal de la figura 4 va del 30% para 3 EeV hasta el 50% para 100 EeV (ver figura 4).

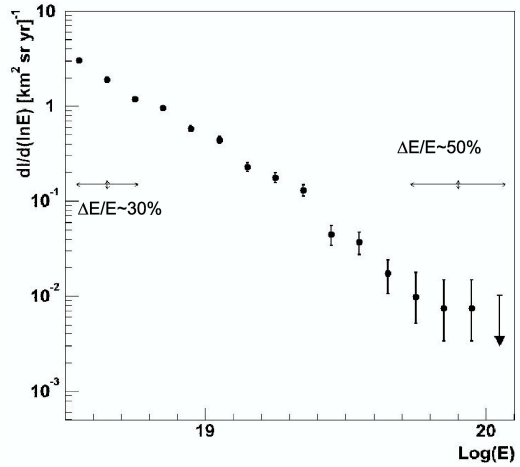


Figura 4. Espectro estimado. En el eje vertical se grafica la intensidad diferencial dI/d(lnE) = E dI/dE. Los errores en los puntos son sólo estadísticos. Los errores sistemáticos se indican para dos energías.

Comentarios

El Observatorio Pierre Auger está aún en construcción, por lo que los resultados que se muestran deben considerarse preliminares. La exposición crece muy rápidamente, mejorando la estadística y reduciendo así los errores, que son todavía elevados. No obstante, el Observatorio ha demostrado que un sistema híbrido de detección es inmejorable para el estudio de los problemas que se intentan resolver en el área de rayos cósmicos de ultra altas energías.

Referencias

Aharonian, F. et al. 2004, [astro-ph/0408145].

Auger Collaboration 2004, Nuclear Instruments and Methods A 523, 50-95.

Auger Collaboration 2005a, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India. Proceedings (fra-letessier-selvon-A-abs1-he14-oral).

Auger Collaboration 2005b, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India. Proceedings (fra-revenu-B-abs1-he14-oral).

Auger Collaboration 2005c, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India. Proceedings (ger-risse-M-abs2-he14-oral).

Auger Collaboration 2005d, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India. Proceedings (usa-sommers-P-abs1-he14-oral).

Ave, M. et al. 2002, Phys. Rev. Lett. 85, 2244.

Bellido, J. et al. 2001, Astroparticle Physics 15, 167.

Clay, R. 2003, 28th International Cosmic Ray Conference, Japón.

Gelmini, G., Kalashev, O.E & Semikoz, D.V. 2005, astro-ph/0506128.

Hayashida, N. et al. 1999, International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, OG.1.3.04.

Shinosaki, K. et al. 2002, Astrophysical Journal 571, L117.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

CONTRIBUTED PAPER

Numerical simulations of thin accretion disks

Carlos D. Vigh
IAFE (CONICET-UBA) and Department of Physics FCEN (UBA), Buenos Aires, Argentina, carlos@iafe.uba.ar
María F. Montero
IAFE (CONICET-UBA) and FCAG (UNLP), Buenos Aires, Argentina, fer@iafe.uba.ar
Daniel O. Gómez
IAFE (CONICET-UBA) and Department of Physics FCEN (UBA), Buenos Aires, Argentina, dgomez@df.uba.ar

Abstract. Accretion disks can be associated with binary systems and active galactic nuclei. A very important energy conversion mechanism takes place in these objects, transforming gravitational energy into kinetic and thermal energy of the plasma, and typically converting them into X-ray sources. Within the framework of hydrodynamics, we investigated the temporal evolution of thin accretion disks with axial symmetry. We developed a numerical code that integrates the continuity and Navier-Stokes equations. We evaluated the quality of the code by checking the conservation of the global invariants of the system: mass, angular momentum and energy. We also explored different dynamic regimes and calculated physically relevant quantities such as the accretion rate and the radial distribution of density, temperature and luminosity.

Resumen. Los discos de acreción se asocian a sistemas binarios y núcleos activos de galaxias. En ellos tiene lugar un importante mecanismo de conversión de energía, invirtiéndose buena parte de su energía gravitatoria en impulsar jets de alta velocidad y en calentar el plasma circundante hasta convertirlo en fuente de radiación X. A través de una descripción hidrodinámica, investigamos la evolución temporal de discos de acreción delgados con simetría axial. A tal efecto desarrollamos un código numérico que integra las ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes. A fin de evaluar la calidad del código, comprobamos que respetara la conservación de los invariantes globales del problema: masa, impulso angular y energía. Posteriormente investigamos diferentes regímenes dinámicos, y calculamos en cada caso cantidades tales como su tasa de acreción y su distribución radial de densidad, temperatura y luminosidad.

Introduction

Accretion disks arise in a variety of astronomical objects, such as protostellar disks, binary systems and active galactic nuclei (Urpin 1983). Although the

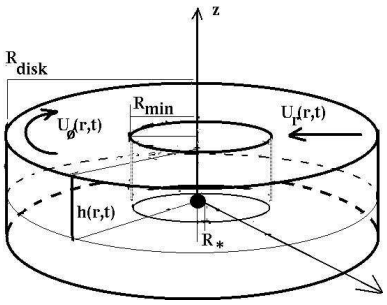


Figura 1. Cartoon of a disk with half-thickness h and radius R_{disk}.

key theoretical concepts to describe accretion have been identified (gravitation, conservation of angular momentum and viscous energy dissipation), a detailed dynamical knowledge is still missing (see Balbus & Hawley, 1998, Frank et al. 2002) for recent reviews on accretion dynamics. The conversion of the gravitational energy of the mass being accreted by a compact object, is an important source of luminosity in different spectral ranges for these systems.
In this paper we present numerical simulations of thin and axisymmetric accretion disks, to study their dynamical evolution under different conditions. The hydrodynamic model is described in §2 and the technical details of the code are mentioned in §3. The numerical results arising from relaxation simulations of an initial ring of matter rotating with a Keplerian profile are given in §4. In §5 we show results from externally driven simulations, in which we inject mass, angular momentum and mechanical energy at the outer boundary of the disk. Finally, in §6 we summarize our conclusions.

The model

We consider a disk of radius R_{disk} and half-thickness h rotating around a central object of mass M_* and radius R_*, as shown in Figure 1.
The disk is assumed to be axisymmetric ($\partial_\phi = 0$) and thin, i.e. $h(r,t) \ll r$. We therefore use the so called *shallow water* approximation (Prendergast 1960), which assumes that the velocity field components on the disk plane (i.e. $u_r(r,t)$ and $u_\phi(r,t)$, see Fig. 1) are independent of z, while the component u_z satisfies

$$u_z(z) = \frac{z}{h}\,\frac{dh}{dt} \tag{1}$$

In the incompressible case we have $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ and the mass density ρ remains constant. Combining the divergence-free condition with Equation 1, we obtain

$$\partial_t h + \frac{1}{r}\partial_r(r h u_r) = 0 \tag{2}$$

The incompressible case is asymptotically correct for thin disks wich are not extremely supersonic, i.e. for $h/r \ll 1/M$ (M is the Mach number). Consistent with the shallow water approximation, we neglect the inertia terms in the

$\hat{z}$-component of the Navier-Stokes equation, and derive the following pressure profile

$$p(r,z) = p_0 + GM\rho\left(\frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2+h^2}}\right) \tag{3}$$

where p_0 is the external gas pressure.
In cylindrical coordinates the $\hat{r}$ and $\hat{\phi}$ dimensionless components (using R_{disk} and $\sqrt{GM_*/R_{disk}}$ as units of longitude and velocity) of the Navier-Stokes equation are:

$$\partial_t u_\phi = -u_r\partial_r u_\phi - \frac{u_r u_\phi}{r} + \nu\left[\frac{1}{r}\partial_r(r\partial_r u_\phi) - \frac{u_\phi}{r^2}\right] \tag{4}$$

$$\partial_t u_r = -u_r\partial_r u_r + \frac{u_\phi^2}{r} + \partial_r\left(\frac{1}{\sqrt{r^2+h^2}}\right) + \nu\left[\frac{1}{r}\partial_r(r\partial_r u_r) - \frac{u_r}{r^2}\right] \tag{5}$$

where ν is the dimensionless kinematic viscosity (i.e. the inverse of the Reynolds number Re). From equations (2)-(5) we can compute the global balance of (dimensionless) quantities such as the total mass $M(t) = 2\pi\int dr\ rh(r,t)$

$$\partial_t M = -2\pi\left[rhu_r\right]_{R_{min}}^{R_{disk}} \tag{6}$$

angular momentum $L_z(t) = 2\pi\int dr\ r^2 u_\phi(r,t)h(r,t)$

$$\partial_t L_z = 2\pi\left[-hr^2 u_r u_\phi + \nu h r^3\partial_r(\frac{u_\phi}{r})\right]_{R_{min}}^{R_{disk}} \tag{7}$$

and mechanical energy $E(t) = 2\pi\int dr\ \left[\frac{u_r^2(r,t)+u_\phi^2(r,t)}{2} - \frac{1}{\sqrt{r^2+h^2(r,t)}}\right]$

$$\partial_t E = 2\pi\left[-u_r rh\frac{u_r^2+u_\phi^2}{2} + \frac{r^3 h u_r}{(r^2+h^2)^{3/2}} + \nu rh\partial_r(\frac{u_r^2+u_\phi^2}{2})\right]_{R_{min}}^{R_{disk}} - \nu\int_{R_{min}}^{R_{disk}} drD \tag{8}$$

In equation (8) $D(r,t)$ is the energy dissipation function

$$D(r,t) = 2\pi h\left[r(\partial_r u_r)^2 + \frac{u_r^2}{r} + r(\partial_r u_\phi)^2 + \frac{u_\phi^2}{r} + u_\phi^2\frac{\partial_r h}{h}\right] \tag{9}$$

Assuming that all the energy dissipated by viscous friction is converted into radiation, the disk luminosity is simply

$$L(r,t) = \nu D(r,t) \tag{10}$$

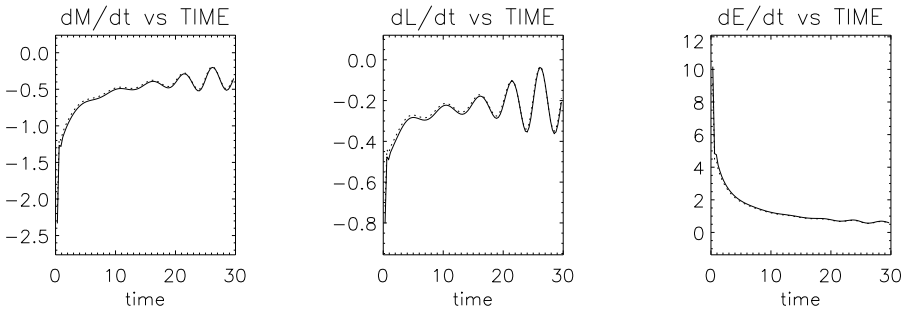


Figura 2. Balance of mass (left), angular momentum (center) and mechanical energy (right) in arbitrary units for a mass injection rate of $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-5}$. Dotted lines correspond to left hand sides of eqs. (6)-(8), and full lines to their right hand sides.

The code

To integrate the dynamic equations (2)-(5) we developed a Fortran code. We used centered finite differences with up to fourth order accuracy for the spatial derivatives, although the second order version was sufficient in most of the cases (higher order accuracies require extra CPU time and larger memory consumption). For the time integration we adopted the Runge-Kutta scheme with an arbitrary order of accuracy (higher order accuracies are obtained at the expense of extra CPU time). Second order was sufficient for the simulations reported here. We use a uniform spatial grid with N points spanning the range from R_{min} to R_{disk}, to which we add N_{gp} ghost points at both ends to implement the boundary conditions (N_{gp} is equal to one half of the spatial order of accuracy). For the inner boundary at R_{min} we adopted open boundary conditions, so that any fluctuation of the variables can escape freely through that boundary. For the relaxation simulations reported in §4.1. we adopted open boundary conditions in the outer boundary R_{disk} as well. On the other hand, for the externally driven simulations shown in §4.2, we used externally imposed boundary conditions at R_{disk}, to allow for the injection of mass, angular momentum and mechanical energy into the disk.

To check the quality of the code, we numerically computed the various terms participating in equations (6)-(8), which describe the balance of global quantities such as mass, angular momentum and mechanical energy. In Figure 2 we compare the left hand side of each of the three balance equations as a function of time (dotted line) with the right hand side (full line) of the corresponding equation. The left panel corresponds to mass (i.e. equation (6), the central panel displays the balance of angular momentum (equation (7), and the right panel corresponds to mechanical energy (i.e. equation (8). This particular simulation was performed with a mass injection rate $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-5}$, a time step $\Delta t = 10^{-4}$, dimensionless viscosity $\nu = 2 \cdot 10^{-4}$, disk thickness at the outer boundary $h_0 = 10^{-2}$. The inner and outer boundaries are placed at $R_{min} = 10^{-1}$ and $R_{disk} = 1$, respectively.

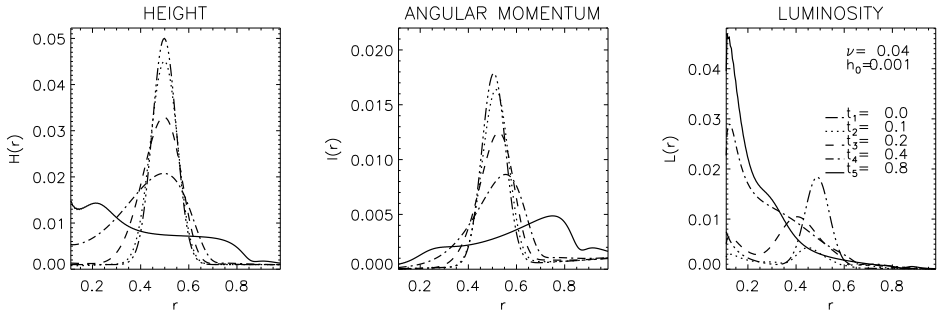


Figura 3. An initial ring of matter diffusses radially for $\nu = 0.04$. *Left:* disk thickness. *Center:* Angular momentum density. *Right:* Luminosity density.

The quantitative comparison between left and right hand side terms for mass, angular momentum and energy yields a degree of accuracy which is better than 98% for the simulations reported here.

Relaxation simulations

To study the diffusion of mass, angular momentum and mechanical energy, we performed simulations starting with a relatively narrow ring of mass rotating with a Keplerian profile (i.e. $u_\phi = r^{-1/2}$). The thickness of the ring has a Gaussian radial profile and the radial velocity is initially zero. In Figure 3 we display the disk thickness vs. radius at various times throughout the simulation (left), the angular momentum density (middle) and the luminosity (right). For this particular simulation, viscosity is $\nu = 0.04$ and the boundary conditions are free in both R_{min} and R_{disk}. We can clearly see that while the mass distribution shifts inwards (accretion), the angular momentum diffusses outwards.

Externally driven simulations

To evaluate the long-term dynamics of thin accretion disks, we performed simulations with given values of the dynamic variables in the outer boundary: $h(R_{disk})$, $u_r(R_{disk})$ and $u_\phi(R_{disk})$. These boundary conditions translate into stationary injection of mass, angular momentum and mechanical energy. Figure 4 shows disk thickness, angular momentum and luminosity as a function of radius for various times. The propagation of gravity surface waves can be observed in this simulation. We speculate that gravity waves might play a role in the redistribution of angular momentum in accretion disks. Another feature which emerges rather clearly in all the externally driven simulations that we performed, is the relaxation toward a Keplerian rotation profile, i.e. $u_\phi = r^{-1/2}$.

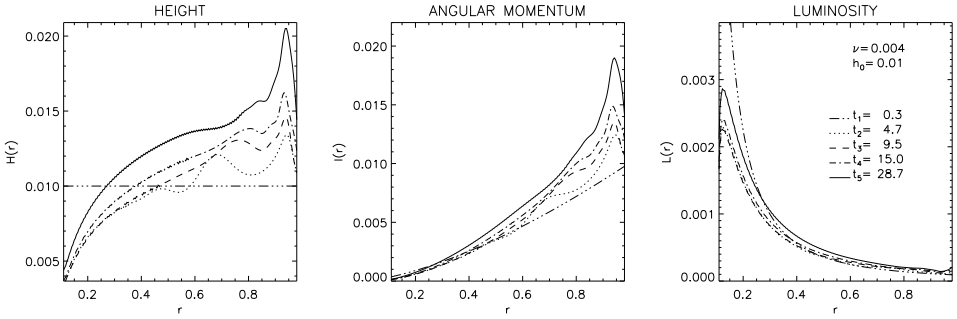


Figura 4. Externally driven run with $\nu = 4 \cdot 10^{-3}$, $\dot{M} = 1.5 \cdot 10^{-4}$ and $h_0 = 0.03$.

Conclusions

We report results from numerical simulations of thin and axisymmetric accretion disks. We developed a numerical code that integrates the Navier-Stokes equation in the incompressible case, using centered finite differences in the radial direction. We performed two types of simulations: the *relaxation* simulations with no external forcing within the disk or at the boundaries, and *externally driven* runs with the injection of mass, angular momentum and energy at the outer boundary. In the relaxation runs, we observed the diffusion of mass, angular momentum and energy for an initial ring of matter, showing that angular momentum diffusses outwards while mass drifts inwards to contribute with the accretion process. In the externally driven simulations we observe a systematic relaxation toward a Keplerian rotation profile, as well as the ubiquitous presence of surface gravity waves propagating radially throughout the disk.

Acknowledgments. M.F.M. is a fellow of CONICET, C.V. is a fellow of the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT) and D.G. is a researcher of CONICET. We acknowledge funding from ANPCyT through PICT2000 03-9483.

Referencias

Balbus,S.A. & Hawley, J.,F., Rev. Mod. Phys, 70, 1, 1998

Frank, J., King, A., & Raine, D., "Accretion power in astrophysics", Cambridge Univ. Press (Cambridge, UK), 2002

Prendergast, K., ApJ, 132, 162, 1960

Urpin, V., Ap. & Space Sci., 90, 79, 1983

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Accretion disk precession in GRB engines

Matías M. Reynoso
Universidad Nacional de Mar del Plata, Mar del Plata, Argentina, mreynoso@mdp.edu.ar
Gustavo E. Romero
Instituto Argentino de Radioastronomía, Villa Elisa, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, romero@iar.unlp.edu.ar
Oscar A. Sampayo
Universidad Nacional de Mar del Plata, Mar del Plata, Argentina, sampayo@mdp.edu.ar

Abstract. We present an analysis of the precession of neutrino-cooled accretion disks in gamma ray burst central engines. We deal with disks with accretion rates up to 1 solar mass per second. We analyze the parameter space for which the system develops rigid precession, and show that if the relativistic jet is bounded to the disk, a variety of morphologies appear in the resulting light curves, with peculiar features of fine structure similar to those observed.
Resumen. Presentamos un análisis de la precesión de discos de acreción con enfriamiento por emisión de neutrinos en la región central de un eruptor de rayos gamma. Se trata de discos con una tasa de acreción que puede llegar a 1 masa solar por segundo. Analizamos el espacio de parámetros para los cuales el sistema desarrolla precesión rígida, y mostramos que si el chorro relativista está ligado al disco se produce una gran variedad de morfologías en las curvas de luz resultantes, con rasgos peculiares de estructura fina similares a los observados.

Introduction

Gamma ray bursts (GRBs) are the most powerful energy sources of the whole universe, liberating as much energy as $\sim 10^{51} - 10^{54}$erg within a few seconds to minutes, and followed in some cases by X-ray or radio afterglows. Satellite experiments have revealed an isotropic distribution of the bursts in the sky, and redshift measurements of their host galaxies confirmed that GRBs are of cosmological origin.
As to the ultimate mechanism that causes such powerful events, different central engines have been proposed. The short variability time in the signals suggests the presence of a few solar masses compact object in the engine. So, to explain longer bursts the formation of a black hole inside a massive star (the 'collapsar' model, Woosley 1993) has been proposed and also common envelope evolution of a black hole in compact binaries (Fryer & Woosley 1998). On the other hand,

short bursts (durations < 2 s) are thought to be produced by the merging of compact objects (Paczynski 1986, Eichler *et al.* 1989, Narayan *et al.* 1992).
A common consequence of the mentioned inner engines is the formation of a transient hot and dense accretion disk that can present neutrino losses. This accretion of matter would power the burst, and the energy ejected should account for the observed GRB light curves. In this communication, we study the possible precession of such disks and hence of the jets produced. We find that for usual GRB parameters, the temporal microstructure of some light curves could be explained by the precession and nutation of an accretion disk with neutrino losses.
The outline of this work is as follows. In Sect. 1, we describe the properties of neutrino-cooled accretion disks. In Sect. 2, we analyze the precession of the disk due to spin-induced general relativity effects, and in Sect. 3 we particularly focus on the precession and nutation of disks cooled by neutrino emission with rough properties as those given by Di Matteo, Perna & Narayan (2002) (hereafter DPN). Finally, in Sect. 4 we present a discussion with our final comments.

Neutrino cooled accretion disks

A neutrino cooled accretion disk occurs when rotating matter around a compact object (a black hole for GRB engines) achieves the transport of its angular momentum outwards, and as it falls in the potential well, it liberates most of its gravitational energy as neutrinos. In this work, we use the approach by DPN for the Keplerian disk structure, in which a constant accretion rate is considered as a first approximation, $\dot{M} = -2\pi r v_r \Sigma$, where $\Sigma = 2\rho H$ is the surface density, and H is the disk half thickness.
The angular momentum $\vec{L}$ of the disk material is diminished in magnitude due to the action of viscosity, thus, conservation of angular momentum in the direction perpendicular to the disk midplane implies $f_\phi(2\pi r \cdot 2H) \cdot r = \frac{\Delta L}{\Delta t}$ where f_ϕ is the viscous stress and $\Delta L/\Delta t = \dot{M}\Omega r^2$, with $\Omega \simeq \sqrt{GM_{\rm bh}/r^3}$ as the Keplerian angular velocity. We adopt the usual prescription for viscosity, $f_\phi = -T_{\phi r} = \alpha P$, where $T_{\phi r}$ is the $r-\phi$ component of the viscous stress tensor, α is the dimensionless viscosity parameter (Shakura & Sunyaev, 1973), and P is the total pressure, with the contributions of gas, radiation, degeneration and neutrino pressure.
The rate at which energy (entropy) per volume unit is generated by viscosity for a Keplerian disk is $\dot{Q}^+_{\rm vis} = -f_\phi T_{\phi r}/\eta$, where η is the kinematic viscosity coefficient and $T_{\phi r} = \frac{3}{2}\eta\Omega$ (e.g. Shaphiro & Teukolsky 1983), so that the heating rate is found to be $\dot{Q}^+_{\rm vis} = \frac{3\dot{M}\Omega^2}{8\pi H}$. Solutions for the disk in thermal equilibrium arise when the energy balance is achieved, (DPN, Kohri & Mineshige 2002) $Q^+_{\rm vis} = Q^-$, where $Q^+_{\rm vis} = \dot{Q}^+_{\rm vis} H$ is the heating rate integrated over H, and Q^- is the corresponding cooling term, composed of the different contributions: $Q^- = Q_{\rm rad} + Q_{\rm adv} + Q_\nu$. The energy liberated as radiation $Q_{\rm rad}$ is negligible at the high densities and temperatures ($\sim 10^{10}$K) we deal with. Energy can also be carried in together with accreting matter ($Q_{\rm adv}$), and released as neutrinos (Q_ν). The neutrino cooling in turn consists of several processes for neutrino

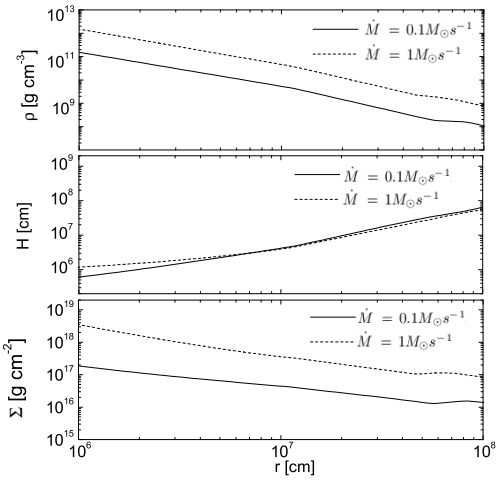


Figura 1. Disk structure for DPN model, density in the upper panel, scale height in the middle panel, and surface density in the lower panel. Dashed line: $\dot{M} = 1 M_\odot \mathrm{s}^{-1}$, solid line: $\dot{M} = 0.1 M_\odot \mathrm{s}^{-1}$

emission, such as neutrino production due to electron-positron annihilation q_{ee^+} and electron or positron capture by a nucleon q_{Ne} (see DPN for details).
For our purposes in this work, we use the results for the disk structure given by DPN for $M_{\mathrm{bh}} = 3M_\odot$, $\alpha = 0.1$ and $\dot{M} = (0.1,\ 1)\ M_\odot \mathrm{s}^{-1}$, which describe a Neutrino Dominated Accretion Flow (NDAF) and which fulfill the conditions of thermal, viscous and gravitational stability. The density, scale-height and surface density from this model appear in Fig.1 in function of the radius. We consider for illustration the accretion rates $\dot{M} = 0.1 M_\odot s^{-1}$ and $\dot{M} = 1 M_\odot s^{-1}$ as the disk is effectively cooled by neutrinos in regimes with $\dot{M} \leq 1 M_\odot s^{-1}$. Otherwise, neutrinos get trapped and the flow becomes advection dominated as shown by DPN.

Spin-induced precession of accretion disks

In the surroundings of a rotating black hole, a circular particle orbit that is inclined respect to the black hole equator has been found to precess around the spinning axis of the black hole with a frequency $\omega_{LT} \propto r^{-3}$, where r is the orbit radius. This is understood as a consequence of the dragging of inertial frames that originates the Lense-Thirring effect (Lense & Thirring 1918). For the candidate central engines of GRB mentioned in the introdution, the formation of an accretion disk inclined with respect to the Kerr black hole equator can not be rejected as a possibility.
The inclined disk is also expected to undergo the Bardeen-Patterson effect (Bardeen & Patterson 1975), resulting from the action of viscous torques together with the Lense-Thirring effect. This causes an alignment of the inner parts of the disk with the black hole equator, up to a certain transition radius that depends on the midplane Mach number of the disk (Nelson & Papaloizou, 2000). In the case considered here, the midplane Mach number is $\mathcal{M} \sim 2 < 5$, which according to Nelson & Papaloizou (2000) corresponds to essentially no

warping of the disk. Thus, we consider that the disk is effectively precessing as rigid body. We remark that since there is a torque causing the precession, considering precession alone is actually an approximation, meaning that the same torque should also cause a nutation motion to develop together with precession. Assuming then that the disk supports a strong magnetic field which threads the central black hole, rotational energy can be extracted from the black hole due to mechanisms such as the proposed by Blandford and Znajek (1977). As the magnetic field is expected to be anchored in the disk, this would result in the formation of jets perpendicular to the disk midplane, so that the precession and nutation of the disk automatically implies the precession and nutation of jets. Then, to kinematically describe the jet motion we consider the angular evolution of its spherical angles $\theta_{\rm jet}(t)$ and $\phi_{\rm jet}(t)$ as in Portegies *et al.* (1999),

$$\begin{aligned} \phi_{\rm jet}(t) &= \phi_{\rm jet}(0) + \Omega_{\rm p} t + \frac{\Omega_{\rm p}}{\Omega_{\rm n}} \sin(\Omega_{\rm n} t), \\ \theta_{\rm jet}(t) &= \theta^0_{\rm jet} + \frac{\Omega_{\rm p}}{\Omega_{\rm n}} \tan\theta^0_{\rm jet} \cos(\Omega_{\rm n} t), \end{aligned} \tag{1}$$

where $\Omega_{\rm p} = 2\pi/\tau_{\rm p}$, and $\Omega_{\rm n} = 2\pi/\tau_{\rm n}$ are the precession and nutation angular frequencies, with periods $\tau_{\rm p}$ and $\tau_{\rm n}$ respectively.
Considering the above expressions (1), we proceed to relate the possible precession and nutation periods with some parameters of a given disk, e.g. the surface density $\Sigma(r)$ and outer radius $R_{\rm out}$. We do this in a similar way to Caproni *et al.* (2004), but here also nutation will be considered together with precession. Noting the time it takes the disk to precess a small angle $d\phi$ is $dt = (L/T)\sin\theta\ d\phi$, with L the magnitude of the disk angular momentum and T that of the total torque acting on the disk, the time $\tau_{\rm p}$ is

$$\tau_{\rm p}(R_{\rm out}, f_\Omega) = \int_0^{\phi(\tau_{\rm p})} \frac{L}{T} \sin\theta(t) d\phi \tag{2}$$

with $\phi(\tau_{\rm p})$ according to (1), and $f_\Omega = \tau_{\rm p}/\tau_{\rm n}$. The dependence with $R_{\rm out}$ arises via L and T, which also depend on the spin angular momentum of the black hole a_* and on the surface density $\Sigma(r)$ (see Caproni *et al.*, 2004 for details).

Results

We evaluate the possible precession and nutation periods that would be consistent with the typical parameters of an accretion disk that is supposed to power a GRB, as are $M_{\rm bh} = 3M_\odot$, $\dot{M} = 0.1 M_\odot {\rm s}^{-1}$, $\alpha = 0.1$, and $a_* \sim 0.9$. Then, taking into account the results by DPN, with the corresponding surface density of Fig. 1, we compute the possible precession periods using (2) with $a_* = 0.9$ for a wide range in $R_{\rm out} (\sim 10^6 - 10^9 {\rm cm})$ and also for the relative fraction $f_\Omega = \tau_{\rm p}/\tau_{\rm n}$ varying between 10^{-3} and 10. We thus obtain the precession period $\tau_{\rm p}$ as a function of both the outer radius $R_{\rm out}$ and the fraction f_Ω (see Fig. 2).
It has been found that neutrino cooling dominates in the inner regions of the disk, where very high temperatures and densities are achieved (DPN, Khori & Minseshige 2002), and in particular, neutrino cooling becomes inefficient for

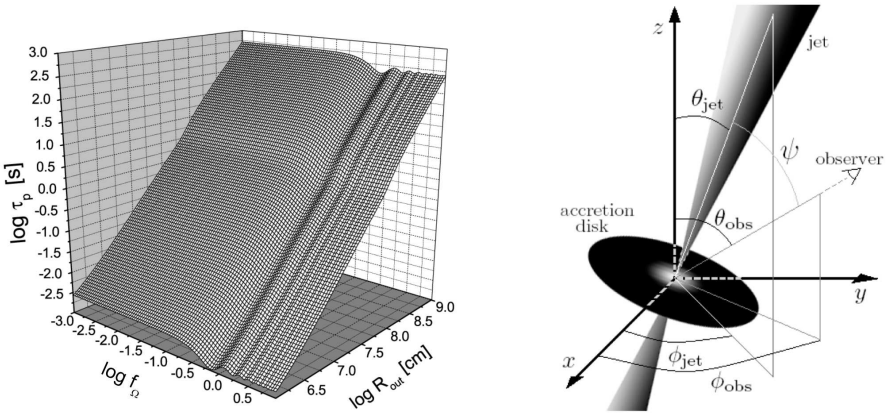


Figura 2. *Left:* Precession period vs $R_{\rm out}$ and $f_\Omega = \tau_{\rm n}/\tau_{\rm p}$ for $\dot{M} = 0.1 M_\odot s^{-1}$. *Right:* Schematic picture of the precessing disk and jet. The observer is at infinity in the direction signaled.

$r > 80R_g$. In our case, $R_g = 4.4 \cdot 10^5$cm, so neutrino cooling is important up to ~ 350 km. Then we find, for example, with $\dot{M} = 0.1 M_\odot {\rm s}^{-1}$ that

$$\tau_{\rm p} < 0.93 \text{ s for } f_\Omega \sim \{0.1, 0.01\} \quad (3)$$

$$\tau_{\rm p} < 0.45 \text{ s for } f_\Omega \sim 10. \quad (4)$$

To work out possible GRB light curves consistent with such precessing neutrino-cooled disks, we proceed as Portegies *et al.* (1999) and assume the production of jets perpendicular to the plane of the disk due to the Blandford-Znajek (1977) mechanism. A schematic picture appears in the right panel of Fig. 2. Setting the z-axis along the spin angular momentum of the black hole, we fix the observer at the angles $(\theta_{\rm obs}, \phi_{\rm obs})$ and let the jet angles $(\theta_{\rm jet}(t), \phi_{\rm jet}(t))$ evolve according to (1). The angle between the observer and the jet is $\psi = \cos^{-1}(\hat{r}_{\rm obs} \cdot \hat{r}_{\rm jet})$, and according to Portegies *et al.* (1999), we implement the distribution of the jet's Poynting flux $L(\psi)$ normalized as shown in the upper left panel of Fig. 3. Also, we assume an intrinsic time dependence $I(t)$ for the luminosity, which is inspired in what is expected from a usual explosive mechanism, and consists of a fast rise, a plateau, and an exponential decay (Fig. 3, left lower panel) in arbitrary time units τ. Defining $F(t) \equiv I(t)L(\psi)$ with e.g. $\tau =$ s, many different morphologies in the signals are possible for the allowed precession periods consistent with neutrino emission as the main cooling source and with different nutation periods. For illustration, we show in Fig. 3 a real GRB light curve, BATSE trigger 7998 in the right upper panel, while in the right lower panel appears a possible light curve with similar shape, obtained with the periods $\tau_{\rm p} = 0.75$ s and $\tau_{\rm n} = 7.5$ s for a neutrino-cooled accretion disk with $\dot{M} = 0.1 M_\odot s^{-1}$ and a density according to DPN in the burst inner engine.

Discussion - Final Comments

We have studied the precession of accretion disks with neutrino losses, taking into account results for the disk structure based on the mass conservation, energy balance and angular momentum conservation in the direction perpendicular to the disk. Assuming that precession will not significantly alter the surface density

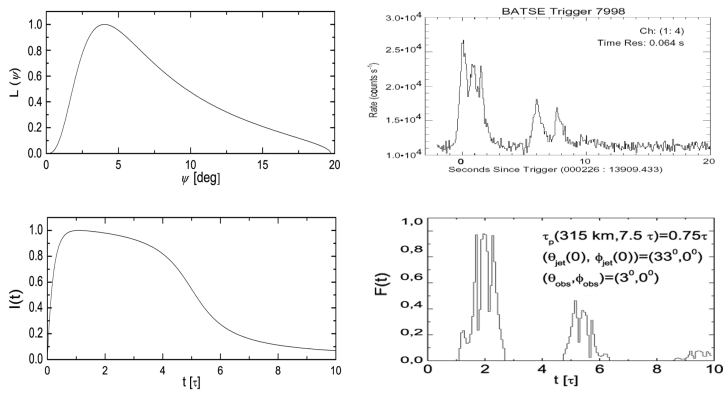


Figura 3. *Left:* Upper panel: Jet luminosity L normalized to unity at its maximum in function of the angle ψ between the jet and the observer. Lower panel: Intrinsic time dependence of the burst normalized to unity at its maximum, in arbitrary time units. *Right:* Upper panel: GRB with BATSE trigger 7998. Lower panel: Similar light curve obtained for a precessing neutrino-cooled accretion disk in the burst engine.

considered, and that it will continue to be determined by the neutrino cooling processes, our results imply that precession and nutation of such disks is possible in the context of GRB engines, giving rise to a temporal micro-structure that is similar to what is actually observed.

Acknowledgments. This work has been supported by CONICET (PIP 5375) and ANPCyT 03-13291).

References

Bardeen, J. M. & Patterson, J. A. 1975, ApJ, 195, L65

Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433

Caproni, A., Mosquera Cuesta, H. J., & Abraham, Z. 2004, ApJ, 616, L99

Di Matteo, T.,Perna, R., & Narayan, R. 2002, ApJ, 579, 706

Eichler, D., Livio, M., Piran, T. & Schramm, D. N. 1989, Nature, 340, 126

Fryer, C. L., & Woosley, S. E. 1998, ApJ, 502, L9

Kohri, K. & Mineshige, S. 2002, ApJ, 577, 311

Lense, J. & Thirring, H. 1918, Phys. Z., 19, 156

Narayan, R., Paczynski, B. & Piran, T, 1992, ApJ, 395, L83

Nelson, R. P. & Papaloizou, J. C. B. 2000, MNRAS, 315, 570

Paczynski, B., 1986, ApJ, 308, L43

Portegies-Zwart, S. F., Lee, C. H., & Lee, H. K. 1999, ApJ, 520, 666

Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337

Shapiro, P. & Teukolsky, S. 1983, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, (New York: Wiley)

Woosley, S. E. 1993, ApJ, 405, 273

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Pulsaciones del milisegundo y estrellas colapsadas

E. Losada, H. D. Navone y R. Aquilano
Instituto de Física Rosario (CONICET-UNR)
Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR)
Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)

Abstract. We study a simple model of collapsed star and its radial oscillations, and we analize the correlation with the observational data to milliseconds periods. This work is exploratory and very simplified.
Resumen. Nosotros estudiamos un modelo de estrella colapsada y sus oscilaciones radiales, y analizamos la correlación con los datos observacionales para períodos del milisegundo. El trabajo es exploratorio y muy simplificado.

Perturbaciones alrededor del equilibrio

Si consideramos pequeñas perturbaciones de la configuración de equilibrio estática podremos calcular la frecuencia y modos normales de vibración. Para un fluido no relativista, no viscoso y sin efectos disipativos, la ecuación de momento es:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\phi = 0 \tag{1}$$

donde P es la presión, ϕ es el potencial gravitacional y $\vec{v}$ es la velocidad del fluido. La dinámica de la oscilación estará gobernada por la perturbación (Lagrangiana) de esta ecuación.

$$\Delta\left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\phi\right) = 0 \tag{2}$$

Si en la ecuación de momento (1) se considera $v = 0$, se puede ver que la ecuación de equilibrio hidrostático es:

$$\nabla_i P + \rho\nabla_i\phi = 0 \tag{3}$$

Entonces, como la configuración no perturbada es estática, la perturbación de la ecuación de momento se puede escribir como:

$$\rho\frac{d^2\xi_i}{dt^2} = \frac{\Delta\rho}{\rho}\nabla_i P + \nabla_i(\Delta P) + \rho\nabla_i(\Delta\phi) \tag{4}$$

Por otra parte se tiene que:

- $\delta m = \delta\int_V \rho dV = 0$. Por aplicación de las propiedades de perturbación de cantidades integrales $\delta m = \int_V(\Delta\rho + \rho\nabla.\xi)dV = 0$, quedando:

$$\Delta\rho = -\rho\nabla.\xi = -\rho\nabla_j\xi^j \tag{5}$$

- Para una ecuación de estado de la forma $P = P(\rho, S)$ (ρ: densidad, S:entropía):

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s \Delta\rho + \left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_\rho \Delta S \tag{6}$$

Si las perturbaciones son adiabáticas $\Delta S = 0$, resultando:

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s \Delta\rho \tag{7}$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \Gamma_1 \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad \text{donde} \quad \Gamma_1 = \left.\frac{\partial(lnP)}{\partial(ln\rho)}\right|_S \tag{8}$$

A partir de las ecuaciones (5) y (7), y reemplazando en la ecuación (4), se obtiene:

$$\rho\frac{d^2\xi_i}{dt^2} = -\nabla_j\xi^j\nabla_i P + \nabla_i(\Gamma_1 P\nabla_j\xi^j) - \rho\nabla_j(\delta\phi) - \rho\nabla_i\xi_i\nabla_j\phi + \xi^j\nabla_j\nabla_i\phi \tag{9}$$

Por la ecuación de adiabaticidad se reemplaza $\nabla_j\phi$ por $-\nabla_j P/\rho$ quedando:

$$\rho\frac{d^2\xi_i}{dt^2} = -\nabla_j\xi^j\nabla_i P + \nabla_i(\Gamma_1 P\nabla_j\xi^j) - \rho\nabla_j(\delta\phi) - \nabla_i\xi^j(\nabla_j P) + \xi^j\nabla_j\nabla_i\phi \tag{10}$$

Aquí, todas las cantidades están expresadas en términos de ξ^j y de las variables no perturbadas.
La perturbación en el potencial gravitacional se puede deducir a partir de la ecuación de Poissón: $\nabla^2\phi = 4\pi G\rho$

$$\delta(\nabla^2\phi) = \delta(4\pi G\rho) \;\Rightarrow\; \nabla^2(\delta\phi) = 4\pi G\,\delta\rho \;\Rightarrow\; \Delta\rho = \delta\rho + \xi.\nabla\rho\;;\; \delta\rho = \Delta\rho - \xi.\nabla\rho$$

Entonces, a partir de la ecuación (5), resulta:

$$\delta\rho = -\rho\nabla.\xi - \xi.\nabla\rho = -\nabla.(\rho\xi)$$

La ecuación de Poissón tiene como solución:

$$\delta\phi = -G\int_V \frac{\delta\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dV' = G\int_V \frac{\nabla.(\rho'\xi')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dV' \tag{11}$$

por lo que para perturbaciones radiales de una estrella esférica se tiene:

$$\nabla_i(\delta\phi) = G\nabla_i\left(\int_V \frac{\nabla.(\rho'\xi')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dV'\right) = -4\pi G\rho\xi^i \tag{12}$$

Reemplazando (12) en (10), y considerando oscilaciones radiales de la forma:

$$\xi(\vec{r},t) = \xi(r)e^{iwt}.\hat{e}_r \tag{13}$$

se obtiene:

$$w^2\rho\xi = -\frac{d}{dr}\left(\Gamma_1 P\frac{1}{r^2}\frac{d(r^2\xi)}{dr}\right) + \frac{4}{r}\frac{dP}{dr}\xi \tag{14}$$

Estableciendo condiciones de contorno adecuadas, esta ecuación se transforma en un problema lineal de autovalores para los modos de vibración radial. Las condiciones de contorno son:

$$\xi(r=0)=0 \tag{15}$$

$$\Delta P = -\Gamma_1 P \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2\xi)\Big|_{r=R} \tag{16}$$

Como $P(r=R)=0$ basta pedir que ξ sea finita en $r=R$.
Se puede demostrar que proponiendo una solución en la forma de serie de potencias la frecuencia será:

$$w_k^2 = \frac{2\pi G\rho\Gamma 1}{3}\left(4k^2+10k+6-\frac{8}{\Gamma_1}\right) \tag{17}$$

Resultados

En las Tablas 1 y 2, a los fines de hacer una estimación, se pueden apreciar los resultados obtenidos para diferentes relaciones entre radios, masas y densidades.

Tabla 1
Estrellas de materia extraña

Radio (km)	Constante	10	10	10
Masa ($M_\odot$)	Constante	1	1.1	1.2
Densidad (g/cm^3)	Masa/Volumen	$4.70\ 10^{14}$	$5.20\ 10^{14}$	$5.70\ 10^{14}$
r_g(km)	$2GM/c^2$	2.90	3.20	3.50
$w^2(s^{-2})$	$2\pi G\rho(6\Gamma_1-8)/3$	$4.10\ 10^9$	$4.07\ 10^9$	$4.04\ 10^9$
$T(s)$	$2\pi/w$	0.001	0.001	0.001

Donde r_g (con M la masa total de la estrella) lo tomamos como constante en primera aproximación, w es la frecuencia, y T es el período de oscilación. La masa total de la estrella y su radio asumen valores que se fijan arbitrariamente debido a la necesidad de establecer dichos parámetros en las ecuaciones físicas utilizadas.

Tabla 2
Estrellas de neutrones

Densidad corteza g/cm^3	Constante	$4.30\ 10^{11}$	$4.30\ 10^{11}$	$4.30\ 10^{11}$
Γ_1	Constante	1.50	1.60	1.70
$w^2(s^{-2})$	$2\pi G\rho(6\Gamma_1-8)/3$	$4.80\ 10^4$	$9.60\ 10^4$	$1.20\ 10^5$
$T(s)$	$2\pi/w$	0.04	0.03	0.02

Conclusiones

En este trabajo presentamos un modelo obtenido a partir de fuertes simplificaciones e idealizaciones con el propósito de explorar el comportamiento de aque-

llos objetos astrofísicos que producen como hecho observable cambios rápidos y periódicos de su luminosidad. Las simplificaciones realizadas y los supuestos establecidos, tales como asumir constantes la densidad y el coeficiente Γ_1 aún a sabiendas de que este último diverge en la superficie de los objetos analizados, parecieran situar a este modelo muy lejos de la realidad que pretende describir. No obstante, consideramos que los resultados obtenidos no dejan de ser interesantes, puesto que a pesar de las simplificaciones realizadas, los cálculos para diferentes configuraciones (Tablas 1 y 2) sugieren que en períodos más cortos las estrellas de materia extraña ajustan mejor, siendo los períodos más largos acordes con la física de las estrellas neutrónicas como se preveía y según anticipáramos en previos artículos (ver referencias). Al respecto, es interesante destacar que los resultados obtenidos también se reflejan en algunas evidencias observacionales. Tal es el caso de objetos jóvenes para los que se registran oscilaciones del milisegundo, como en el pulsar SAX J1808.4-3658, y en donde hay algunas dudas respecto a si puede tratarse de una estrella de neutrones. Los autores consideran que este breve trabajo es de carácter exploratorio, pero constituye el punto de partida necesario para la construcción de modelos más complejos que permitan explicar adecuadamente el comportamiento de los objetos astrofísicos en estudio.

Referencias

Aquilano R., Neira L. & Vucetich H., Modern Physics Letters A 10, 9 (1995) 723-731

Losada E. & Aquilano R., General Relativity and Gravitation, 35, 8 (2003) 1385-1398.

Poutanen J. & Gierlinski M., Nuclear Physics D (Proc. Suppl.) 132, 640 (2004).

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

CONTRIBUTED PAPER

Electronic pressure effects on the magneto-rotational instability in accretion disks

M. F. Montero
IAFE-CONICET, FCAG-UNLP, fer@iafe.uba.ar
A. M. Platzeck
FCAG-UNLP, amp@fcaglp.unlp.edu.ar
D. O. Gómez
Departamento de Física, FCEyN-UBA, IAFE-CONICET, dgomez@df.uba.ar

Abstract. We study the local instability of a weakly magnetized accretion disk, including kinetic effects and extending previous works. In particular, we quantitatively assess the relevance of the electronic pressure gradient on the instability rate. We investigate the regions of instability in Fourier space and find the stability conditions for the various relevant parameters.
Resumen. En el presente trabajo, estudiamos la inestabilidad local de un disco levemente magnetizado, incluyendo efectos cinéticos y generalizando los trabajos precedentes. En particular, estudiamos cuantitativamente la importancia del gradiente de presión electrónica en la tasa de inestabilidad. Analizamos las zonas de inestabilidad en el espacio Fourier y encontramos las condiciones de estabilidad para los parámetros relevantes del problema.

Introduction

The magneto-rotational instability is a promising mechanism to develop a turbulent regime and appreciably enhance the flow viscosity in accretion disks. The stability conditions for weakly magnetized disks was first put forward by Balbus & Hawley (1991) within the framework of magnetohydrodynamics. This study was later extended to disks for which the Hall effect becomes non-negligible (Balbus & Terquem (2001)).
In the present paper, we study the conditions for local instabilities of weakly magnetized accretion disks. We extend previous works by considering kinetic effects, such as the Hall effect and electronic pressure. More specifically, we quantitatively assess the relevance of the electronic pressure gradient on the instability rate. The linear stability analysis is described in §2, and the conditions for instability in Fourier space are briefly discussed in §3. In §4 we list our conclusions.

Linear stability

We consider an accretion disk composed of a fully ionized hydrogen plasma. After neglecting electron inertia effects ($m_e \ll m_i$) and also Joule dissipation, Ohm's law reduces to

$$0 = \vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{e\, n_e\, c}\vec{J} \times \vec{B} + \frac{1}{e\, n_e}\vec{\nabla} P_e \tag{1}$$

where c is the speed of light, $n_e = n_i$ is the electron (and ion) particle density, e is the electron charge, $\vec{v}$ is the flow velocity, $\vec{J}$ is the electric current density, and $\vec{E}$ and $\vec{B}$ are the electric and magnetic vector fields. Although the Hall term (third term on the right hand side) was considered by Balbus & Terquem (2001) in a previous study, this is the first time that the role of the electron pressure P_e (last term on the right hand side) is being included.
We consider a stationary and axisymmetric disk of radius R_{disk} and thickness H, with a differential rotation profile given by $\vec{\Omega} = \Omega_0\ (R/R_0)^{-a}\hat{z}$ ($a = 3/2$ for keplerian rotation). We linearly perturb this stationary equilibrium, considering a weak magnetic field given by $\vec{B} = B_\varphi(R,z)\hat{\varphi} + B_z(R)\hat{z}$. All variables in the Navier-Stokes equation and in Ohm's law are perturbed like $\delta\Psi = \delta\Psi_0 e^{i(k_R R + k_z z - \omega\, t)}$. We are interested in a local stability analysis, and therefore $k_z \gg \frac{1}{H}$ and $k_R \gg \frac{1}{R}$. We also adopt the Boussinesq approximation (see Balbus & Hawley (1991)) and assume the perturbation to behave adiabatically. We locally define dimensionless units, using $1/\Omega_0$ and v_{Az}/Ω_0 as the typical time and longitude, where $v_{Az} = B_z(4\pi m_i n_i)^{-1/2}$ is the Alfven speed associated to B_z. The dimensionless dispersion relationship is

$$\omega^4 - C_2\omega^2 + C_0 = 0 \tag{2}$$

where C_2 and C_0 are given by

$$C_2 = 2k_z^2 + \frac{k_z^2}{k^2}[A + 2(2-a)] + x_h k_z^2[x_h k^2 - a\sigma] \tag{3}$$

$$C_0 = k_z^4 + \frac{k_z^4}{k^2}(A - 2a) + x_h\frac{k_z^4}{k^2}\left[(4-a)k^2\sigma + (4-2a+A)(x_h k^2 - a\sigma) - \epsilon_p A(\frac{x_h}{2}k^2 - \sigma)\right] \tag{4}$$

In equations (3)-(4) is

$$A = -\frac{1}{\rho\gamma}\left[\frac{k_R}{k_z}\frac{\partial ln}{\partial z}\left(\frac{P}{\rho^\gamma}\right) - \frac{\partial ln}{\partial R}\left(\frac{P}{\rho^\gamma}\right)\left(\frac{k_R}{k_z}\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial P}{\partial R}\right)\right] \tag{5}$$

which describes the thermodynamic properties of the plasma. For instance, in the isentropic limit is $A = 0$, but it can become much larger than unity for a high temperature plasma. In the present study, we adopt the isothermal value $A \approx 0.8$ proposed by Balbus & Hawley (1991).
The Hall coefficient x_h is defined as

$$x_h = \frac{c m_i}{\sqrt{4\pi e m_i n_i}}\frac{\Omega_0}{v_{Az}} \tag{6}$$

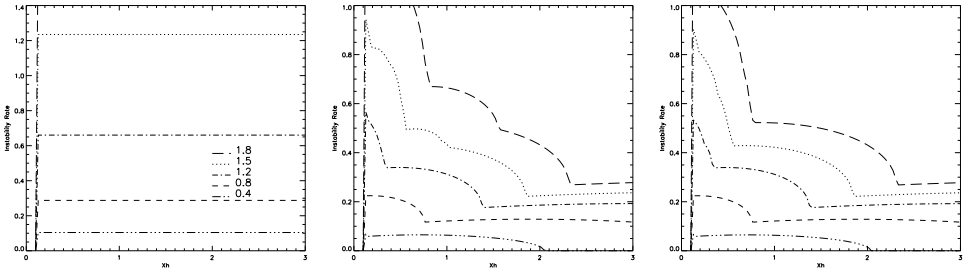


Figura 1. Instability rate (integrated on the $(k_r - k_z)$ plane) vs. the Hall parameter x_h for different values of the differential rotation index a and magnetic field aligned with rotation ($\sigma = +1$). The left panel corresponds to Balbus & Hawley (1991), the central panel only includes the Hall effect, and the right panel considers both the Hall and the electronic pressure effects.

which is the ion skin depth (i.e. c/ω_{pi}, where ω_{pi} is the ion plasma frequency) divided by the typical longitude of the problem (i.e. v_{Az}/Ω_0). The coefficient σ is simply the sign of B_z, i.e. $\sigma = +1$ whenever the magnetic field is aligned with the angular velocity $\vec{\Omega}$ and $\sigma = -1$ in the anti-aligned case. The electronic pressure only arises in the very last term of the C_0 coefficient (case $\epsilon_p = 1$), and can be formally neglected by simply setting $\epsilon_p = 0$. Both kinetic effects (i.e. Hall and electronic pressure) become progressively negligible as $x_h \to 0$, which is the MHD limit studied by Balbus & Hawley (1991). The role of the Hall effect was addressed in Balbus & Terquem (2001), but ignoring electronic pressure (i.e. $\epsilon_p = 0$) and for the isentropic case ($A = 0$).

Instability regions in Fourier space

From equation (2) we can readily identify the unstable modes on the $(k_r - k_z)$ Fourier plane as well as their instability rates. Whenever the magnetic field is aligned with the angular velocity (i.e. $\sigma = +1$), the unstable region in the Fourier plane is bounded. Since for the development of turbulence it is not only the instability rate what is important, but also the number of unstable modes, we integrated the instability rate over the unstable region in the $(k_r - k_z)$ plane as a global proxy for the intensity of the instability. In Figure 1 we show the global instability rate for three different cases as a function of the Hall parameter x_h and the differential rotation index a: (a) the purely magnetohydrodynamic limit (Balbus & Hawley (1991)), (b) considering only the Hall effect and no electronic pressure ($\epsilon_p = 0$), (c) considering both the Hall and electronic pressure effects ($\epsilon_p = 1$). From this comparison, we can see that the electronic pressure has a mild stabilizing effect.

The changes introduced by the electronic pressure are much more noticeable when the magnetic field is opposed to the angular velocity of the disk (i.e. $\sigma = -1$), as shown in Figure 2. When the magnetic field is anti-aligned, the electronic pressure increases the instability rate for about 40%.

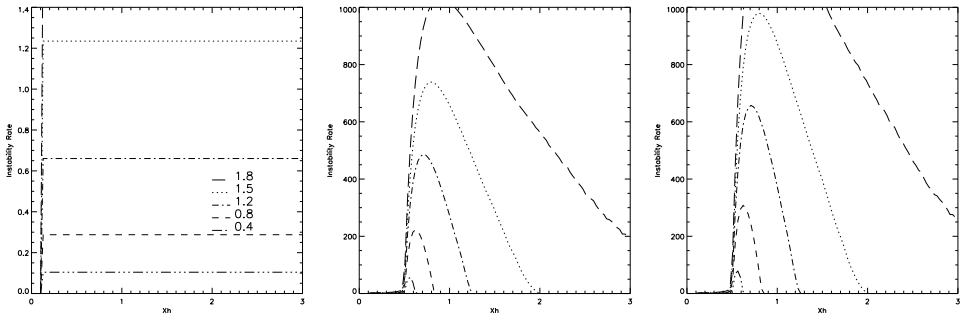


Figura 2. Same as Figure 1, but for magnetic field anti-aligned with rotation ($\sigma = -1$).

Conclusions

We perform a linear stability study of the magneto-rotational instability (MRI) includying kinetic effects, such as Hall and electronic pressure. To our knowledge, this is the first time that electronic pressure effects are considered in connection with MRI. We find that when the magnetic field is aligned with the angular velocity (i.e. $\vec{B} \cdot \vec{\Omega} > 0$), the electronic pressure provides a mild stabilization effect. On the other hand, when the magnetic field is anti-aligned with the angular velocity of the disk, the electronic pressure increases the instability rates by a considerable factor.

Acknowledgments. M.F.M. is a fellow of CONICET, and D.G. is a researcher of CONICET. We acknowledge funding from the Agencia Nacional de Promoción de Ciencia y Tecnología (ANPCyT) through PICT2000 03-9483.

Referencias

Balbus, S. A.& Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214

Balbus, S. A. & Terquem, C. 2001, ApJ, 552, 235

ASTRONOMÍA EXTRAGALÁCTICA Y COSMOLOGÍA

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

INFORME INVITADO – INVITED REVIEW

Formación de galaxias en el modelo de materia oscura fría con constante cosmológica

Mario G. Abadi
Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional, Córdoba, Argentina, mario@oac.uncor.edu

Abstract. The so-called ΛCDM model is the new paradigm of hierachical clustering formation in the universe. This model has shown its ability to reproduce a variety of large scale results. However, in galactic scales this model still faces many challenges. In this report, we present results of cosmological numerical simulations that include gravitational, hydrodynamical and star formation processes. We analyze dynamical, kinematical and photometric properties of different simulated galactic stellar components, as spheroidal, disks and halos. We confront the simulated galaxies with observational results in order to quantify the success of the CDM on galactic scales.

Resumen. El modelo de materia oscura fría con constante cosmológica se ha convertido en el paradigma de la formación jerárquica de estructuras en el universo. Este modelo ha demostrado ser capaz de reproducir diferentes resultados observacionales provenientes en su mayoría de la estructura en gran escala del universo. Sin embargo este modelo no ha mostrado aún ser igualmente exitoso en escalas de galaxias. En este reporte se presentan resultados de simulaciones numéricas cosmológicas que incluyen procesos gravitacionales, hidrodinámicos y de formación estelar. Se analizan las propiedades dinámicas, cinemáticas, fotométricas y evolutivas de las diversas componentes estelares de las galaxias simuladas, tales como discos, esferoides y halos. Finalmente, se confrontan las galaxias simuladas con resultados observacionales para cuantificar el éxito o fracaso de este modelo en escalas galácticas.

Introducción

Los resultados observacionales del satélite WMAP combinados con otras mediciones astronómicas de la estructura en gran escala del universo han establecido al modelo de materia oscura fría con constante cosmológica (ΛCDM, por sus siglas en inglés) como el nuevo paradigma de la formaci'on jerárquica de estructuras en el universo. En este modelo plano, pero de baja densidad de materia, el universo esta constituido aproximadamente por un 70% de energía oscura, un 26% de materia oscura y solo un 4% de materia ordinaria (bariones); la constante de Hubble es H=71 km/s/Mpc y la fluctuación relativa de la masa medida en esferas de radio 8Mpc/h es $\sigma_8 = 0.9$. Además, se asume que no hay inclinación en la pendiente del espectro inicial de fluctuaciones. Debido a que los

parámetros de este modelo han sido fijados utilizando, principalmente, resultados observacionales de estructura en gran escala del universo, este modelo puede reproducir resultados observacionales en esas escalas más facilmente que en escalas galácticas. En escalas galácticas, el modelo *Lambda*CDM presenta varios problemas fundamentales: 1) el momento angular de galaxias discoidales simuladas utilizando códigos hidrodinámicos es aproximadamente un factor 3 menor que el de las galaxias observadas de tipo tardío. 2) Las curvas de rotación de galaxias de bajo brillo superficial no poseen aún la resolución espacial necesaria para distinguir entre perfiles de densidad de halos de materia oscura en las partes centrales planos o pico. 3) Las simulaciones numéricas de halos materia oscura muestran mucha más subestructura que las observaciones de galaxias satélites en la Vía Láctea o Andrómeda. Mientras que el problema 1) está relacionado con simulaciones hidrodinámicas, los puntos 2) y 3) están relacionados con simulaciones gravitacionales que no requieren la inclusión de efectos hidrodinámicos. Debido a que las observaciones proveen evidencia directa del comportamiento de la materia bariónica (hidrodinámica más gravitación) en el presente trabajo se pondrá especial énfasis en el punto 1). Los principales resultados aquí descriptos son la extensión a la muestra total de 8 galaxias de los resultados publicados por Abadi et al. 2003a, Abadi et al. 2003b y Abadi, Navarro y Steinmetz 2006 para una submuestra de las mismas.

Simulaciones numéricas

Se completaron hasta el momento un total de 8 simulaciones numéricas cosmológicas con condiciones iniciales dadas por el modelo ΛCDM que incluyen los siguientes procesos astrofisicos: gravitación, hidrodinámica, enfriamiento radiativo, formación estelar, reinyección de energía al medio y enriquecimiento de metales. Inicialmente se comienza la simulación con partículas de materia oscura (interactúan sólo por gravitación) y partículas gaseosas (interactúan teniendo en cuenta todos los procesos astrofísicos enumerados anteriormente). Las partículas de gas son tranformadas en estrellas cuando las condiciones del medio gaseoso cumplen criterios de densidad y convergencia. Se eligieron condiciones iniciales de halos de materia oscura que no posean fusiones relativamente tardías (redshift $z > 1$) y cuyas masas bariónicas (gas + estrellas) típicas están dentro del rango $1 - 2x10^1 1$. Las galaxias simuladas poseen típicamente $N = 0.6 - 1.8x10^5$ partículas estelares dentro de una esfera de radio luminoso $r_{lum} = 20$ kpc en redshift z=0.

Decomposición dinámica y decomposición fotométrica

La Figura 1 muestra la distribución espacial proyectada de las estrellas en redshift z=0 para las 8 galaxias simuladas vistas de canto. Los colores de las partículas fueron asignados correspondientemente según una decomposición dinámica basada en los 2 parámetros orbitales fundamentales de las partículas: la componente z del momento angular J_z y la energía total de cada partícula. Es posible distinguir 3 componentes dinámicas bien diferenciadas: esferoide (rojo), disco grueso (verde) y disco fino (azul). El esferoide, por definición no posee movimiento de rotación neta, está soportado fundamentalmente por dispersión

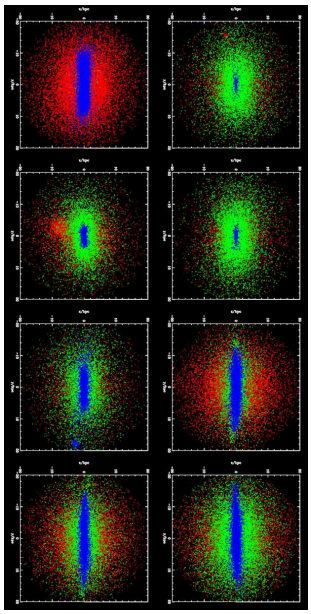


Figura 1. Distribución espacial proyectadas de las estrellas de cada una de las galaxias simuladas en redshift z=0 vista de canto. Los colores individuales de cada partícula fueron asignados de acuerdo a la pertenencia a cada una de las componetes dinámicas: esferoide (rojo), disco grueso (verde) y disco fino (azul).

de velocidades y está formado esencialemente por estrellas viejas. El disco fino, en cambio, está soportado principalmente por rotación y es, esencialmente, joven. El disco grueso es una componente intermedia entre el esferoide y el disco fino, soportado principalmente por rotación pero con dispersión de velocidades en la componente z no nula; sus estrellas son, al igual que en el esferoide, fundamentalmente viejas. Esta decomposición dinámica permite seguir la formación y evolución temporal de cada una de la componentes estelares dinámicas de forma individual. Estos análisis muestran que la formación de galaxias en los universos jerárquicos combinan los dos esquemas clasicos de formación de galaxias: fusiones y colapso suave. La fusiones de objetos estelares tienen lugar durante las primeras etapas de formación dando lugar a la formación de la componente estelar esférica siguiendo los pasos de la interpretación clásica de Searle & Zinn (1978). El colapso posterior del gas remanente forma una estructura discoidal según el esquema desarrollado por Eggen, Lindebell y Sandage (1962)
Utilizando una proyección perpendicular (vista de frente) a la mostrada en la Figura 1, se contruyeron los perfiles de brillo superficial de cada una de las mismas en diferentes bandas fotométricas. En la Figura 2 se muestran los perfiles de brillo supeficial de las galaxias en la banda I (círculos llenos) comparado con un ajuste (línea continua) de una ley $R^{1/4}$ (línea roja) más una ley exponencial (línea azul). Además las flechas verticales indican las correspondientes escalas de longitud de cada uno de las componentes. Se observa que al igual que para las galaxias observadas, el brillo superficial de estas galaxias simuladas puede

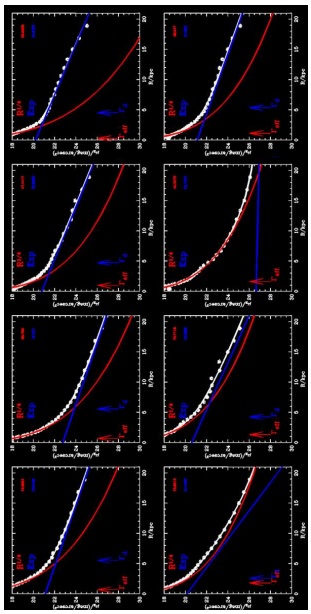


Figura 2. Brillo superficial proyectado (círculos blancos) de las 8 galaxias simuladas vistas de frente (es decir con el momento angular total apuntando en la direcci'on de la línea de la visual) dentro del radio luminoso $r_{lum} = 20kpc$. La línea blanca muestra el ajuste de una ley de de Vaucoulers $R^{1/4}$ (línea roja) que domina en las partes centrales más una ley de brillo exponencial $Exp(-R/R_d)$ (línea azul) en las partes externas.

representarse correctamente como la superposición de una componente esférica más un disco exponencial.

En la Figura 3 se muestran los perfiles de brillo superficial de las galaxias simuladas vistas de frente, pero a diferencia de la Figura 2, calculados para todas las extrellas contenidas dentro del radio virial $r_{vir} \sim 300kpc$ (círculos blancos). Por comparación se muestra el ajuste obtenido para las estrellas dentro de r_{lum} (linea blanca) como así también el ajuste de una ley de Sérsic en las partes externas $r > r_{lum}$. Esta Figura muestra que existe una cantidad de luz no despreciable $\sim 10\%$ proveniente de las partes más externas de la galaxia y que la extrapolación de los ajustes del brillo superficial de las galaxias produce una subestima de la contribución de luz de las partes internas. Asimismo se muestra que existen tenues halos luminosos que rodean a las galaxias simuladas análogos a los halos estelares recientemente detectados utilizando técnicas de superposición de imágenes. Los perfiles de densidad de estos halos luminosos extendidos son, en general, una ley de potencia del tipo $\rho \sim r^n$ con $-4 < n < -3$ para $0 < r < r_{vir}$. Esta pendiente es típicamente más empinada que la pendiente de los halos de materia oscura cuya pendiente es $-1 < n < -3$ para el mismo rango de radios. Este halo estelar extendido se forma siguiendo los lineamientos de la formación del esferoide, es decir debido a la fusión de objetos estelares que colapsan en la etapas primitivas.

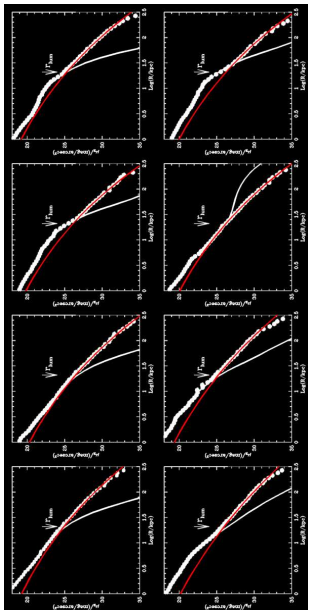


Figura 3. Brillo superficial proyectado (círculos blancos) de las 8 galaxias simuladas vistas de frente (es decir con el momento angular total apuntando en la direcci'on de la línea de la visual) dentro del radio virial $r_{vir} \sim 300kpc$. La línea blanca muestra el ajuste de una ley de de Vaucoulers $R^{1/4}$ más una ley de brillo exponencial $Exp(-R/R_d)$ mostrado en la Figura 2 para $r < r_{lum}$ (flecha vertical) mientras que la línea roja muestra el ajuste de una ley de Sérsic en las partes externas $r > r_{lum}$

Conclusiones

Las simulaciones de alta resolución de galaxias individuales utilizando los modelos jerárquicos de formación de estructuras en el universo del tipo ΛCDM proveen de una descripción detallada de la formación y evolución de las distintas componentes dinámicas estelares de galaxias simuladas. Estas simulaciones muestran que las galaxias simuladas presentan propiedades fotométricas similares a las galaxias observadas y que el modelo ΛCDM predice que las galaxias se forman siguiendo ambos lineamientos clásicos de formación: fusiones para las componentes esféricas y colapso suave para los disco.

Agradecimientos. Agradezco a los principales colaboradores de este proyecto Julio Navarro y Matthias Steinmetz por permitirme presentar algunos de nuestros resultados conjuntos.

Referencias

Abadi, M.G., Navarro, J.F., Steinmetz M. & Eke, V. 2003, ApJ, 591,499
Abadi, M.G., Navarro, J.F., Steinmetz M. & Eke, V. 2003, ApJ, 597,21
Abadi, M.G., Navarro, J.F. & Steinmetz M. 2006, MNRAS, en prensa
Eggen, O.J., Lynden-Bell, D. & Sandage A.R. 1962, ApJ, 136, 748
Searle L. & Zinn R., 1978, ApJ, 225, 357

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Extreme microvariability of blazars: fact and fiction

Anabella T. Araudo
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP,
anabella@carina.fcaglp.unlp.edu.ar
Sergio A. Cellone
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP,
scellone@fcaglp.unlp.edu.ar
Gustavo E. Romero
Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET,
romero@iar.unlp.edu.ar

Abstract. Recently, it has been suggested that the amplitude variations in some blazars can be of more than one magnitude within a few tens of minutes. In order to verify this claim, we have performed a study of three objecs that are supposed to display such an extreme behavior: the HPQ 1510−089 and the BL Lacs 0048−097 and 0754+100. We have taken into account the errors that can arise from the incorrect selection of comparison and control stars and from the contamination by the host galaxy. Variability was found in all cases, but the kind of phenomena reported by other authors for the same blazars were never detected. We show that an incorrect methodology for data reduction can lead to spurious variations if the error sources aforementioned are not considered.

Resumen. Recientemente se ha sugerido que las amplitudes de variación en algunos blazares pueden ser de más de una magnitud en lapsos de unas pocas decenas de minutos. A fin de verificar este supuesto fenómeno hemos realizado un estudio detallado de la fotometría diferencial de 3 de estos objetos: el HPQ 1510−089 y los BL Lac 0048−097 y 0754 + 100. Hemos teniendo en cuenta posibles fuentes de error como son la mala elección de las estrellas de comparación y control y la posible contaminación por la galaxia anfitriona del blazar. Se halló variabilidad en todos los casos, pero nunca el tipo de fenómeno extremo reportado por otros autores para las mismas fuentes. Además, se muestra cómo una metodología incorrecta para la reducción de los datos puede producir variaciones espurias si no se toman en cuenta las fuentes de error mencionadas.

Introduction

Blazars are a kind of active galactic nuclei (AGN), where the jet is oriented on the line of sight. They have non-thermal continuum radiation at radio frequencies, high polarization, strong variability and a spectral energy distribution that extends from radio to gamma-ray energies. These objects show strong variations

along the whole electromagnetic spectrum, on time scales that can go from minutes to decades (e.g., Wagner & Witzel 1995). In the optical band, very rapid changes (scales to minutes and hours) have been observed with relative amplitudes as large as 8% (e.g., Miller et al. 1989; Carini et al. 1990), with violent variations in some objects (e.g., Romero, Cellone & Combi 2000a).
It has been shown that optical microvariability observations can be affected by systematic errors caused by seeing fluctuations along the night (Cellone et al. 2000) and/or by an incorrect selection of the comparison and control stars for the differential photometry (Romero et al. 2002).
Xie et al. (1999, 2001, 2002, 2004) and Dai et al.(2001) reported extreme variations in EGRET blazars (i.e. those detected in gamma rays by the EGRET experiment on the Compton Satellite) that would suggest dramatic brightness changes within few minutes, which greatly exceed what is expected for this kind of objects. In order to study this issue, we have selected three of the most variable sources of the sample presented by those authors. The objects are listed in Table 1.

Table 1
Selected objects

Object	$\alpha_{2000.0}$ [h min s]	$\delta_{2000.0}$ [° ' "]	z	m_v	Type
$1510-089$	15 12 50.3	−09 06 00	0.361	16.5	HPQ
$0048-097$	00 50 41.3	−09 29 05	0.216	17.44	BL Lac
$0754+100$	07 57 06.6	+09 56 35	0.266	14.5	BL Lac

Observations and data analysis

The observations were carried out with the 2.15 m CASLEO telescope in San Juan. The instrumental configuration was direct CCD camera (1340 × 1300 pixels) and focal reducer. The objects were observed with R (red) and V (visual) filters.
The blazars $1510-089$ and $0048-097$ were observed during six consecutive nights in 2004 August and $0754+100$ in 2005 January. The images were taken with a gain of 2.3 e^-/adu and integration times between 150 and 300 s.
The microvariability observations were processed with different packages of the IRAF software. The CCD frames were bias-substracted and flat-fielded using an average of 25 bias and 25 flats respectively, and with the aim of correcting the pixel-to-pixel variations of the CCD. The data analysis was made by means of differential photometry, which is the usual technique in this kind of studies. We followed Howell et al. (1988) suggestion of selecting the comparison star of similar magnitude to the object, and the control star slightly brigther. The instrumental magnitudes were calculated with an 8 pixel radius aperture, in order to minimize the possible contribution of the unresolved host galaxy, as recommended by Cellone, Romero & Combi (2000).

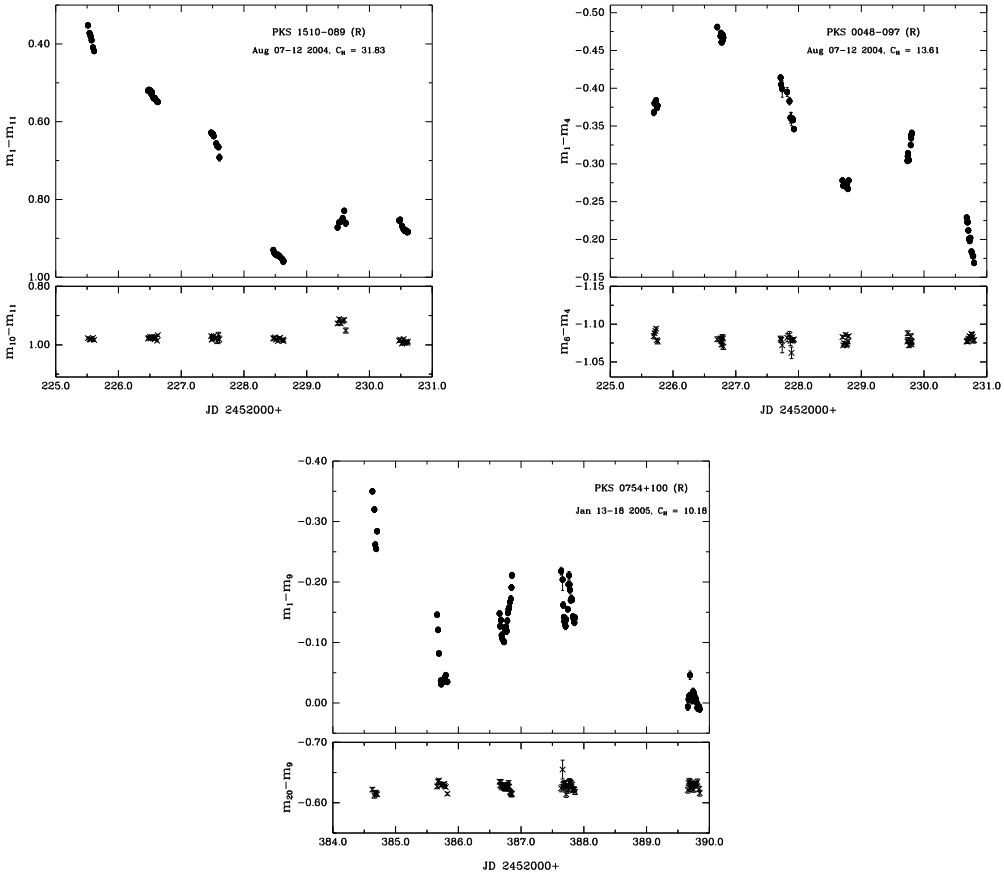


Figura 1. Differential light curves in the R band for the entire observational campaign for the blazars 1510−089, 0048−097 and 0754+100.

Results

The results of our observations are summarized in Table 2, where we list, from left to right, the object name and the observation band, the (Universal time) date of our observations, the error determined from the standard deviation of the comparison lightcurve, the duration of the observations, the classification of the source as variable or non variable, the variability parameter C (see below) and finally, the magnitude fluctuation Δm

Table 2
Observational results

Object	Band	UT Date	σ [mag]	Δt [hs]	Variable?	C	Δm [mag]
$1510-089$	R	$12-17/08/04$	0.018	122.24	Yes	9.99	0.61
$1510-089$	V	$12-17/08/04$	0.020	122.28	Yes	8.62	0.57
$0048-097$	R	$12-17/08/04$	0.007	122.50	Yes	16.23	0.31
$0048-097$	V	$12-17/08/04$	0.007	122.50	Yes	15.34	0.29
$0754+100$	R	$13-18/01/05$	0.008	125.21	Yes	11.82	0.36
$0754+100$	V	$13-18/01/05$	0.007	124.94	Yes	15.96	0.42

The variability criterion adopted in this work is the 99 %-confidence criterion used by Romero et al. (1999) and others. A parameter $C = \sigma_T/\sigma$ is defined, where σ_T and σ are the standard deviation of the target lightcurve and the control lightcurve, respectively. An object is clasiffied as variable if $C > 2.6$.
Our three objects resulted to be variable, along the entire campaigns, as can be seen in Figure 1. The strongest intranight variation was displayed by the PKS $0754+100$, with $\Delta m = 0.12$ mag in 3.9 hs, on 14/01/05, as can be seen in Figure 2. Thus, assuming duty cycles $\sim 50\%$ as claimed by Xie et al. (2001) for this kind of objects, the probability that we would have observed none minute-scale variations in 17 observing sessions is $\sim 10^{-5}$, which is very low indeed.

1. Analysis of possible systematic errors

With the aim of studying the discrepancies between our results and the lightcurves obtained by the aforementioned authors, we have analyzed the possible errors introduced in the differential photometry if the selection of the comparison and control stars were not appropriate.
If the magnitude of the control star is lower (i.e. brighter) than the magnitude of the blazar, the target lightcurve will be sensitive to fluctuations in the atmospheric conditions, whereas the control lightcurve will not change. Therefore, we would be losing the benefit of the differential photometry. For example, one night that PKS $1510-089$ had not resulted variable with our comparison stars, it resulted variable when brighter stars were selected, with variability parameter $C = 3.5$
Besides, we made some differential lightcurves, considering, as object, a very faint non variable star, in the field of the each blazar, and taking considerably brighter stars for comparison and control. One of these lightcurves is shown in Figure 3. Apparently, the source is variable, the variability parameter being $C = 23.97$. However, the star is non-variable when comparison and control stars are appropriately selected.

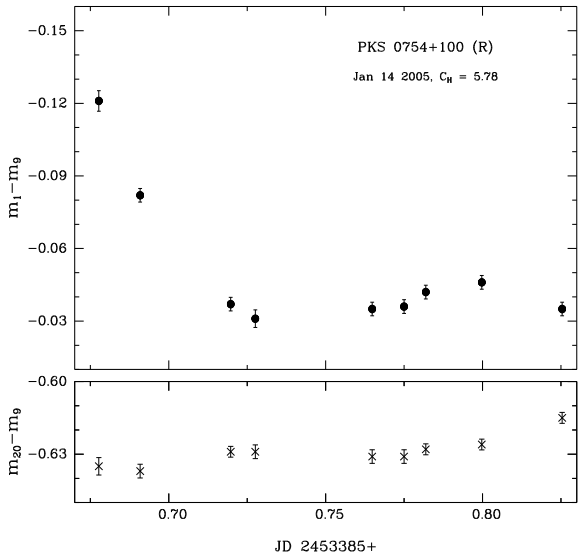


Figura 2. Differential light curve in the R band for the source PKS $0754 + 100$ for the second observational night.

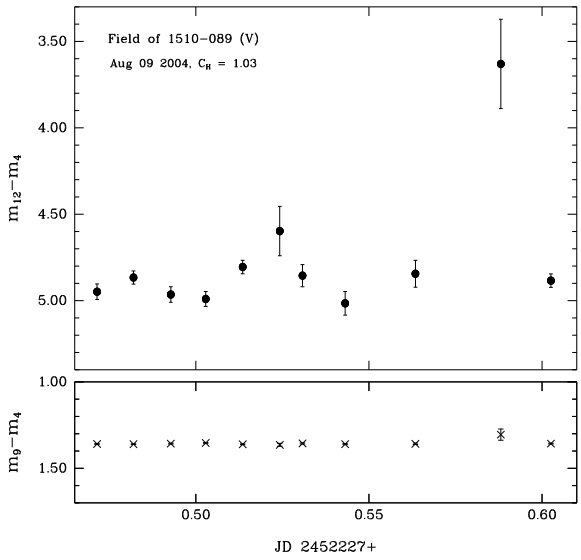


Figura 3. Spurious variations obtained with comparison and control stars much brighter than the object.

2. Corrective method of Howell et al.

In the absence of stars with the characteristics suggested by Howell et al. (1988), we can use the corrective method recommended by the same authors. This correction consists in taking the ratio between the value of the parameter C and the factor $\Gamma = \sigma_T(\text{inst})/\sigma$, where $\sigma_T(\text{inst})$ is the instrumental variance of the target lightcurve and σ is the variance of the control lightcurve. Then, if $C/\Gamma \geq 2.6$ the source can be considered as variable with 99 % confidence.
The Γ factors calculated with our comparison and control stars, for the entire campaigns, are slightly different to one. However, for the lightcurve shown in Figure 3, where too bright comparison and control stars were deliberately chosen, the Γ factor resulted $\Gamma = 23.30$ and $C/\Gamma = 1.03 < 2.6$. So, the source is not variable and the fluctuations shown in the lightcurve are spurious.

Conclusions

We have carried out an optical microvariability study of a sample of blazars selected by their reported extraordinary activity on short time scales. Through photometric observations with the Jorge Sahade telescope we obtained lightcurves with high temporal resolution for three objects. Variability was detected in all cases, but we never observed phenomena as extreme as reported by other authors for the same sources.
We show that spurius microvariations can be introduced if the selection of the comparison and control stars is not in accordance with the suggestions of Howell et al. (1988).

Acknowledgments. Part of this work has been supported by a summer fellowship from the Asociación Argentina de Astronomía. We are also grateful to the CASLEO staff for their kind assistance during the observations. This work has been supported by CONICET (PIP 5375) and ANPCyT (03-13291).

References

Cellone S. A., Romero G. E., & Combi J. A. 2000, AJ 119, 1534
Carini M. T. et al. 1990, AJ 100, 347
Dai et al. 2001, AJ 122, 2901
Howell S. B., Mitchell K.J., Warnock A. 1998, AJ 95, 247
Romero G. E., Cellone S. A., Combi J. A., & Andruchow I. 2002, A&A 390, 431
Wagner S. J. & Witzel A. 1995, ARA&A 33, 163
Xie et al. 1999, ApJ 522, 846
Xie et al. 2001, ApJ 548, 200
Xie et al. 2002, MNRAS 329, 689
Xie et al. 2004, MNRAS 348, 831

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

The jet-cloud interaction in 3CR galaxies

Carlos Feinstein
Facultad de Ciencias Astronómicas y Goefísicas, UNLP, Paseo del Bosque, SN, 1900 La Plata, Argentina
Duccio Macchetto
Space Telescope Science Institute, San Martin Drive 3700, Baltimore, MD 21218, USA
María Fernanda Montero
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, UBA, Argentina
G. Hägele
Grupo de Astrofísica, Universidad Autónoma de Madrid, España

Abstract. From the HST/WFPC2 3CR Snapshot Survey, data taken with the filters F555W, F702W and narrow-ramp, a set of galaxies with noticeable extended structure were selected (e.g. 3C 79, 3C 135, 3C 234, etc). All of these objects show large regions of [OIII]λ5007 emission (narrow ramp filter) and the broad-band filters data show similar structures indicating the presence of strong emission in several lines over these regions. The morphology observed seems to be related (e.g. same position angle, direct overlapping or similar shape) with the radio-jet. For some candidates with these properties GMOS/Gemini spectroscopy was taken. These data (both HST direct imaging and Gemini spectroscopy) can be tested with diagnostic diagrams and total UV photons budget to understand the source of energy that is ionizing the gas. This source of ionization was commonly believed to be the UV photons emitted by the powerful AGN, but several of these objects shows clearly that shocks produced by the radio jet are the main cause of the observed gas line emission. We present in this paper the preliminary results of the Gemini/GMOS longslit spectra obtained for the radiogalaxy 3C 135 and its interpretation.

Resumen. El HST/WFPC2 3CR Snapshot Survey, cuyos datos fueron tomados en los filtros F555W, F702W y rampa angosto, han mostrado que existe un conjunto de radio galaxias que presentan estructuras muy notorias que se observan en emisión de [OIII]λ5007. Estas regiones también se pueden observar en los filtros de banda ancha. La morfología observada parece estar relacionada (misma posición, ángulo, superposición o forma similar) con el radio-jet. Para algunos candidatos de este grupo se ha observado espectroscopía GMOS/Gemini. Todos estos datos (tanto imagen HST como la espectroscopía Gemini) pueden ser testeada con diagramas de dignóstico y con el balance total de fotones UV que ionizan el gas. Históricamente se ha creído que la principal fuente de ionización son los fotones UV emitidos por el núcleo AGN, pero estos objetos están mostrando claramente

que los shocks producidos por el radio-jet son la principal causa de la emisión de líneas del gas. Nosotros presentamos en este trabajo los resultados preliminares de la radiogalaxia 3C 135 y su interpretación.

Introduction

Non-stellar activity in galaxies is manifested in a variety of ways and over a wide range of wavelengths. One of these is the bi-conical structure found in a large variety of objects, from nearby Seyfert 2 galaxies to powerful high-redshift radio-galaxies. These structures have characteristics similar to those of the narrow-line regions (NLR) that define a Seyfert 2 galaxy, and appear to be extended over many kiloparsecs. In some cases the shape of the emission regions does not appear to be fully conical, but these galaxies have extended bright line-emission regions that have been shown to be clearly related with the activity of the AGN (e.g. 3C 244.1, Feinstein et al. 2002). The lack of a complete cone structure can be explained either as the result of a non uniform distribution of the local ISM/IGM gas or it may represents a more evolved case of AGN, in which the gas has been pushed out of its original location presumably by the jet.
Another very intriguing feature of the large redshift objects ($z > 0.8$), is the alignment effect between the optical morphology and the radio-jet direction. A very reasonable possibility is that the optical morphology arise from a large cone structure overlapping the stellar luminosity profile, but also a close relation of the cone structure and the radio-jet is needed to explain the observations. Using HST high angular resolution observations we found that this is happening in 3C 299 (Feinstein et al. 1999).
The main goal of our program is to investigate the source of energy that maintains the excitation of the gas over these large regions. The possible scenarios are discussed in the next section.

Possible explanations and scenarios

Several scenarios were proposed to understand the relation between the nuclear activity and the extended line emission.

1. Photoionization by the AGN

This mechanism assumes that the UV flux produced by the AGN nuclear source photoionizes the line emission region. The physical state of the gas at any place can be described by the ionizing parameter (U), which accounts for the dilution of the UV photons as the distance from the nucleus increases. At every location, the parameter U can be estimated, using diagnostic diagrams, by measuring the ratio of appropriate emission lines. The total number of photons at that location can be calculated knowing the distance to the nucleus. As an example, it is easy to calculate the ionizing flux, by measuring [OII]3727 to O[III]5007 ratio (Penston et al., 1990), which is very insensitive to the continuum shape. Thus it is possible, using long-slit spectra suitably positioned over the cone structure, to measure the U parameter, derive the total UV photon emission as well as its spatial distribution and therefore to determine the validity of this scenario.

2. Photoionization by the AGN with matter-bounded clouds

This idea was developed by Binette et al. (1996) in order to explain the discrepancy between high ionization line ratios and high electron temperatures observed in many active galaxies. These models are based on a parameter $A_{M/I}$, which represents the solid angle covered by the "matter-bounded" component relative to that covered by the "ionization-bounded" component. In a second paper, Binette et al. (1997) refined their models. Taking into account the possibility of having a larger U parameter, they derived three models with values of U = 0.5, 0.05 and 0.02, and a density n_e=1000 cm^{-3} for the "matter bounded" clouds, which are exposed to ionization radiation from the AGN. In the case of 3C 321, Robinson et al. (2000), claim that this explanation is consistent with the observed data.

3. Shocks

It is important to study whether there is a physical relationship between the radio-jet and the optical line emission. Taylor et al. (1992) proposed that fast bow-shocks resulting from the interaction of the radio-jet with the ISM were the source of ionizing photons of the emission-line gas in a number of sources. Capetti et al. (1995a, 1995b, 1996, 1997) and Winge et al. (1997) were the first to show that this mechanism best explains the optical emission in the NLR in nearby Seyfert galaxies (Mrk 3, Mrk 6, Mrk 573, NGC 1068, NGC 4151 and NGC 7319). Recently, this work has been confirmed by Aoki et al.(1999), and Kukula et al. (1999). In the case of the powerful 3CR radio galaxies, Feinstein et al. (1999) showed that this interaction also occurs in 3C 299, where clearly the NE radio-jet and the ENLR have similar morphologies, and where there is further evidence of this interaction from the values of the different emission-line ratios and the evolution of the line ratio [OII]3727/[OIII]5007, as an estimator of the changes of U, over the region. Solórzano-Iñarrea et al. (2001) showed that four 3CR galaxies displaying strong emission lines and jets, present a disturbed gas kinematics pattern, which seems to be related with the radio-jet. Dopita & Sutherland (1995,1996) have modeled in detail the ionization of the ENLR due to shocks. In one scenario, which has been shown to work for Seyfert galaxies, the radio jet interacts with the local interstellar medium and shocks the gas. In this scenario, the hot post-shock plasma gas produces photons that can diffuse upstream and downstream of the jet. Photons diffusing upstream can encounter the pre-shocked gas and produce an extensive precursor HII region, while those traveling downstream will influence the ionization and temperature structure of the recombination of the shock. Due to this extensive modeling work, shocks are relatively easy to diagnose from the observed data using the line emission ratios.

4. Dust and radiation pressure

Recently Dopita et al. (2002) try to explain some very intriguing features of the NLR (and the ENLR) in some galaxies. These are:
-The ionization parameter seems to be always the same ($U \sim 0.01$) for the NLR.
-The difficult to reproduced the very strong coronal lines ([FeVII], [FeX],[SVIII], [SXII],[SiVI],[SiVII]) which imply photoionization with a very high local ionization parameter.

-The large outflow velocities (v∼3000 km sec^{-1}) inferred from the [OIII] line, which in shocks models, it must the undisturbed gas in the galaxy (because this emission is expected to be generated in the photoionized precursor of the shock). In this new modeling, the dust and the radiation pressure acting on it provide the controlling factor in moderating the density, excitation and surface brightness of photoionized NLR structures. Dopita et al. (2002) have included in their paper, the line diagnostic diagrams for several different parameters, that can be very useful when comparing with the observations.

5. Other possible mechanisms

Other mechanisms capable to ionize large amounts of gas have been proposed. For example, O'Dea et al. (2001), suggested that the colors observed in blue knots in 3C 236 are consistent with star formation.

Undergoing investigation

We are carrying on observations of a sample of radio-galaxies that are known to have cones, filaments or extended regions of ionized gas. The main objective is to obtain long-slit spectra along the path of the jet. From these spectra we will derive line ratios to be compared with state-of-the-art diagnostic models. The spectra will cover the range 4000-9000Å, which at the redshift of these galaxies includes several of the bright emission lines (e.g. $[O\,\textsc{ii}]\lambda3727$, $[Ne\,\textsc{iii}]\lambda3869$, H_β, $[O\,\textsc{iii}]\lambda5007$, etc. These are some of the emission lines that are essential for the diagnostic diagrams, and which will allow us to select which of the ionization mechanisms discussed earlier is the dominant one in each case. The observed lines will also provide us with information regarding the kinematics of the local gas.

The galaxies were selected with the following criteria:
1- Known to be powerful radio-galaxies, for example objects in the 3CR catalog.
2- Known to have cones, or filaments, or extended regions of ionized gas (ENLR).
3- Objects for which we have already obtained high spatial resolution imaging with HST (e.g. galaxies in the "3CR Snapshot Survey")
4- The galaxies are selected to have the ENLR in locations that are far away enough that there is no confusion with the underlying stellar population. For example the ENLR is located where the $r^{1/4}$ profile has already vanished.
5- Objects are selected as having low redshift, $z \sim 0.2 - 0.5$, so the galaxy is large enough to ensure spatial resolution over the long slit spectra.

The case of 3C 135

GMOS/Gemini long slit spectra were taken in the direction of the jet of the ENLR on the radio galaxy 3C 135. Fig. 1 shows the observed line ratios over the ENLR and the straight lines are the Dopita et al. 1996a) models. From the panels a) and b), the figure shows that a model with v=500 km sec^{-1} plus a precursor HII region can explain our observations quite well. Panel c) is the $[O\,\textsc{ii}]\lambda3727/[O\,\textsc{iii}]\lambda5007$ ratio, which is very sensible to the parameter U. This

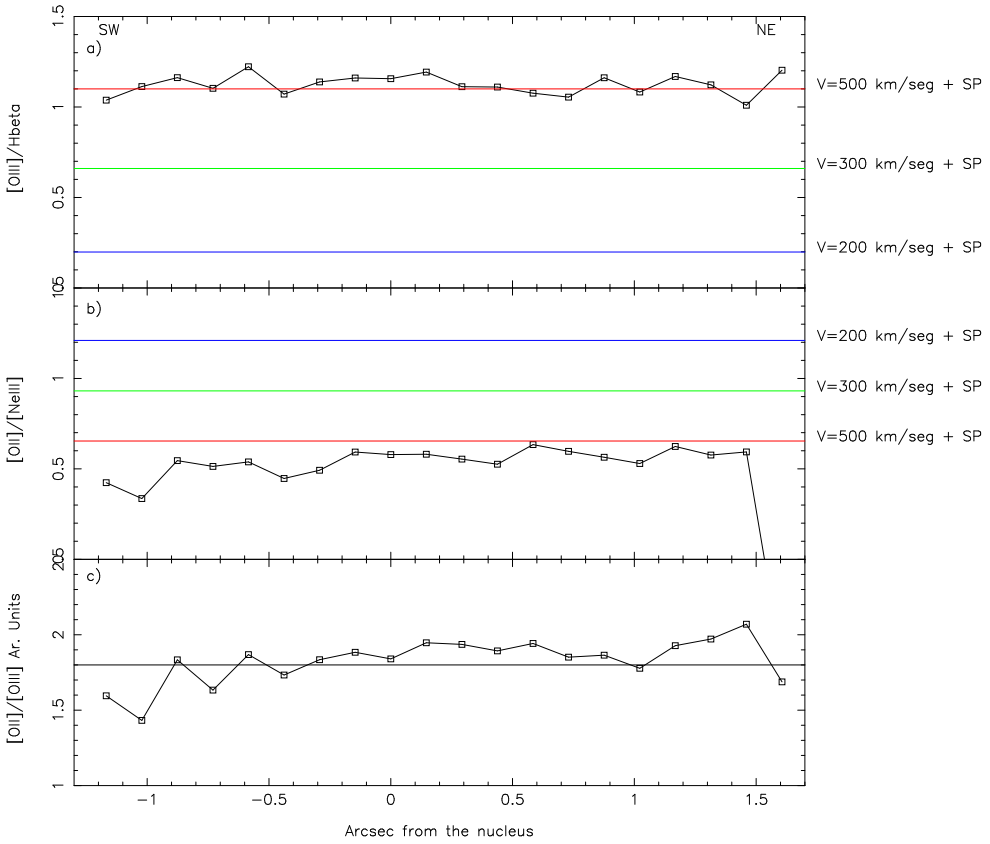


Figura 1. Diagnostic diagrams for the lines of the galaxy. Panel a) is the $[O\,\textsc{iii}]\lambda5007/H_\beta$, the lines are the Dopita el at. (1996) modeling for several velocities of the shock. Notice that the model of v=500 km sec^{-1}, is very close to the observations. Panel b) is the $[O\,\textsc{ii}]\lambda3727/[Ne\,\textsc{iii}]\lambda$ line ratio. As panel a) the best fit to the observations is a shock of v=500 km sec^{-1}. Panel c) is in arbitrary units $[O\,\textsc{ii}]\lambda3727/[O\,\textsc{iii}]\lambda5007$, which is a good estimator of the ionization parameter. The plot shows that this parameter is quite constant over the ENLR.

last panel shows that the observed line ratio does not follow the dilution model of the ionizating radiation filed for a central source of photons ($U \sim r^{-2}$). Unless we consider a large increase of the density of the ISM, this behavior indicates that the ionization is not produced by photons of the AGN. We conclude that the ENLR of 3C 135 is the result of the interaction of the radio jet with the ISM gas.

References

Aoki, K., Kosugi, G., Wilson, A. S., Yoshida, M. 1999, ApJ,521,565

Binette, L., Wilson, A.S., Storchi-Bergmann, T. 1996, A&A, 312,365

Binette, L., Wilson, A.S., Raga, A., Storchi-Bergmann, T. 1997 A&A, 327,909

Capetti, A., Macchetto, F.D., Axon, D.J., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1995a, ApJ, 448,600

Capetti A., Axon, D.J., Kukula, M., Macchetto, D.F., Pedlar, A., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1995b, ApJ, 454,L85

Capetti, A., Axon, D.J., Macchetto, F.D., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1996 ApJ, 469, 554

Capetti, A., Axon, D.J., Macchetto, F.D. 1997, ApJ, 487, 560

Dopita, M.A., Sutherland, R. 1995, ApJ, 455, 468

Dopita, M.A., Sutherland, R. 1996, ApJS, 102, 161

Dopita, M.A., Groves, B.A., Sutherland, R.S., Binette, L., Cecil, G. 2002 ApJ, 572,753

Feinstein, C., Macchetto, F.D, Martel, A.R., Sparks, W.B., McCarthy 1999, ApJ, 526,623

Feinstein, C., Macchetto, F.D, Martel, A.R., Sparks, W.B., 2002, ApJ, 2002,565,125

Kukula, M. J., Ghosh, T., Pedlar, A., Schilizzi, R. T., ApJ, 518,117

O'Dea, C.P.; Koekemoer, A.M., Baum, S. A., Sparks, W. B., Martel, A.R., Allen, Mark G.; Macchetto, F.D., Miley, G.K., 2001, AJ 121,1915

Penston, M. V., et.al. 1990, AA, 236,53

Robinson, T.G., Tadhunter, C.N., Axon, D.J., Robinson, A. 2000, MNRAS 317,922

Solórzano-Iñarrea, C., Tadhunter, C. N., Axon, D. J., 2001, MNRAS 323,965

Winge, C., Axon, D.J., Macchetto, F.D., Capetti,A. 1997, ApJL, 487, 121

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Young and explosive BAL QSOs at low and high redshifts

S. Lipari[1], R. Terlevich[2], W. Zheng[3], E. Mediavilla[4], B. Garcia[4], J. Acosta[4], S. F. Sanchez[5], M. Bergmann[6], J. A. Ahumada[1] and D. Merlo[1]
[1] *Observatorio Astronomico de Cordoba and CONICET (lipari@oac.uncor.edu)*
[2] *Univ. of Cambridge, UK*
[3] *Johns Hopkins Univ., USA*
[4] *Inst. de Astrofísica de Canarias, Spain*
[5] *Calar Alto Observatory, Spain;*
[6] *Gemini Observatory, Chile*

Abstract. A study of outflow (OF) and broad absorption line (BAL) systems in QSOs is presented. This study is based mainly on 1D and 3D spectroscopy (obtained at La Palma/WHT, HST, IUE, ESO/NTT, KPNO, APO, and CASLEO observatories) plus HST images. In particular, for the nearest BAL QSO Mrk 231, we found clear evidence that the extreme nuclear OF process has at least 3 main composite components (on different scales), which are probably associated with: (i) the radio jet, at the parsec (pc) scale; and (ii) the extreme starburst and explosions, at the pc and kpc scale. This OF has generated at least 4 concentric expanding superbubbles and the BAL systems. The IR colour–colour diagram and the UV BAL systems of IR+galactic wind (GW)+Fe II QSOs are analysed. We found results which support our proposed evolutionary scenario for BAL QSOs. These studies confirm that these objects could be *nearby young BAL QSOs, similar to those detected recently at* $z \sim 6.0$. We propose that the *phase of young QSO* is associated with accretion of large amounts of gas (by the super massive black hole, SMBH) + extreme starbursts + extreme composite OFs/BALs.

Resumen. Se presentan resultados de un estudio de flujos salientes de QSOs/mergers con fuerte emisión IR+Fe II y BALs, a bajos y altos corrimientos al rojo. Este estudio está basado en espectroscopía 1D y 3D (obtenidos principalmente en los observatorios de La Palma/WHT, HST, IUE, ESO/NTT, KPNO, APO, y CASLEO), e imágenes del HST. Estudios del BAL QSO más cercano Mrk 231, muestran que los procesos BAL de flujos salientes son compuestos, principalmente asociados con jets/AGNs y con explosiones gigantes de hipernovas. Estudiando nuestra base de datos de IR QSOs/Merger con vientos galácticos (mas de 50 objetos), encontramos resultados que confirman nuestro modelo propuesto previamente para la evolucion de QSOs, usando el diagrama IR color-color. Ademas comparamos estos IR

QSOs con recientes muestras de QSOs a muy alto redshift ($z \sim 6.4$), encontrando que las dos muestras sugieren que la fase de QSO jovenes esta asociada con: (i) alta tasa de acrecion de gas, por el SMBH, (ii) extremos starburst, y (ii) extremos BALs/flujos salientes.

Introduction and the programme

Theoretical models based on the hierachical clustering scenario suggest that the first generation (i.e., Population III) massive stars could be born around $z \sim 30$ (0.5 Gyr after the Big-Bang), and the galactic systems with masses higher than 10^{10} $M_\odot$ could be assembled at $z = 5$–10. There is increasing evidence that galactic outflow (OF) and BAL systems play a main role in the high redshift universe, at $z > 5$ (for references, see Lipari et al. 2005a). Thus, a main step for the study of QSO and galaxy formation at high redshift is to understand the extreme outflows and BAL processes in nearby QSOs/galaxies, as we can obtain unambiguous data because they are close and bright enough to be observed in detail. Motivated by this, our group began a first programme on investigations of BAL, OF and galactic winds (GW) in nearby IR QSOs (Lipari et al. 1994, 2003, 2004a,b,c, 2005a).
A second programme of this research is the study of OF/BAL in forming galaxies and QSOs at high redshift ($z > 2$, Lipari et al. 2004b, 2005b). It is important to remark that the star-formation rates in primeval galaxies are expected to reach hundreds of $M_\odot$/yr. For a normal Salpeter IMF this corresponds to total bolometric luminosities in excess of 10^{11} $L_\odot$, similar to the values in luminous IR galaxies and QSOs.

Observations

This study is based mainly on integral field spectroscopy, obtained at the Gemini, European Northern Observatory (ENO, La Palma–Spain), European Southern Observatory (ESO, Chile), Complejo Astronomico El Leoncito (CASLEO, Argentina), APO, and Bosque Alegre (Argentina) observatories, with the 8.1, 4.2, 3.6, 2.15, 3.5, and 1.5-m telescopes, respectively. The characteristics and goals of the programme have been described in detail by Lípari et al. (2004a).

Results

In this section we present a review of our results for nearby IR mergers and IR QSOs with BALs and GWs. The main results can be summarized as follows:

1. New BALs in IR + GW + Fe II mergers/QSOs

A search and study of ultraviolet (UV) and optical BAL systems in extreme IR + GW/OF + Fe II QSOs has been in progress since 1993 (see Lipari 1994), using mainly IUE and HST UV spectra, plus ESO NTT, KPNO, APO and CASLEO optical data. Lipari (1994) reported a first study of the UV BAL systems in IRAS 0759+651, with a projected ejection velocity of about 10000 kms^{-1}. Recently, we detected two new BAL IR QSOs: IRAS 21219−1757, IRAS 04505−2958

(this BAL-QSO was discovered using the IR colour–colour diagram: Fig. 15 in Lipari et al. 2005a).

2. WHT+Integral 3D spectroscopy of Mrk 231: the nearest BAL QSO

Very recently, we found for Mark 231 that the BAL I system could be associated with the bipolar outflow generated by the weak/sub-relativistic jet; and the BAL III system could be related to a supergiant explosive event (Lipari et al. 2005a; Punsly & Lipari 2005).
The HST images of Mrk 231 show 4 (or possibly 5) nuclear superbubbles or shells with radius $r \sim 2.9$, 1.5, 1.0, 0.6, and 0.2 kpc. For these bubbles, the 3D Hα velocity field map and 3D spectra show: in the 3 more external bubbles (called S1, S2, S3), multiple emission line components with OF velocities $\langle V_{\rm OFBubble} \rangle$ of $[-(650-420) \pm 30], [-500 \pm 30]$, and $[-230 \pm 30]\,{\rm km\,s^{-1}}$, respectively. We suggest that these giant bubbles are associated with the large scale nuclear OF component, which is generated –at least in part– by the extreme nuclear starburst: giant-SN/hypernova explosions.
The variability of the short lived BAL III system (at Na ID) was studied, covering almost the whole period in which this system appeared (between ∼1984–2004). We found that the BAL III light curve is very similar of that of a SN. The origin of this BAL III system is discussed, mainly in the framework of an *extreme explosive event*.

3. The possible links between IR mergers and IR QSOs

The luminosities and space densities of ultra luminous IR galaxies (ULIRGs) in the local Universe are similar to those of QSOs. In addition, at the highest IR luminosities, the presence of AGNs (and mergers) in ULIRGs becomes important. Thus ULIRGs probably represent an important stage in the formation of QSOs and elliptical galaxies. In the last years, several possible *links* between *mergers, starbursts, IR QSOs, and ellipticals* have been proposed. In particular, we suggested the following sequence and evolutive links:
Merger/**s** → extreme starburst + galactic-wind (inflow + outflow) → IR + Fe II + BAL composite/transition QSOs → standard QSOs and ellipticals → ? (galaxy remnant).
We are studying each of these steps, specially the end phase of elliptical galaxies (Lipari & Terlevich 2006, in preparation).

4. The IR colour–colour diagram for a large sample of IR mergers and IR QSOs with galactic winds

In general, the IRAS colour–colour diagram has shown to be used a useful tool tool to detect and discriminate different types of activity in the nuclear/circumnuclear regions of galaxies (e.g., Seyfert and starburst activity). Lipari (1994) already found that the IR colours (i.e., IR energy distribution) of ∼10 *extreme* IR + Fe II QSOs are distributed between the power law (PL) and the black-body (BB) regions: i.e., the *transition and composite area*.
Recently, using our database of more than 50 IR Mergers and QSOs with galactic winds, and using for comparison the large sample of standard PG QSO (from Boroson & Green 1992), we expanded our previous study. Figure 15 in Lipari

et al (2005a) shows the IR energy distribution for: (1) IR mergers and IR QSO with GW (originally 51 IR systems); (2) standard QSOs from the PG QSOs sample of Boroson & Green (1992; originally 87 PG QSOs that have $z \leq 0.5$). An inspection of this diagram clearly shows the following: (i) All the IR mergers with low–velocity OF are located very close to the BB and starburst area. (ii) Almost all the IR QSOs with extreme velocity OF are located in the transition region. (iii) The standard QSOs and radio QSOs are located around the PL region. (iv) All the BAL IR QSOs are located in the transition region, in almost a clear sequence (which starts in Mrk 231 at the BB region).

5. The possible relation between IR + GW/OF + Fe II + BAL transition/young QSOs and very high redshift BAL QSOs

Recently, Maiolino et al. (2003, 2004) presented near-IR spectra of eight of the more distant QSOs (at $4.9 < z < 6.4$). Half of these QSOs are characterised by strong UV BAL systems. Although the sample is small, the large fraction of BAL QSOs suggests that the accretion of gas, the amount of dust and the presence of OF processes are larger in these objects than in standard QSOs at $z < 4.0$. They also suggested that the very high amount of dust was generated by early explosions of SNe (Maiolino et al. 2004).

It is important to remark the similar properties found in IR + GW/OF + Fe II + BAL QSOs at low redshift and very high redshift BAL QSOs (at z $\sim$ 6.0; Maiolino et al. 2003, 2004). According to these similarities, we propose that the *phase of young QSO* could be associated with the following main processes: (i) In young QSOs with extremely large amounts of gas, the accretion rate of gas –by the SMBH– could be extremely high (see Maiolino et al. 2004). (ii) In addition, this extremely large amount of molecular gas could generate extreme starbursts; and the presence of AGNs could increase the SF close to the nucleus. (iii) In young and distant QSOs the very high number of BAL detections suggest that composite OFs (or extreme velocity OFs) play a main role in their evolution.

References

Bososn T., Green R. 1992, ApJS, 80, 109
Lipari S. 1994, ApJ, 436, 102
Lipari S. et al. 1994, ApJ, 427, 174
Lipari S. et al. 2003, MNRAS, 340, 289
Lipari S. et al. 2004a, MNRAS, 348, 369
Lipari S. et al. 2004b, MNRAS, 354, L1
Lipari S. et al. 2004c, MNRAS, 355, 641
Lipari S. et al. 2005a, MNRAS, 360, 416
Lipari S. et al. 2005b, MNRAS, submitted
Maiolino R. et al. 2003, ApJ, 596, L155
Maiolino R. et al. 2004, A&A, 420, 889
Punsly B, Lipari S. 2005, ApJ, 623, L101

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Metallicity and colours in galaxy pairs in chemical hydrodynamical simulations

Josefa Pérez
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina, jperez@fcaglp.unlp.edu.ar
Patricia Tissera
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina, patricia@iafe.uba.ar
Diego García Lambas
Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, dgl@oac.uncor.edu
Cecilia Scannapieco
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina, cecilia@iafe.uba.ar

Abstract. Using chemical hydrodynamical simulations consistent with a Λ-CDM model, we study the role played by mergers and interactions in the regulation of the star formation activity, colours and the chemical properties of galaxies in pairs. A statistical analysis of the orbital parameters in galaxy pairs (systems with spatial separation $r < 100$ kpc h^{-1}) shows that the star formation (SF) activity correlates strongly with the relative separation and weakly with the relative velocity, indicating that close encounters ($r < 30$ kpc h^{-1}) can increase the SF activity to levels higher than that exhibited in galaxies without a close companion. Analysing the internal properties of interacting systems, we find that their stability properties also play a role in the regulation the SF activity (Pérez et al. 2005a). Particularly, we find that the passive star forming galaxies in pairs are statistically more stable with deeper potential wells and less leftover gas than active star forming pairs. In order to compare our results with observations, we also build a projected catalog of galaxy pairs (2D-GP: $r_p < 100$ kpc h^{-1} and $\Delta V < 350$ km s^{-1}), constructed by projecting the 3D sample in different random directions. In good agreement with observations (Lambas et al. 2003), our results indicate that galaxies with $r_p < 25$ kpc h^{-1} (close pairs) show an enhancement of the SF activity with respect to galaxies without a close companion. All the properties studied for galaxy pairs are analysed in the 2D and 3D simulated catalogs, allowing us to assess the contamination level introduced by spurious pairs. Consistently with observational estimations (Nikolic et al. 2004), we find that the percentage of spurious pairs decreases with the relative separation, representing almost a 30% for the 2D-GP and a 19% for close pairs. We also analyse the environmental effect on the star formation (SF) activity for both, pairs and isolated galaxy samples, finding the expected SFR-local density relation (Gómez et

al. 2003), with a significantly stronger dependence for close pairs. Finally, we analyse the colour and chemical properties of galaxies in pairs in order to investigate the effect of interactions on the bimodal colour distribution observed in galaxies (Balogh et al. 2004; Tissera et al. 2005) and the mass-metallicity relation for the stellar population (Tremonti et al. 2004).

Resumen. Usando simulaciones químicas hidrodinámicas consistentes con un modelo Λ-CDM, estudiamos el rol de las interacciones y colisiones de galaxias sobre la actividad de formación estelar (SF), los colores y las propiedades químicas de las mismas. El análisis estadístico de los efectos de las interacciones entre galaxias sobre la actividad de formación estelar como función de los parámetros orbitales, muestra que los encuentros cercanos ($r < 30$ kpc h^{-1}) pueden inducir una actividad de formación estelar superior a la encontrada en sistemas aislados. Sin embargo, encontramos que la estabilidad de los sistemas galácticos también juega un rol fundamental en la regulación de este proceso (Pérez et al. 2005). Así, las galaxias en pares con baja actividad de SF tienden a ser más estables (con pozos de potencial más profundos) que las galaxias en pares con alta tasa de formación estelar. A fin de comparar nuestros resultados con los observacionales, construimos un catálogo proyectado de pares de galaxias (2D-GP), siguiendo los criterios de selección utilizados por Lambas et al. (2003): $r_p < 100$ kpc h^{-1} and $\Delta V < 350$ km s^{-1}. Consistentemente con las observaciones, encontramos que los pares cercanos ($r_p < 25$ kpc h^{-1}) muestran niveles de SF superiores a aquellos correspondientes a galaxias aisladas. Comparando los catálogos 2D-GP y 3D-GP, estimamos los posibles efectos de proyección sobre los resultados observacionales, analizando la contribución de los pares espureos en las simulaciones. De acuerdo con estimaciones observacionales (Nikolic et al. 2004), nuestros resultados muestran que el porcentaje de pares espurios disminuye con la distancia relativa, encontrando un 30% para 2D-GP y un 19% para los pares cercanos. Por otro lado, analizamos los efectos ambientales sobre la actividad de formación estelar, tanto para las galaxias en pares como para aquéllas sin un vecino cercano. Encontramos, en buen acuerdo con las observaciones (Gómez et al. 2003), que existe una relación entre la SF y la densidad local para ambas muestras con una mayor dependencia para los pares cercanos. Finalmente, investigamos los efectos que producen las interacciones de galaxias sobre el color y las propiedades químicas de las mismas, con el fin de evaluar su rol en la determinación de la distribución bimodal de colores observada (Balogh et al. 2004; Tissera et al. 2005) y la relación masa-metalicidad de la población estelar (Tremonti et al. 2004).

Introduction

Observations show that mergers and interactions can induce star formation (SF) activity in galaxies (e.g. Larson and Tinsley 1978). Barton et al. (2000) and Lambas et al. (2003, LTAC03) analysed a sample of pair galaxies in the field

finding a clear correlation between the proximity in projected distance and radial velocity of two galaxies and their SF activity. On the other hand, numerical simulations of pre-prepared mergers showed that interactions between axisymmetrical systems without bulges might induce gas inflows to the central region of the systems, triggering starburst episodes (Mihos and Hernquist 1996). Results from the study of the effects of mergers in the SF history of galactic objects in cosmological hydrodynamical simulations (Tissera et al. 2002), indicate that, during some mergers events, gaseous disks could experience two starbursts depending on the characteristics of the potential well.
Recently, observational results obtained by Balogh et al. (2004) confirm a bimodal colour distribution, which segregates galaxies into blue and red populations. They find that this bimodality is well fitted using two Gaussian distributions. Analysing this colour distributions for an important range of magnitudes and densities, they find that while the characteristics of the Gaussians depend strongly with luminosity, they seem not to change with the local density. According to Balogh et all. (2004) this invariability with the environment suggest that the process of transforming blue into red galaxies has to be very efficient and to overcome the effects of environment.
In this work, we will investigate how effective interactions and mergers of galaxies are in the regulation of SF activity and if they are responsible in determining the other internal properties of galaxies like colours and chemical abundances. If the Universe is consistent with a hierarchical scenario, then, interactions and mergers are of utmost importance to understand the effects and efficiency that these physical processes have on the life of galaxies. Thus, we will focus on a statistical analysis of galaxy pairs in a hierarchical scenario with the aim at confronting this scenario with recent observational results of galaxy pairs. Details can be found in Pérez et al. (2005a, 2005b).

Results

We have analysed a Λ-CDM simulation ($\Lambda = 0.7$,$\Omega = 0.3$,$H = 100h$ km s^{-1}Mpc^{-1} with $h = 0.7$) run with the chemical cosmological GADGET-2 (Scannapieco et al. 2005). From this simulation we constructed the 2D-GP and 3D-GP catalogs. In order to unveil the effects of interactions, we also build the respective galaxy control samples defined by galaxies without a close companion within the corresponding thresholds in relative separation and velocity used to define each GP catalog (Pérez et al. 2005a). For each simulated galaxy, we estimate the stellar birthrate parameter b, defined as the present level of SF activity of a galaxy normalized to its mean past SF rate and the absolute magnitudes in different wavelenghts (De Rossi et al. 2005).
The analysis of the SF activity for galaxies in the 3D-GP catalog as a function of their orbital parameters shows that close encounters (pairs with a relative separation less than 30 ± 10 kpc h^{-1}) can enhance the SF activity at higher levels than those measured for galactic systems without a close companion. On the other hand, the SF activity seems to correlate more weakly with the relative velocities. However, we also find almost 50% of passive star forming galaxies in close pairs, suggesting that the internal properties of these systems are also present in the SF process. Effectively, we find that the triggering of SF by tidal

interactions is also regulated by the stability of the systems and the gas reservoir. The analysis of the passive SF close pairs show that part of these systems have experienced recent star formation activity and the rest shows deeper potential wells and are less leftover gas than galaxies in pairs with strong SF activity.
When the projected catalog of pair is analysed, the same global trends detected in the 3D-GP sample are found, although a shrinking in the enhancement threshold in projected distance is observed. It value drops with respect to that found in 3D to $\sim 25 \pm 5$ kpc h^{-1} in good agreement with observational results (LTAG03). This shrinking in the threshold is produced by both geometrical projection effects and spurious pairs. In order to separate these two effects, we have removed spurious pairs from the 2D-GP sample by checking their 3D relative separations. Consistently with previous works (Alonso et al. 2004), we found that 30% of the pairs in 2D-GP sample are spurious. This percentage reduces to 19% for 2D close pairs ($r_p < 25$ kpc h^{-1} and $\Delta cz < 100$ km s^{-1}).
Analysing the dependence of the SF on environment with the projected local density parameter (defined like in the observational analysis as $\Sigma = 6/(\pi d_6^2)$, with d_6 the projected distance to the 6^{th} neighbour brighter than $M_r = -20.5$), we detect the expected SFR-local density relation (Gómez et al. 2003) for both galaxies in pairs and without a near companion, with a stronger dependence for close pairs. The important decrease in the SF activity and the significant increase of the fraction of passive SF members from low to high density regions for galaxies in close pairs suggest that interactions might have a relevant role in the origin of the SF-density relation.
In order to infer the effect of interactions on the colour distribution of galaxies, we also evaluate the $u - r$ colour for the simulated galaxies in pairs compared with that found for galaxies without a near companion. According to results obtained by Balogh et al. (2004), we adopt the value $u - r = 1.8$ to segregate red and blue galaxies. We found that the mean colours of the blue and red peaks for pairs are at $\langle u - r \rangle \approx 1.60$ and $\langle u - r \rangle \approx 2.06$, with similar values for the control sample. However, while pairs exhibit a clear bimodal colour distribution with a 58 per cent of galaxies in the blue peak, the control sample is more consistent with an unimodal distribution with an excess of red systems (26 per cent of galaxies in the blue peak). Comparing the simulated control sample with observations (Balogh et al. 2004), we also find an excess of the fraction of red galaxies. Part of this red excess might be produced by the high efficiency in the transformation of gas into stars of our simulations which is not regulated by supernova energy feedback. However, tidal torques generated by interactions can compress the leftover gas in a short-time producing strarbursts which might be the responsible of producing the bimodal distribution found for galaxies in pairs. To gain insight in this analysis, we divide the galaxy pair catalog into merging ($r < 30$ kpc h^{-1}) and interacting (30 kpc $h^{-1} < r < 25$ kpc h^{-1}) pairs. Although the bimodal distribution is present in both subsamples, the fraction of blue galaxies is higher than the red one for the merging systems, with the opposite result for the interacting pairs. This result is consistent with the present level of SF activity found for merging and interacting systems. The former has a 36% of active SF galaxies (SF activity higher than for the control sample), while the latter has only a 10% of active SF galaxies. The SF activity in the recent past for the currently passive SF systems is also responsible for

the colour distribution of galaxies. As shown in Pérez et all. (2005b), we find that the fraction of currently passive SF systems which have experienced strong activity in the recent 0.5 Gyr (F^*) anticorrelates with the $u-r$ colour. The contribution to the blue colours comes from galaxies that independently of their current SF activity, have experienced an strong SF activity in the recent last 0.5 Gyr.
Finally, we analyse the chemical properties of the interstellar medium (ISM) and the stellar population (SP) of galaxies in pairs. While SP exhibits a clear excess of their chemical abundance respect to that found for galaxies without a near companion, the ISM enriched by the new stars, has different levels of chemical contamination depending on the SF activity of the galaxy. Particularly, if we segregate galaxies into active and passive according their current SF level, we find that SP of passive SF galaxies are more enriched than the active ones. On the contrary, ISM of passive galaxies are less enriched than the ISM of active ones. Interesting, we also find that the distribution of the chemical abundances of the ISM of these systems have a similar behaviour with the relative separation between the members of the pair than that found for the SF activity. In other words, the ISM of currently passive SF pairs shows an enhancement of their chemical enrichment respect to that measured in the control sample for very close systems ($r_p < 25$ kpc h^{-1}). The analysis of the recently past SF activity of these galaxy pairs shows that, although these systems are currently passive SF ones, they have experienced strong SF activity in the recent past which has contributed to enhance the chemical abundance of their ISM.

Conclusions

From the analysis of the 3D-simulated galaxy pair catalog, we conclude that close galaxy interactions ($r < 30$ kpc h^{-1}) can be correlated with an enhancement of SF activity at higher levels than those measured for galactic systems without a close companion. We also found that the internal dynamical stability of galactic systems plays an important role as it can be deduced from the presence of an anticorrelation signal between the deepness of the potential well and the star formation activity.
The construction of a projected galaxy pair catalog allowed us, firstly, to make a suitable comparison with observations and then, to analyse the contamination effects introduced by spurious pairs. In a good agreement with observational results, we find that all trends observed for the 3D-GP catalog are reproduced in a similar way for the 2D-GP one. On the other hand, the analysis of the spurious pairs shows that the contamination level increases with the relative separation. Consistently with previous works (Alonso et al. 2004), we find that almost a 30% of the pairs in 2D-GP sample are spurious.
The environmental effects on the interacting pairs were analysed, defining the local density using the projected distance to the 6^{th}. We find a dependence of the SF on local density which is consistent with the observed SF-density relation (Gómez et all. 2003). It yields a decrease in the level of SF activity and an increase in the fraction of passive SF systems with increasing local density. Although this relation is found for both pairs and control samples, we find that

it is significantly stronger for close pairs suggesting the fundamental role of interaction in driving the SF-density relation.
The analysis of the colours and chemical properties of galaxies also seem to be regulated by the interactions. We find a clear bimodal colour distribution for galaxies in pairs with a blue peak populated basically by galaxies with strong, currently or recently past SF activity. Finally, analysing the chemical properties of galaxy pairs, we find that while SP seems to store information about the history of mergers and interactions, the chemical abundance of the ISM seems to be contaminated by the new stars, reflecting in this way the effects of the present interactions. Our results are in very good agreement with recent observational works. Regarding the bimodal colour distribution, we found that although interactions and mergers are able to explain the bimodal colour distribution, supernova energy feedback seems to be required to prevent an excessive transformation of gas into stars and to obtain the detailed characteristics of this distribution.

Acknowledgments. This work was partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and Fundación Antorchas. Simulations were run on Ingeld PC Cluster funded by Fundación Antorchas. We thank the LOC of this meeting for their help made our participation possible. Patricia B. Tissera thanks the Aspen Center for Astrophysics for the hospitality during the Summer Workshop 2004.

References

Alonso, M. S., Tissera, P. B., Coldwell, G., Lambas D. G. 2004,MNRAS, 352,1081.

Balogh M. L., Eke V., Miller C., et al., 2004, MNRAS, 348, 1355.

Barton E. J., Geller M. J., Kenyon S. J., 2000, ApJ, 530, 660.

Lambas, D. G., Tissera, P. B., Alonso, M. S. Coldwell, G. 2003, MNRAS, 346,1189 (LTAG03).

Larson, R. B., Tinsley, B. M., 1978, ApJ, 219, 46.

Mihos, J. C., Hernquist, L., 1996,ApJ, 464, 641.

Navarro J.F. & White S.D.M., 1994, MNRAS 267, 401.

Nikolic B., Cullen H., Alexander P., 2004, MNRAS 355, 874.

Pérez, M.J., Tissera P.B., Lambas, D. G., Scannapieco, C. 2005, A&A accepted (astro-ph/0510327)

Pérez, M.J., Tissera P.B., Lambas, D. G., Scannapieco, C. 2005,

Scannapieco C., Tissera P.B., White S.D.M. & Springel V., 2005, MNRAS accepted (astro-ph/0505440)

Tissera P.B, Domínguez-Teneiro R., Scannapieco C. & Sáiz A., 2002, MNRAS, 333, 327.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Galaxias enanas: cantidad y variedad

Sergio A. Cellone
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata – CONICET, Argentina,
scellone@fcaglp.unlp.edu.ar
Alberto Buzzoni
INAF – Osservatorio Astronomico di Bologna, Italia,
alberto.buzzoni@bo.astro.it

Abstract. The structural properties and stellar populations of 79 low- and intermediate-luminosity galaxies in the NGC 5044 Group are analyzed. The galaxies in the sample are re-classified into different morphological subgroups, with emphasis on the identification of objects showing a bulge+disk structure. The behaviour of their properties against their (projected) position within the group is addressed, looking for evidences for possible environmental effects. The observations were obtained at ESO (1999–2000) and CASLEO (1996–1999). Nearly 50% of the data presented here are new.

Resumen. Se analizan las propiedades estructurales y poblaciones estelares de 79 galaxias de luminosidad intermedia y baja en el Grupo de NGC 5044. Se reclasifican las galaxias de la muestra en distintos subgrupos morfológicos, con énfasis en la identificación de las galaxias que pueden descomponerse en bulbo+disco, y se investiga el comportamiento de sus propiedades con la posición (proyectada) en el grupo, buscando evidencias de posibles efectos ambientales. Las observaciones fueron obtenidas en el ESO (1999–2000) y CASLEO (1996–1999). Casi la mitad de los datos se presentan aquí por primera vez.

Introducción

Los sistemas estelares de baja luminosidad ($M_V \geq -18$), aún siendo los más numerosos en el Universo, carecen todavía de una clasificación satisfactoria, y suelen simplemente caer dentro de la poco imaginativa designación de *galaxias enanas*. No obstante, ha comenzado a surgir evidencia de una notable variedad morfológica entre estos objetos, posiblemente como resultado de diferentes caminos evolutivos. En particular, es destacable el descubrimiento reciente de estructura espiral, discos y/o barras en enanas clasificadas como elípticas (ej.: Barazza et al. 2002, De Rijcke et al. 2003). La existencia de enanas lenticulares (dS0), con características fotométricas y morfológicas cuantitativamente distintas de las enanas elípticas (dE) también comienza a estudiarse (Aguerri et al. 2005; Lisker et al. 2005).

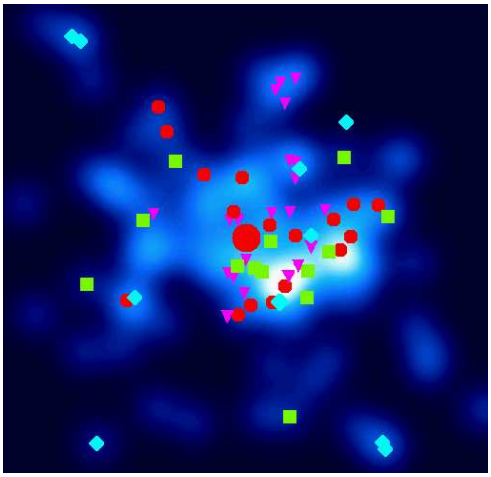


Figura 1. Mapa de densidades proyectadas ($1^\circ\ 40'$ de lado). Círculos: E+dE; cuadrados: S0+dE/dS0; triángulos: dSph; rombos: S–Im+dI/dE. El círculo grande es NGC 5044.

En este trabajo presentamos una clasificación morfológica detallada de una muestra de galaxias enanas en el Grupo de NGC 5044 ($\alpha = 13^{\rm h}\,15^{\rm m}$, $\delta = -16^\circ\,23'$, $m - M = 32.0$). Este grupo, con 162 posibles miembros catalogados (Ferguson & Sandage 1990), es significativamente más pobre que Virgo, Fornax, y Coma, aunque su densidad promedio es relativamente alta. El Grupo de NGC 5044 provee, por lo tanto, la posibilidad de analizar los mecanismos evolutivos que involucran a galaxias de baja luminosidad en un ambiente distinto al de los cúmulos de galaxias más estudiados.

Datos observacionales

Presentamos fotometría CCD (B, V) de 39 galaxias del Grupo de NGC 5044 obtenida con el telescopio *Jorge Sahade* de CASLEO. Estos datos se complementan con los de 18 galaxias observadas previamente con el mismo telescopio (Cellone 1999) y con los de 40 galaxias observadas con el telescopio de 3.6 m del ESO (Cellone & Buzzoni 2002, 2005). Descontando objetos observados más de una vez, resulta una muestra de 79 galaxias.

Clasificación

Analizando la morfología y los perfiles de brillo superficial (PBS) de nuestras galaxias, las reclasificamos en:

dE: Sus PBS se ajustan bien con una ley de Sérsic (1968). Generalmente no presentan rotación de isofotas.

dE/dS0: Sus PBS **no** se ajustan bien con una ley de Sérsic (quedan residuos sistemáticos). Suelen mostrar rotación de isofotas y gradientes de elipticidad. Se ajustan bien con un modelo de bulbo + disco.

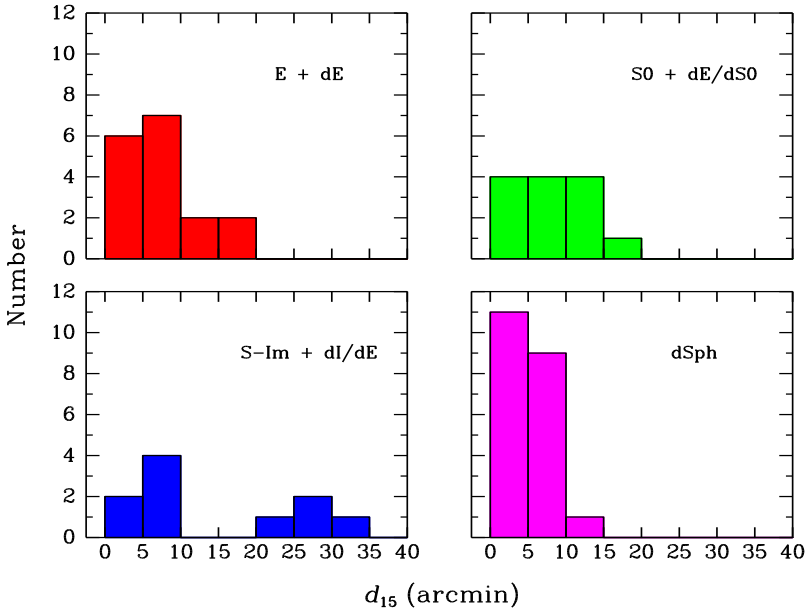


Figura 2. Distribuciones de distancias proyectadas a la galaxia brillante ($B_{\rm T} < 15$) más cercana.

dI/dE: Objetos de muy bajo brillo superficial, con PBS casi exponenciales (parámetro de Sérsic $n \simeq 1$) y muy extendidos.

Im: Irregulares "magallánicas."

dSph: Objetos generalmente no detectados antes, con $M_B \geq -11.5$ y brillos superficiales centrales $\mu_{0_{(B)}} \geq 24.5$ mag arcsec^{-2}.

Distribución espacial

La Fig. 1 es un mapa de densidades proyectadas en base al catálogo de Ferguson & Sandage (1990), sobre el que se muestran las posiciones de las enanas observadas. Se nota cierta segregación morfológica; sin embargo, las diferencias entre los distintos tipos se hacen más significativas al analizar las distribuciones de distancias proyectadas a la galaxia brillante ($B_{\rm T} < 15$) más cercana (Fig. 2). Las dSph son las galaxias más concentradas hacia las zonas de alta densidad.

Poblaciones estelares

En el diagrama color–magnitud (Fig. 3) se ve una secuencia bien definida para los tipos tempranos, posiblemente regida por la metalicidad. La recta muestra el ajuste de Secker et al. (1997) para las enanas del Cúmulo de Coma. Por su parte, los tipos tardíos (S–Im+dI/dE) se dispersan a la izquierda del gráfico, debido a formación estelar reciente. Las dS0 tenderían hacia colores más azules para una dada luminosidad, sugiriendo menores edades promedio que las dE.

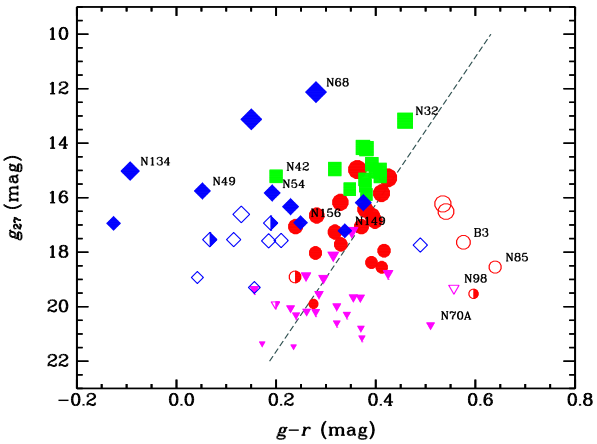


Figura 3. Diagrama color–magnitud. El código de símbolos es igual al de la Fig. 2 (los simbolos vacíos indican galaxias de fondo).

Conclusiones

Si bien las significancias estadísticas de las diferencias no son altas, las dE/dS0 tienden a una distribución espacial más "plana" y a colores más azules comparadas con las dE. Esto las hace candidatas a remanentes de sistemas de disco que han sido transformados por "hostigamiento" galáctico (Moore et al. 1998).
Por su parte, las dSph muestran una fuerte concentración hacia las zonas más densas del grupo, y particularmente hacia las galaxias más brillantes. Esto va de acuerdo con lo observado en el Grupo Local, donde las dSph se identifican con "ladrillos" constructivos de las galaxias dominantes, o bien con remanentes de interacciones (ej.: Grebel 2005).

Referencias

Aguerri, J. A. L., Iglesias-Páramo, J., Vílchez, J. M., Muñoz-Tuñón, C., & Sánchez-Janssen, R. 2005, AJ, 130, 475

Barazza, F. D., Binggeli, B., & Jerjen, H. 2002, A&A, 391, 823

Cellone S. A. 1999, A&A, 345, 403

Cellone S. A., & Buzzoni A. 2002, BAAA 45, 72

Cellone S. A., & Buzzoni A. 2005, MNRAS, 356, 41

De Rijcke, S., Dejonghe, H., Zeilinger, W. W., & Hau, G. K. T. 2003, A&A, 400, 119

Ferguson, H. C., & Sandage, A. 1990, AJ, 100, 1

Grebel, E. K. 2005, en IAU Coll. 198, p. 1

Lisker, T., Grebel, E. K., & Binggeli B. 2005, en IAU Coll. 198, p. 311

Moore, B., Lake, G., & Katz, N. 1998, ApJ, 495, 139

Secker, J., Harris, W. E., & Plummer, J. D. 1997, PASP, 109, 1377

Sérsic, J. L. 1968, Atlas de Galaxias Australes, Obs. Astron. de Córdoba

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Estudio cinemático de galaxias con anillos circumnucleares

Damián Mast, Walter Weidmann, María Paz Agiüero, Germán Gimeno, Guillermo Günthard y Rubén Díaz.
Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina.
damian@mail.oac.uncor.edu

Abstract. We present the preliminary results of a spectroscopy study of spiral galaxies with circumnuclear rings. Each galaxy was observed in CASLEO in several position angles, in the red spectral range and with an approximate spectral resolution of 4000. We present the emission radial profiles of the ionized gas and the heliocentric radial velocity curves for these galaxies. The possible presence of noncircular motions are also studied.

Resumen. Presentamos los resultados preliminares del estudio espectroscópico de una muestra de galaxias espirales con anillos circumnucleares. Cada galaxia ha sido observada en CASLEo en más de un ángulo de posición de ranura, en el rango espectral rojo y con una resolución espectral de aproximadamente 4000. Se estudian los perfiles radiales de emisión del gas ionizado, se determinan las curvas de velocidad radial heliocéntrica de estas galaxias y se analiza la posible presencia de movimientos no circulares.

Introducción

Los anillos circumnucleares de formación estelar, han sido detectados en varias galaxias con núcleo activo (Arribas & Mediavilla 1993; Díaz et al. 2003). Estos anillos parecen estar localizados cerca del punto de inflexión de las curvas de rotación (Telesco & Decher 1988), y los puntos de inflexión se encuentran más cerca del núcleo que en galaxias normales (Storchi-Bergmann, Wilson, & Stone 1996), sugiriendo que las galaxias con anillos circumnucleares de formación estelar, poseen una concentración central de masa mayor que las espirales normales. El estudio numérico de dinámica del gas en espirales barradas, ha mostrado que es posible asociar concentraciones de gas en forma de anillo con resonancias dinámicas entre movimientos orbitales y el patrón de velocidad de una distorsión de barra (Combes & Gerin 1985). Por otro lado, la presencia de fuertes flujos gaseosos hacia el centro de la galaxia, están asociados con las resonancias internas de Lindblad (ILR) en galaxias barradas (Simkin, Su, & Schwarz 1980). Las galaxias activas presentan, además, otras peculiaridades como la existencia de varios sistemas de gas ionizado dinámicamente diferentes, o hasta desplazamientos entre el centroide de masa y el centro cinemático (Wilson et al. 1991). El pequeño número de campos de velocidades nucleares publicados a la fecha, hace difícil el estudio de estas anomalías en forma sistemática.

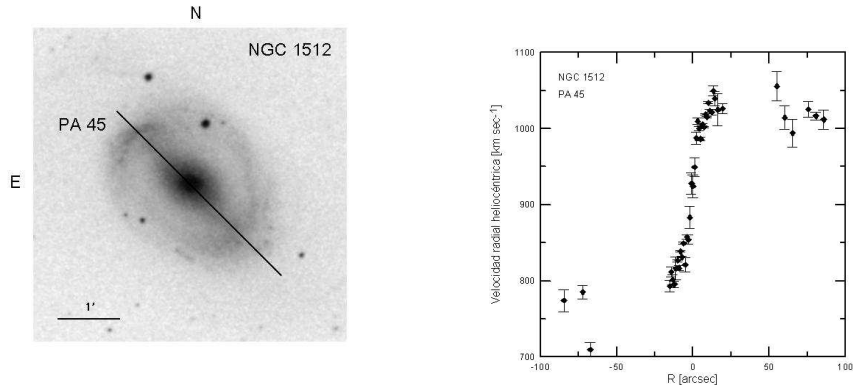


Figura 1. *Izquierda:* : Imagen del DSS de NGC 1512, donde puede verse el ángulo de posición (PA) por el que se pasó la ranura *Derecha:* Curva de velocidad radial heliocéntrica de NGC 1512.

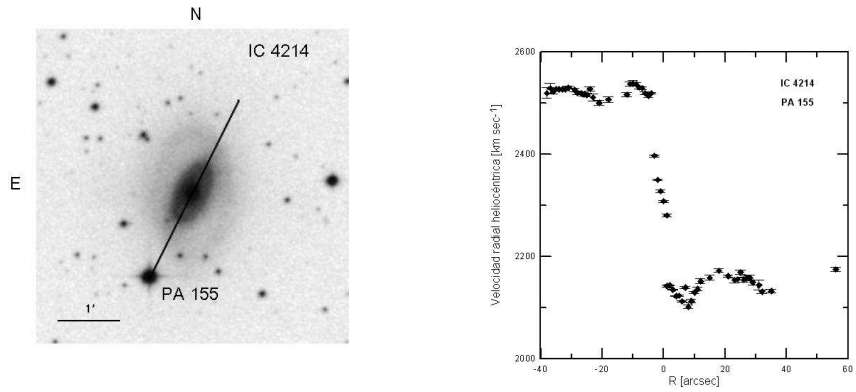


Figura 2. Idem Fig.1 para IC4214

Observaciones y reducción de los datos.

Las observaciones espectroscópicas de numerosas galaxias con estructuras circumnucleares, se llevaron a cabo entre los años 2002 y 2004, utilizando el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio de 2,15m Ritchey-Chrétien del Complejo Astronómico El Leoncito (San Juan, Argentina). Los resultados preliminares correspondientes a una submuestra de galaxias de tipo morfológico Sbc están próximos a su conclusión y se presentan aquí. Corresponden a los objetos: NGC 2935, NGC 1512, IC 4214, IC 1438 y NGC 6753. El detector utilizado fue un CCD Tektronix de 1024 x 1024 pixeles. Se utilizó una red de 1200 líneas/mm, cubriendo el rango en longitud de onda de 6200-6900 Å. La dispersión fue de 32 Å/mm, la dispersión recíproca de 0,76 Å/píxel, la resolución de 2,5 Å y la escala angular de 1",02/píxel. La reducción de los datos se llevó a cabo utilizando el software SAO (desarrollado por el Special Astrophysical Observatory, Rusia), el software ADHOC (Boulesteix 1993) y hojas de cálculo estándares.

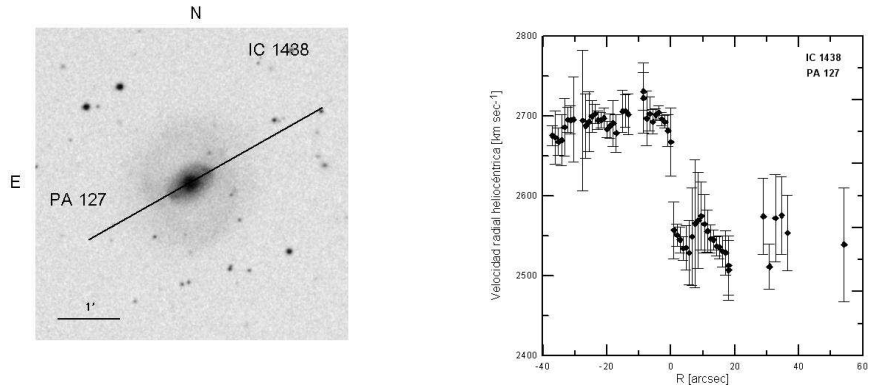


Figura 3. Idem Fig.1 para IC1438

Resultados preliminares.

La Tabla 1 resume las principales características de las galaxias observadas. En la Tabla 2 se observan los resultados cinemáticos preliminares.

Tabla 1
Características de las galaxias de la submuestra

Nombre	Tipo Morfológico	M_B	Tamaño Anillo [′]	D_{25} [′]	Distancia [Mpc]
NGC 1512	SBa	-19,02	0,25	13,4	9,5
NGC 2935	SABbc	-21,74	0,10	5,4	30,6
IC 1438	SBb	-19,5	0,13	2,3	33,8
IC 4214	SABab	-20	0,14	2,2	21,2
NGC 6753	SAb	-20,7	0,31	2,5	28,8

La galaxia IC 4214, con un núcleo LINER, es la que presenta mayor gradiente central de velocidad, lo que implica una mayor concentración de masa en la región nuclear. Es también la galaxia con mayor amplitud en Vr para el radio máximo de detección de emisión del gas.

Tabla 2
Resultados cinemáticos preliminares

Nombre	Gradiente central [km sec^{-1} $arcsec^{-1}$]	Vr máxima [km sec^{-1}]	Posición del máximo de Vr [″]
NGC 1512	9	140	13
NGC 2935	4	90	45
IC 1438	17	83	5
IC 4214	24	210	9
NGC 6753	17	193	12

Las galaxias IC 1438 y NGC 2935 (ver Fig.3 y Fig.4) presentan en las curvas de velocidad radial heliocéntrica, indicios de flujos salientes o contrarrotaciones,

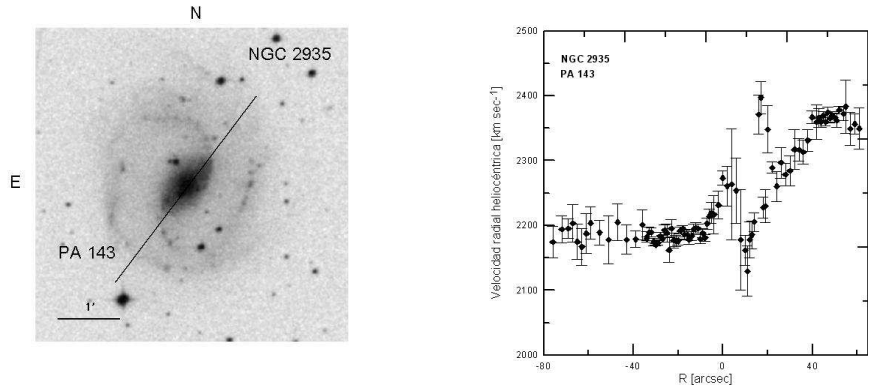


Figura 4. Idem Fig.1 para NGC 2935

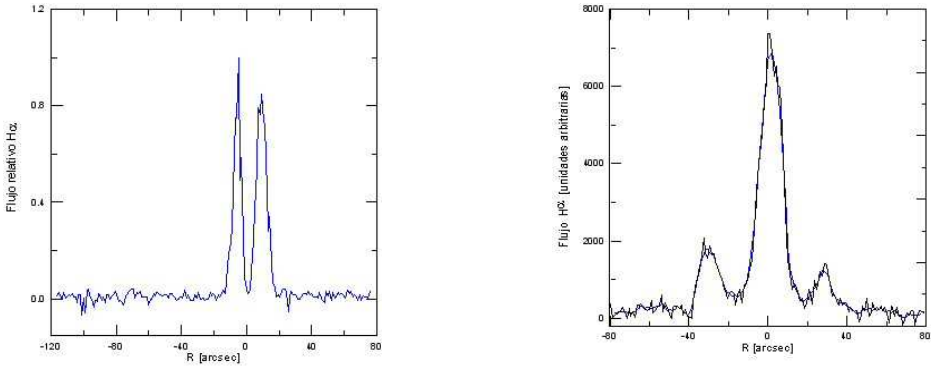


Figura 5. *Izquierda:* Distribución del flujo Hα a lo largo de la ranura en PA 45°, de la galaxia NGC 1512. *Derecha:* Idem para IC4214.

siendo muy notorio en el caso de NGC 2935. Estos casos serán analizados en profundidad luego de procesar otros ángulos de posición ya observados.

Referencias

Arribas, S., Mediavilla, E., 1993, ApJ, 410, 552

Boulesteix, J. 1993, ADHOC Reference Manual, (Marsaille: Pub. De lObservatoire de Marseille)

Combes, F., & Gerin, M., 1985, A&A, 150, 327

Díaz, R., Dottori, H., Vera-Villamizar, N., Carranza, G., 2003, ApJ, 597, 860

Simkin, S., Su, H., & Schwarz, M., 1980, ApJ, 237, 404

Storchi-Bergmann, T., Wilson, A., & Stone, J., 1996, ApJ, 460, 252

Telescho, G., & Decher, B., 1988, ApJ, 334, 573

Wilson, A., et al., 1991, ApJ, 381, 79

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Deep Gemini GMOS-IFU spectroscopy of BAL+IR+Fe II QSOs

S. Lipari[1], S. F. Sánchez[2], M. Bergmann[3], R. Terlevich[4], B. Punsly[5], E. Mediavilla[6], H. Dottori[7], Y. Taniguchi[8], M. Ajiki[8], B. García[6], J. Acosta[6], J. Jahnke[9], J. A. Ahumada[1] and W. Zheng[10]
[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba and CONICET (lipari@oac.uncor.edu)*
[2] *Calar Alto Observatory, Spain*
[3] *Gemini Observatory, Chile*
[4] *Univ. of Cambridge, UK*
[5] *Univ. of Rome, Italy/USA*
[6] *Inst. de Astrofísica de Canarias, Spain*
[7] *Univ. of Porto Alegre, Brazil*
[8] *Tohoku University, Japan*
[9] *Astrophysik. Inst. of Postdam, Germany*
[10] *Johns Hopkins Univ., USA*

Abstract. We present the first results of a study of broad absorption line (BAL) QSOs at low and high redshift, based on very deep Gemini GMOS integral field unit (IFU) spectroscopy. In particular, new Gemini results obtained for the nearest BAL+IR QSO Mrk 231 are presented. The very deep Gemini GMOS three dimesional (3D) spectra clearly show that the BAL I system (in the lines Na ID, He I, and Ca II) is extended, reaching $\sim$ 1.4–1.8 kpc. This result was confirmed using a new technique of decoupling 3D spectra. Specifically, the QSO and host-galaxy components of the nuclear region of Mrk 231 were modelled; the BAL I system is observed in the spectrum of the host galaxy, thus confirming the extended morphology. The young and composite nature of Mrk 231 and BAL+IR QSOs is discussed. A *composite hyperwind scenario* is proposed for the origins of some BALs and giant Lyα blobs at low and high redshift (following results obtained for IRAS 04505−2958).

Resumen. Se presentan los primeros resultados obtenidos recientemente con espectroscopía Gemini GMOS-IFU de BAL + IR + Fe II QSO/merger, en particular para el QSO con BAL más cercano: Mrk 231. Los espectros Gemini GMOS-3D muestran claramente que el sistema Bal I (en las líneas del Na ID, He I y Ca II-H+K) es extendido, alcanzando 1.4–1.8 kpc. Este resultado fue confirmado mediante el uso de una nueva técnica de desacople de los espectros 3D. Se modelizaron y desacoplaron los espectros del QSO y la galaxia que hospeda el QSO. El espectro de la galaxia huésped muestra el BAL I, lo que confirma la naturaleza extendida de este sistema. Se discute la naturaleza compuesta de Mrk 231 y los QSOs con BAL + IR. Se propone un escenario

compuesto para los "hipervientos" para el origen de BALs y burbujas gigantes de Lyα, a altos y bajos corrimientos al rojo (de acuerdo a resultados obtenidos para IRAS 04505−2958).

Introduction

It has been proposed that extreme outflow, BALs, and galactic wind processes associated with IR mergers could play a relevant role in the formation and evolution of galaxies and QSOs/AGNs, i.e., they affect their structure, kinematics, metallicity, etc. Recent detailed observations and theoretical studies have confirmed that outflows (OF), BALs, large amounts of gas and dust, and strong Fe II emission are important components and processes at high redshift ($z \sim$ 2–6), when the galaxies and QSOs formed (for references, see Lipari et al. 2005; Maiolino et al. 2003, 2004).

To improve the understanding of this issue, it is necessary to study: (i) at low redshift, objects with strong BALs, AGN, star formation, and galactic winds (GW), specially in IR mergers/QSOs (Lipari et al. 1994, 2003, 2004a,b,c, 2005); (ii) at high redshift ($z > 2$), young sub-mm and radio BAL QSOs (Lipari et al. 2006, in preparation). Motivated by this, our team began an international observational proyect on intensive investigations about these two themes.

From a study of the very extended shell/blob in the BAL QSO IRAS 04505−2958 (object discovered using the IR colour-colour diagram: Fig. 15 in Lipari et al. 2005), we proposed that a composite hyperwinds could be the source of the very extended shells and blobs. Furthermore, we suggested that extreme explosions and extreme starbursts can be associated with the interaction between the AGNs/QSOs and the star formation process (probably in the accretion disks).

Observations

Three-dimensional deep optical spectroscopy of the nuclei and the more extended arcs of Mrk 231, IRAS 04505−2958, and IRAS 2121219−1757 were obtained during 5 nights in 2005, at the 8.1-m telescope in the Gemini North Observatory. The telescope was used with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) in the mode integral field unit (IFU, Allington-Smith et al. 2002). The observations were carried out in photometric conditions with a seeing of ∼0.5–0.8″.

The data were obtained with the IFU in one-slit mode, which provides a spatial field of 3.5″× 5.0″ for each resulting science data cube. With this configuration, the GMOS-IFU comprises 750 fibres; each one spans a 0.2″ hexagonal region of the sky. Five hundred fibres make up the 3.5″× 5.0″ science field of view, and 250 fibres make up a smaller sky field, which is fixed at 1′ of distance from the science position (Allington-Smith et al. 2002). We used the R831 and B600 gratings in GMOS, which has a spectral resolution of ∼40 km s^{-1} and ∼120 km s^{-1}, respectively.

The following software packages were utilized to reduce and analyse the data: the R3D + EURO3D visualization tool;[1] and GEMINI.[2] To study the kinematics, the ADHOC[3] software package was used.

Results

In this section, we summarize the first results from our GEMINI GMOS programme of QSOs with BALs, for the nearest BAL+IR QSO: Mrk 231.

1. The extended morphology of the BAL I system

We have already started a study of the BAL systems of Mrk 231, using 3D and 1D spectroscopy with moderate spatial resolution (FWHM 1.0–1.5″, Lipari et al. 2005). In the present work, we have continued the study of the spatial distribution of the stronger BAL I system (hereafter BAL I), using high spatial resolution (0.5–0.6″) very deep Gemini GMOS-IFU data.
From this new study the following main results were found: the very deep 3D spectra clearly show that the BAL I system (in the lines Na ID, He I, and Ca II) is extended, reaching $\sim$ 1.4–1.8 kpc. This is in excellent agreement with the previous study of the Hα emission line (using 3D spectra with moderate spatial resolution, Lipari et al. 2005), where we found an OF emission bump, with a peak at the same velocity of the BAL I (-4700 km s^{-1}). This Hα-emission bump was detected in the nucleus and at 0.6–1.5″ from it in the direction of the radio jet (at PA = $-120°$ and $60°$, see Table 4 of Lipari et al. 2005).

2. Decoupling the 3D nuclear spectrum: the QSO, host galaxy and BAL components

Recently, a new method for decoupling the spectra of the QSO/AGN from the host galaxy –using 3D spectroscopy– has been developed (Sanchez et al. 2004). Using this method, the clean 3D spectra of the host stellar population could be obtained. These 3D spectra combined with stellar population models (including starburst) will allow us to analyse the properties of the nuclear stellar component. The presence of a young stellar component was proposed in the framework of a composite (starburst + AGN) BAL scenario. Young massive stellar populations are the main sources of core-collapse SNe, hypernovae, and supergiant bubbles.
A detailed description of the method for decoupling 3D spectra is given by Sanchez et al. (2004); here, we only recall its main steps. First, from the original data cube a narrow band image (of the width of one spectral pixel) is created for each wavelength. Then, the two-dimensional image modelling of the nucleus and the host is performed for each monochromatic image using GALFIT (Peng

[1] R3D is the imaging analysis software developed at the Calar Alto Observatory. The EURO3D visualization tool is a software package for integral field spectroscopy, developed by the EURO3D Research Training Network.

[2] GEMINI is the reduction and analysis software developed by the Gemini Observatory.

[3] ADHOC is a 2D/3D kinematics analysis software developed by the Marseille Observatory.

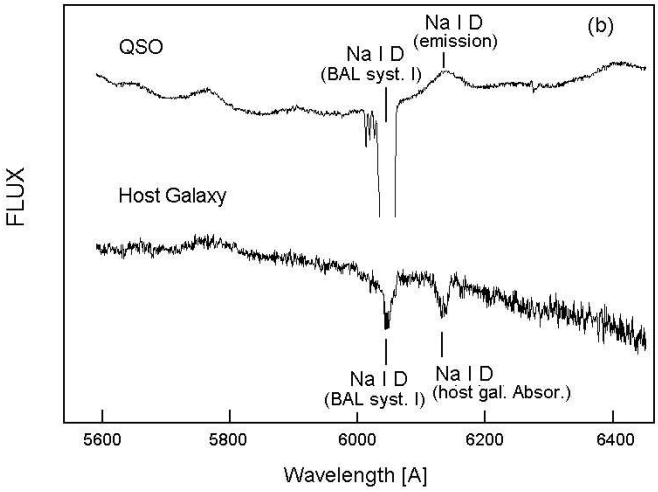


Figura 1. Clean QSO and host galaxy spectra of Mrk 231 (see the text).

et al. 2002). The PSF is obtained from the very nucleus of Mrk 231, using the Hα and Hβ broad emission lines.
Figure 1 shows the spectra of the QSO and the host galaxy of Mrk 231 for the nuclear region ($r \sim 2''$), obtained by means of this technique of decoupling the deep Gemini GMOS-IFU spectra. In the figure we note that the BAL I at the Na ID line is clearly observed in the host galaxy (together with the absoption Na ID at the redshift of the galaxy); thus, the BAL I shows an extended morphology.
[A complete version of this study has been recently submitted to the MNRAS.]

References

Allington-Smith J. et al. 2002, PASP, 114, 892
Lipari S. et al. 1994, ApJ, 427, 174
Lipari S. et al. 2003, MNRAS, 340, 289
Lipari S. et al. 2004a, MNRAS, 348, 369
Lipari S. et al. 2004b, MNRAS, 354, L1
Lipari S. et al. 2004c, MNRAS, 355, 641
Lipari S. et al. 2005, MNRAS, 360, 416
Maiolino R. et al. 2003, ApJ, 596, L155
Maiolino R. et al. 2004, A&A, 420, 889
Peng C. et al. 2002, AJ, 124, 266
Sanchez S. F. et al. 2004, ApJ, 615, 156

Appendix

It is important to remark that in Fig. 15: IRAS 04505–2958 is located exactly in the sequence of BAL QSOs, between the positions of IRAS 07598+6508 and IRAS 21219-1757. This IR + GW + Fe II QSO shows probably the more interesting OF supershell/arc detected to date. Which is very extended (of ∼20–25 kpc) and it is located very far from the nucleus (at r ∼ 15 kpc; see for details).
The UV HST FOS spectra –of IRAS 04505–2958– clearly show a BAL system at C IVλ1549 emission line. For this BAL system was measured $\lambda = 1978.5$ Å, corresponding to an ejection velocity of –1645 km s^{-1}. This ejection velocity is –within the errors– the same that the previous value of OF obtained using the offset method: –1700 km s^{-1}! (by Lipari et al. 2004d).
The offset method used for the study of OF–candidates IR QSOs (including IRAS 04505–2958) means that the Hβ broad line component is blushifted in relation to the narrow one. Thus this result obtained for IRAS 04505–2958 suggests that the optical low ionization BLR and the BAL could be originated in the same OF process or supershells.
The ionising radiation from the newly formed young stars showld lead to prominent Lyα emission due to recombination of the hydrogen in the ISM. Thus, extended Lyαemission could be an important spectral signature of young systems, specially at high z.
In our study of Mrk 231 and IRAS 0759+6559 (the nearest extreme IR + GW/OF + Fe II + BAL systems), we detected typical characteristics of young-starburst QSOs. In our evolutive model for young and composite IR QSOs (see for references Lípari 1994) suggested that BAL systems could be linked to violent supermassive–starburst + AGN which can lead to a large-scale expanding supergiant shells, often obscured by dust. Several articles suggested that this evolutive model shows a good agreement with the observations.
[A] SCIENTIFIC BACKGROUND AND THE PROGRAM. Theoretical models based on the hierachical clustering scenario suggest that the first generation (i.e., Population III) massive stars could be born around z = 30 (0.5 Gyr after the Big-Bang) and the galactic systems with masses higher than 10 E+10 Msun could be assambled at z = 5-10. There is increase evidence that galactic outflow (OF) and BAL systems play a main role in the high redshift universe, at z ¿ 5 (Frye, Broadhurst, Benitez 2002; Maiolino et al. 2003, 2004a,b; Lipari et al. 2005a,b,c,d).
A main step for the study of QSO and galaxy formation at high redshift is to understand the extreme outflows and BAL processes in nearby QSO/galaxies because we can obtain unambiguous data since they are close and bright enough to be observed in detail. Motivated by this, our group began a first program on investigations of BAL, OF and galactic winds (GW) in nearby IR QSOs (Lipari et al. 2005a,b,c,d, 2004a, b,c,d, 2003, 2000, 1994). A second program is the study of OF/GW in forming galaxies and BAL-QSOs at high redshift (z ¿ 2, Lipari et al. 2004b, 2005a,b,c,d,e).
The role of BALs in IR+OF/GW+Fe II QSOs must be carefully considered, since: (i) Low et al. (1989) and Boroson & Meyers (1992) found that IR selected QSOs show a 27

From the theoretical point of view, two main scenario were proposed in order to explain BAL systems in QSOs/AGNs: (i) In outflowing equatorial wind models, the BALs are describe in term of a line driven wind manifested as a skin flowing above a black hole accretion disk. This equatorial wind driven from the luminous disk is viewed at low latitudes (see for details Murray et al. 1995); (ii) In bipolar jet wind models, the BALs are associated with thin absorbing clouds in the outflow of small scales jets of AGNs (Punsly 1999a,b). Specifically, in nonmagnetic vortex of an accretion flow around a SMBH (i.e., radio-quiet QSO) only very weak and subrelativistic radio jets can be formed. These are radiation pressure driven hypersonic jets; which can generate collimated bipolar outflow. Punsly & Lipari (2005) discuss in detail the different theoretical scenarios that can explain their observations, reported for the BAL I system of Mkr 231.They found a good agreement between their 3D observations of the BAL I system (plus new X-ray data of BAL QSOs) and the bipolar-jet wind model.
On the other hand, in the composite starburst+AGN+GW model, different theoretical scenarios were proposed for the origin of BAL systems. In particular: (i) in SN or HyN ejecta (close to AGN + galactic wind), which are shock heated when a fast forward shock moves out into the ISM (with a velocity roughly equal to the ejecta) and a reverse shock accelerates back and moves towards the explosion centre; the blue absorption lines arise since SN debris moving toward the central source are slowed down much more rapidly -by the AGN wind- than is material moving away (Perry & Dyson 1992); and (ii) for IR dusty QSOs+GW, in the outflowing gas + dust material the presence of discrete trails of debris (shed by individual mass-loss stars) could produce the BAL features (Scoville & Norman 1995). The presence of large galactic-scale OF, superbubbles in IR QSOs could be a third explanation -in a composite scenario- for the origin of BAL systems in these objects (Lipari 1994; Lipari et al. 2005a). However, in order to understand this type of giant outbursts (i.e., from hypernova or giant SN explosions from very massive stars, population III stars, etc), it is required more detailed theoretical studies. The results found for Mrk 231 and similar IR QSOs (Lipari et al. 2005a) support the reality of these giant explosive processes.
[B] SCIENTIFIC GOALS. The general goal -of this programme- is to study the kinematic, physical conditions and morphology of the gas and star in the very nucleus and in "supergiant" shells/bubble of BAL IR QSOs. Some of the particular goals can be summarized as follows:
[B.1] To Study BALs associated with QSOs + accretion disks + jets: We are interested to study in detail (and to expand) our finding that some BAL systems could be associated with: (i) bipolar outflow generated by weak small/parsec scale jets, and (ii) supergiant explosive events (Lipari et al. 2005a, Punsly & Lipari 2005). Our theoretical models of bipolar outflow associated with weak jets are in good agreement with new X-ray observations and 3D spectroscopy of BAL QSOs (Punsly & Lipari 1995). Thus, the 3D spectra will be used study the optical BAL systems, mainly in the very nucleus; which are probably associated with the main components of the AGNs/QSOs.
[B.2] To Study the Role of Extreme Explosive Outflows (and "some" BALs) in the evolution of IR QSOs : Giant explosive process -probably associated with hypernovae- could generate extreme OF/galactic-winds that produce expanding shells/bubbles, which could generate "some" BAL systems (Lipari et al.

2005a,b,c, 2003; Lipari 1994). Miller, Reynolds, & Krishnamurthi (2005) proposed that extreme outflow are the main event capable to stop the growth of SMBHs. In particular, these OF events could stop –and expel– the gas falling toward the black hole, and thus it can control the final mass of SMBHs. Thus giant OF associated with explosive events and jets could play a main role in the growth of SMBHs. We are studying the evolution of extreme starbursts+QSOs with extreme OF, induced by merger events. We propose to study the spatial distribution, kinematics and properties of the ionized gas and stars. Which provide information about the evolutionary state of the extreme OF, fueling gas and star formation/SN-explosion processes; specially in the multiple expanding supergiant shells and the very nucleus.

[B.3] To Analyse the Relation among IR QSOs, Mergers, BALs, Starbursts, and OFs/GWs : Several possible links between IR QSOs, IR mergers, BALs, starburst+galactic wind, and elliptical galaxies have been proposed. Specifically, Joseph et al., Sanders et al. and Lipari et al. suggested three complementary sequences and evolutive-links (Lipari et al. 2005a). Our intention is to investigate specially possible evolutive paths of: IR QSOs/mergers with BALs+ OF/GW + Fe II emission. These IR QSOs were defined as composite/transition objects between mergers/ULIRGs and standard QSOs, in the IRAS colour-colour diagram (Lipari 1994: Fig. 5; Lipari et al. 2005a: Fig. 15).

[B.4] To Study the Host Galaxy of BAL-QSOs: Recently, a new method for decoupling the spectra of the QSO/AGN from the host galaxy -using 3D spectroscopy- was developed (see Sanchez et al. 2004a, Lipari et al. 2005c,d) . Using this method the clean 3D spectra of the host stellar population could be obtained. These 3D spectra combined with stellar population models (including starburst) will allow us to analyse the properties of the young nuclear stellar component. The presence of this young stellar component was proposed in the framework of a composite (starburst+AGN) scenario. Such young stellar components have been recently found in the host galaxies of some IR QSOs (e.g., Canalizo & Stockton 2001, Sanchez et al. 2004c). Young massive stellar populations are a main source of core-collapse SNe, hypernovae and supergiant bubbles. Recently, we used this method in the GMOS IFU data of the BAL-QSO Mrk 231 (Lipari et al. 2005c,d).

It is important to note that in Table 1 several examples clearly show the consistency of the OF data presented. In particular, for IRAS F05024-1941, our study of EVOF in the ULIRG 1 Jy Sample (using "emission" lines), we found that this object is a candidate to EVOF, with a velocity close to –1500 km s^{-1} (Lipari et al. 2000b). From a study of narrow "absorption" lines Rupke et al. (2002) obtained for this object an OF value of –1600 km s^{-1}. We have verified that for Mrk 231 the results using the offset method (by Zheng et al. 2002) gave the same value of OF: –1100 km s^{-1}, to that already obtained from the detection of two emission line systems in [O II]λ3727 (by Lipari et al. 1994). A similar agreement between the values of the OF obtained from multiple emission lines (Lipari et al. 2000b) and the offset method (Zheng et al. 2002) was found, for the cases of IRAS 11119+3257 and IRAS 15462-0450 (see Table 1).

(4) HST archive images of IR+BAL+Fe II QSOs show in practically all of these objects "arc or shell" features probably associated to galactic-winds (i.e., to

multiple type II SN explosions, or to starburst+AGN) and/or merger processes. See Figures 2.
(6) Comparing our OF data base for IR mergers/QSOs with two samples of nearby IRmerger we found in both samples a high proportion (75%) of IR mergers with galactic winds.These results strongly suggest -or confirm- that: (a) GWs are frequent events in IR mergers and probably in IR QSOs; (b) extreme starbursts + GW and extreme IR emission could be simultaneous processes induced by merger events. This latter conclusion is also supported by a clear trend found in the plot OF velocity vs log LUMir, in the sense that high/extreme OF velocities are detected only in extreme IR emitters.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Distribución espacial y velocidades de galaxias satélites en la simulación Millennium

Laura Sales
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
lsales@mail.oac.uncor.edu
Diego García Lambas
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina,
dgl@mail.oac.uncor.edu
Julio F. Navarro
University of Victoria, Canadá, jfn@uvic.ca

Abstract. We study the spatial distribution and kinematics of satellites orbiting isolated primary galaxies using a galaxy catalogue constructed applying a semianalytic galaxy formation model to the Millennium Run (Springel et al 2005, Croton et al 2005). In order to compare with observations, satellites samples are constructed by carefully stacking systems of similar halo mass, after appropriate rescaling of their positions and velocities. Our main results are that: (i) the spatial distribution of satellites may be well approximated by an NFW profile with concentration $c \simeq 6$ almost independent of host virial mass; (ii) the velocity dispersion drops substantially from the center outwards, typically by a factor of $\simeq 2$ at the virial radius; and (iii) the velocity ellipsoid is radially anisotropic near the center, becomin gradually more isotropic in the outer regions. These trends may very well be obscured in observational samples unless proper care is taken to remove interlopers.

Resumen. Se estudia la distribución espacial y de velocidades de galaxias satélites orbitando primarias aisladas usando un catálogo de galaxias obtenido a partir de un código semianalítico de formación de galaxias aplicado sobre la simulación Millennium (Springel et al 2005, Croton et al 2005). A fin de comparar con las observaciones se construyeron las muestras de satélites superponiendo sistemas de igual masa de los halos y reescalando sus posiciones y velocidades adecuadamente. Nuestros principales resultados son: (i) la distribución espacial de satélites puede ser bien aproximada por un perfil NFW con concentración $c \simeq 6$ independiente de la masa, (ii) la dispersión de velocidades cae sustancialmente desde el centro hacia afuera, típicamente por un factor $\simeq 2$ en el radio virial, y (iii) la elipse de velocidad es anisotrópica radialmente cerca del centro, volviéndose gradualmente más isotrópica en las regiones externas. Estas tendencias pueden de-

saparecer en muestras observacionales si no se realiza un cuidadoso descuento de satélites falsos o *interlopers*.

Descripción de la muestra

El presente trabajo se basa en el análisis de galaxias satélites identificadas en la Simulación Millennium con la implementación de un código semianalítico (Ver Springel et al. 2005 y Croton et al. 2005 para una descripción detallada del mismo). Millennium Run es un proyecto del grupo Virgo Consortium que involucra una simulación de N-cuerpos de aproximadamente 10^{10} partículas distribuídas en un volúmen de lado 500 h^{-1} Mpc. La resolución espacial y en masa por partícula es de 5 Kpc y 8.6x10^{10} $M_\odot$ respectivamente. Los subhalos identificados tienen típicamente masas viriales en el rango 10^{10} to 10^{13} $M_\odot$ y se encuentran por definición dentro de una esfera de 1 Mpc centrada en los halos primarios con masas típicamente mayores, en el rango 10^{11} to 10^{15} $M_\odot$. Los criterios de selección de la muestra, similares a los utilizados en catálogos observacionales, son básicamente 2: los halos de galaxias primarias deberán ser halos *aislados*, es decir, que dentro de una esfera de 1 Mpc alrededor del halo primario candidato no existe ninguna otra galaxia de luminosidad comparable (todas serán al menos 1 magnitud más débil). Y, dentro de ese volúmen esférico se considerará como galaxia satélite toda otra galaxia al menos 2 magnitudes más débil que la galaxia central del sistema. Por cuestiones de completitud la magnitud límite fijada para las satélites es de $M_R < -17$, mientras que la galaxia primaria más débil tiene $M_R = -20.5$.
La muestra final está compuesta de 960073 galaxias satélites que se encuentran distribuídas alrededor de las 190120 galaxias primarias que cumplen con los criterios de aislamiento. La muestra se dividirá en 4 rangos de masa virial de los halos primarios (${M_{vir}}^{host}$): 3x10^{11}-2x10^{12}, 2x10^{12}-5x10^{12}, 5x10^{12}-1x10^{13}, y ${M_{vir}}^{host} > 1x10^{13}$ $M_\odot$, que se designarán M1, M2, M3 y M4.

Resultados

Para el presente análisis se utilizará el método de superposición o ensamble de satélites (*stacking*). Para ello se normalizaron tanto las distancias como las velocidades de cada satélite a los valores del radio y velocidad virial (R_{vir} y V_{vir}) del sistema al cual pertenecen [1].
Se muestra en el panel izquierdo de la figura 1 la distribución radial de satélites alrededor de las galaxias primarias para los distintos intervalos de masa M1-M4. En todos los casos se ajustó un perfil NFW (Navarro, Frenk & White, 1997) que se muestra en línea discontínua. El parámetro de concentración que mejor reproduce los datos está en el rango $[4.8 - 5.8]$, es decir, el c de la distribución de satélites es casi independiente del intervalo de masa virial del sistema. Puede observarse que el perfil NFW con $c \simeq 5.3$ reproduce los datos satisfactoriamente más allá del límite de la resolución espacial de la simulación (línea punteada).

[1] El radio virial se define como el radio que encierra una sobredensidad de Δ veces la densidad crítica del universo, donde $\Delta \simeq 178\Omega_m^{0.45}$.

Las barras de error en este y todos los gráficos corresponde a la incerteza calculada en base a la técnica de boostrap, aunque en algunos casos resulta menor al ancho de la línea.
En un universo ΛCDM se espera una clara correlación entre el parámetro de concentración de los halos y la masa virial de los mismos, siendo típicamente $c \simeq 14.5 - 7$ para masas viriales en el intervalo $M_{vir} = 10^{12} - 10^{14} M_{\odot}$ (ver Wechsler et al. 2002). Nuestros resultados indican que el parámetro de concentración deducido a partir de la distribución de satélites es sistemáticamente menor al esperado en un universo ΛCDM, efecto aún más evidente en las submuestras de baja masa. Esto, sumado al hecho de que el c obtenido en cada submuestra no muestra correlación con la masa virial de los sistemas, sugiere que las galaxias satélites no pueden ser consideradas como fieles trazadoras de la distribución de materia oscura en los halos.
El estudio de las velocidades de los satélites permite saber cuánto más importante es el movimiento radial que el tangencial en las órbitas de los mismos. Para ello se orientó cada sistema con el vector momento angular del halo primario apuntando en la dirección del eje z, y se calcularon las componentes esféricas de la velocidad de cada satélite, v_r, v_Θ, y v_ϕ normalizadas a la velocidad virial del halo primario. Luego de normalizar las distancias a R_{vir} se calculó la dispersión, σ, de cada una de estas componentes como función de la distancia a la galaxia primaria. Los resultados pueden verse en el panel derecho de la figura 1. Puede observarse que la dispersión radial, σ_r en rojo y línea contínua, domina hasta una distancia de aproximadamente $1.3 R_{vir}$ para los halos menos masivos (M1, M2), mientras que el límite se desplaza aún a regiones más externas para masas mayores. También resulta evidente que las dispersiones en las direcciones esféricas Θ y ϕ son muy similares entre ellas. En base a estas dispersiones de velocidades se define el parámetro de anisotropía β, que resulta un indicador de la predominancia de órbitas radiales ($\beta > 0$) o tangenciales ($\beta < 0$) de los objetos, en este caso, galaxias satélites. Para sistemas con simetría esférica, β se define como $\beta = 1 - {\sigma_T}^2/(2{\sigma_r}^2)$, siendo $\sigma_T^2 = \sigma_\phi^2 + \sigma_\Theta^2$. Se deduce entonces que β toma valores positivos en las regiones internas de los halos (donde la dispersión en la dirección radial es la dominante) cambiando luego a $\beta \simeq 0$ o incluso tomando valores negativos para las regiones más allá de $\simeq 1.5 R_{vir}$ en los sistemas de menor masa virial.

1. Ecuación de Jeans

El formalismo de Jeans (Binney & Tremaine 1987) relaciona la dispersión de velocidades de los objetos ligados con la distribución de masa subyacente. De este modo podemos confrontar la curva de σ_r obtenida de los satélites ligados en la simulación (figura 1), con la curva predicha por la ecuación de Jeans para sistemas cuasi-esféricos:

$$\frac{d}{dr}(\rho\sigma_r^2) + \frac{2\beta}{r}\rho\sigma_r^2 + \rho\frac{d\Phi}{dr} = 0 \qquad (1)$$

donde ρ es la distribución de masa del trazador (en este caso responde a un perfil NFW con $c \simeq 6$), β es el parámetro de anisotropía de velocidades del trazador

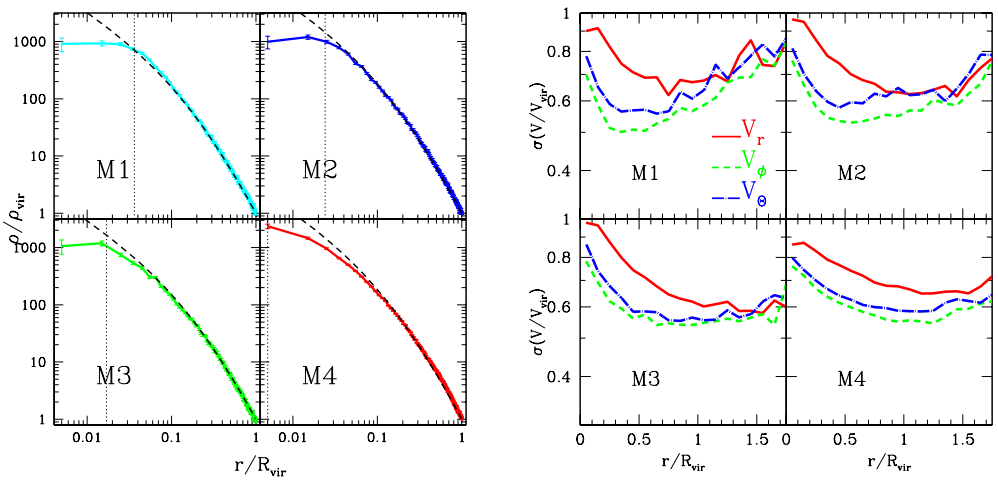


Figura 1. *Izquierda:* Perfiles de densidad numérica de satélites para los distintos bines de masa. La linea de guiones muestra el mejor ajuste de un perfil NFW correspondiente a $c = 5.0, 5.7, 4.8$ y 5.8 para M1-M4. La línea de puntos vertical indica la resolución espacial de 5 Kpc normalizada al radio virial medio de cada submuestra. *Derecha:* Componentes esféricas de la dispersión de velocidad de los satélites como función de la distancia.

y Φ es el potencial gravitacional correspondiente a toda la masa que compone el sistema. Esta ecuación tiene una solución simple en el caso de distribuciones de masa NFW y parámetro β constante (Woljtak et al. 2005). De la figura 1 puede observarse que β es una función de r, y por lo tanto la hipótesis de $\beta = cte$ no es apropiada. Sin embargo puede asumirse que β toma distintos valores constantes para diferentes bines de r/R_{vir} de modo de reproducir la curva obtenida para β a partir de las dispersiones de velocidades que se muestran en la figura 1. Cabe destacar que este modelo no tiene en cuenta mecanismos claves que tienen lugar en los halos de materia oscura, como el caso de la fricción dinámica, presión de barrido (*ram pressure*), etc, que podrían afectar fuertemente la distribución de subestructura, sobre todo en las regiones más internas. Asumiendo entonces que la materia oscura está distribuída según un perfil NFW de concentración c_{halo}, se buscarán los valores más probables de c_{halo} a partir del σ_r obtenido para los satélites y el predicho por el formalismo de Jeans. En la figura 2 se muestra en color negro el perfil de σ_r medido para los satélites en la simulación, y en color rojo la solución predicha por la ecuación de Jeans utilizando el c_{halo} que minimiza los residuos del ajuste. Nuevamente el valor encontrado para c_{halo} muestra poca correlación con la masa del sistema, encontrándose para todas las submuestras en el intervalo $[7.0-7.5]$, con un error aproximado de 0.8. Estos valores nuevamente están por debajo de lo esperado en un universo ΛCDM, por lo que la teoría de Jeans no resulta adecuada para inferir la concentración de la halos de materia oscura de estos sistemas. La inclusión de sistemas que aún no han alcanzado el equilibrio, y la presencia de los mecanismos ya mencionados que afectan las órbitas de los satélites podrían ser la causa de esta discrepancia. Sin embargo,

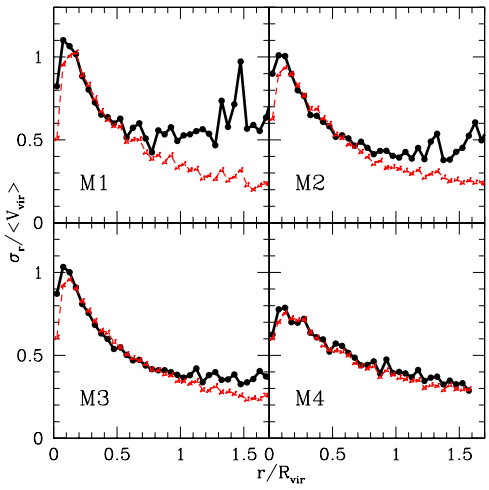


Figura 2. Dispersión radial de velocidades de galaxias satélites como función de la distancia. Se muestra en rojo la σ_r deducido del formalismo de Jeans después de asumir un perfil NFW para el halo de materia oscura. Los parámetros de concentración de los halos (c_{halo}) que mejor ajustan la curva medida son 7.1, 7.2, 7.3 y 7.4 para M1 a M4 respectivamente. El error en los ajustes es de $\simeq 0.8$.

dicho formalismo puede resultar útil para comparar la curva medida con lo que se esperaría encontrar en sistemas en equilibrio virial. Puede observarse en la figura 2 que la curva roja subestima el valor de σ_r en regiones externas para la mayoría de las submuestras. Este exceso en la dispersión radial σ_r, puede atribuírse a la presencia de satélites que estarían "cayendo" hacia la galaxia central, pero que aún no han alcanzado el equilibrio virial en el sistema (*infall de satélites*). Este efecto es mayor en los rangos de masa menores, desapareciendo para masas del orden de cúmulos.

2. Efectos de proyección

A partir del comportamiento ya estudiado de la dispersión de velocidades con la distancia para los halos, resulta interesante estudiar cómo se reflejaría esto en un catálogo observacional. En particular se analizará el efecto de la inclusión de *satélites falsos*, es decir, aquellos objetos que se incluyen en la muestra sólo por la proyección de posiciones en el cielo. A tal fin se distinguirá entre satélites "ligados" de los "no ligados", siendo los primeros aquellos cuya energía total (cinética más potencial) es menor a cero mientras que los "no ligados" tendrán $E > 0$. La energía potencial se calcula asumiendo un perfil NFW con un c típico de acuerdo al intervalo de masa.

Se proyectaron los sistemas en direcciones aleatorias y se aplicaron los criterios de selección usuales en la literatura para confeccionar muestras de galaxias satélites en catálogos observacionales: distancia proyectada, r_p, menor a 500 Kpc, diferencia de velocidad radial ($|\Delta V| < 500$ km/s), y fueron incluídos sólo galaxias al menos 2 magnitudes más débiles que la primaria asociada. Con esta

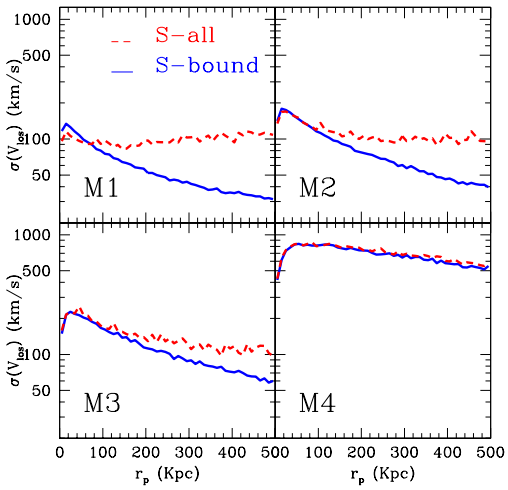


Figura 3. Dispersión de velocidades en la línea de la visual, v_{los}, como función de la distancia proyectada r_p. En azul y línea contínua se muestran los resultados de considerar sólo satélites ligados, mientras que en rojo y línea de trazos se incluyen todos los satélites (ligados y no ligados) que forman parte de la muestra después de aplicar los criterios de selección observacionales usuales.

nueva muestra se estudió la dispersión de velocidades en la línea de la visual (v_{los}) como función de r_p. Los resultados pueden verse en la figura 3, donde se muestra en línea azul la curva obtenida para satélites ligados, mientras que en rojo se muestra lo que surge de considerar todos los satélites obtenidos a partir de los criterios de selección usuales. Como puede observarse, la inclusión de los satélites no ligados tiene consecuencias fundamentales en el estudio de σ_{los}, borrando por completo la tendencia de la dispersión de velocidades a decrecer con la distancia a la galaxia primaria. Este efecto es mayor en los sistemas de masas más bajas.

Conclusiones

Nuestras principales conclusiones son: (i) las galaxias satélites se encuentran distribuídas alrededor de las galaxias primarias según un perfil NFW de concentración $c \simeq 5.3$ independiente del intervalo de masa, por lo que satélites no son buenos trazadores de la distribución de materia oscura en los halos. (ii) El análisis de velocidades muestra que los satélites tienen órbitas típicamente radiales para $r/R_{vir} < 1.5$, mientras que para distancias mayores el parámetro de anisotropía β tiende a cero. Además comparando la σ_r medida con la obtenida a partir del formalismo de Jeans, se concluye que para $r > R_{vir}$ existe una fuerte contribución de las velocidades de satélites que están cayendo hacia la galaxia central y que apartan los resultados del esperado para sistemas en equilibirio virial. (iii) Finalmente, a partir de una inspección rápida de los efectos de proyección, se concluye que la inclusión de satélites falsos puede afectar fuerte-

mente la determinación de la dispersión de velocidades en la línea de la visual como función de la distancia, indicando la necesidad de utilizar criterios de selección observacionales más estrictos.

Agradecimientos. L.S. quiere agradecer los comentarios y consejos recibidos del Dr. Mario Abadi al respecto del presente trabajo.

Referencias

Binney J.& Tremaine S., 1987, Galactic Dynamics. Princeton Univ. Press, Princeton, chap. 4.

Croton D., et al. 2005, pre-print astro-ph/0508046.

Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493.

Springel V. et al., 2005, Nature, Volume 435, Issue 7042, pp. 629.

Wechsler et al., 2002, ApJ 568, 52.

Wojtak et al. 2005, MNRAS Letters, 361, L1-L5.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Impact of supernova explosions on galaxy formation

Cecilia Scannapieco
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina, cecilia@iafe.uba.ar
Patricia B. Tissera
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina, patricia@iafe.uba.ar
Simon D.M. White
Max-Planck Intstitute for Astrophysics, Garching, Germany, swhite@mpa-garching.mpg.de
Volker Springel
Max-Planck Intstitute for Astrophysics, Garching, Germany, volker@mpa-garching.mpg.de

Abstract. We study the effects of Supernova (SN) feedback on the formation of disc galaxies. For that purpose we run simulations using the extended version of the code GADGET-2 which includes a treatment of chemical and energy feedback by SN explosions. We found that our model succeeds in setting a self-regulated star formation process since an important fraction of the cold gas from the center of the haloes is efficiently heated up and transported outwards. The impact of SN feedback on galactic systems is also found to depend on virial mass: smaller systems are more strongly affected with star formation histories in which several starbursts can develop. Our implementation of SN feedback is also successful in producing violent outflows of chemical enriched material.

Resumen. En este trabajo se estudia el impacto de explosiones de Supernova (SN) en la formación de galaxias de disco. Para ello se utilizan simulaciones numéricas realizadas con una versión del código GADGET-2 que incluye los efectos de enriquecimiento químico e inyección de energía debido a explosiones de SN. Este modelo es capaz de generar un mecanismo auto-regulado de formación estelar, como resultado del calentamiento eficiente del gas en el centro de los sistemas y su transporte hacia el halo. En nuestro modelo, el impacto de las explosiones de SN en sistemas galácticos depende de la masa virial de los mismos: los más pequeños son afectados más fuertemente pudiendo presentar varios brotes de formación estelar. Nuestro modelo es también capaz de producir fuertes flujos de gas hacia las regiones externas de las galaxias, los cuales transportan una importante fracción de metales hacia el medio intergaláctico.

Introduction

Supernova explosions are thought to play a fundamental role in the evolution of galaxies. Through the ejection of metals and energy into the interstellar medium, they significantly affect the gas collapse, the star formation activity and the chemical patterns. As a consequence, SN feedback would be able to set a self-regulated mechanism for the star formation activity and the enrichment of the Universe. Moreover, SN driven outflows are believed to be responsible for the presence of metals detected in the intergalactic medium (e.g. Tytler et al. 1995; Songaila & Cowie 1996).
In the context of numerical simulations, the treatment of SN feedback has found severe complications. Several works have developed models of different complexity to treat SN feedback in Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH; Gingold & Monaghan 1977; Lucy 1977) codes (e.g. Katz & Gunn 1991; Navarro & White 1993; Metzler & Evrard 1994; Marri & White 2003; Springel & Hernquist 2003), finding different levels of success.

Numerical Models

In this study, we analise simulations of isolated disc galaxies of different virial masses from idealized initial conditions. The initial conditions correspond to spherical distributions of superposed gaseous and dark matter particles, perturbed to give rise to a density profile of the form $\rho(r) \propto r^{-1}$. The spheres are initially in solid body rotation with a spin parameter of $\lambda \approx 0.1$. We have used an initial number of 9000 both gaseous and dark matter particles for all masses. The simulations were performed with the extended version of the Tree-PM SPH code GADGET-2 (Springel & Hernquist 2002) which includes a treatment of chemical enrichment and energy feedback by Supernova (Scannapieco et al. 2005a,b,c). The model is tight to a multiphase scheme which allows a better description of diffuse gas in the context of the SPH technique. The interested reader is referred to Scannapieco et al. 2005a,b for details on the numerical scheme. All experiments presented in this study include chemical enrichment and metal-dependent cooling, and they all have been run in the context of the multiphase treatment for the gas component.
It is relevant to this study to mention that the energy feedback model has only one free input parameter. Within the model, we define for each star particle with associated SN explosions two gaseous phases in the following manner: a *cold* phase defined as the gas with $T < 2T_*$ and $\rho > 0.1\rho_*$ ($T_* = 4 \times 10^4$ K, $\rho_* = 7 \times 10^{-26}$ g cm^{-3}) and a *hot* phase formed by the remaining gas. The energy released in the explosions, as well as the metal content, are distributed into the cold and hot phases: the cold phase receives a fraction ϵ_c while the hot phase gets the remaining $\epsilon_h = 1-\epsilon_c$. Hence, the parameter ϵ_c (or ϵ_h equivalently) is the only free parameter to assume. Note that the value of ϵ_c is related to the power of the feedback. However, we note that the effects of varying its value are not completely linear, owing to the non trivial interplay among energy release, heating and cooling (see Scannapieco et al. 2005b).

Results

We analise here results for isolated disc galaxy simulations, in the virial mass range $10^{9.5} - 10^{12}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$. In Fig. 1 we show the evolution of the star formation rate for tests of $10^{12}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ (upper panel), $10^{10.5}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ (middle panel) and $10^{9.5}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ systems (lower panel). We have plotted the curves for experiments performed without including energy feedback (solid lines) and including feedback with an input parameter of $\epsilon_c = 0.5$ (dashed lines). These trends indicate that the inclusion of the model of SN energy feedback succeeds in regulating the star formation activity in galaxies. This is the result of the effects of the injection of energy into the interstellar gas: when SNe explosions take place, the gas is efficiently heated up and accelerated outwards. As a result, the cold gas density from which stars are formed decreases and the star formation rate is reduced. Note also that lower mass systems are more strongly affected, as expected since their potential wells are less efficient in retaining baryons (Larson 1974).
As it was mentioned before, SN feedback is responsible of heating up the gas in star forming regions and, consequently, of generating important outflows of material. Since these outflows originate in the center of the systems where the gas is highly enriched with metals, they can transport an important fraction of the chemical elements into the haloes and even beyond. This could in principle explain the observed presence of metals in the intergalactic medium. As an example, we show in Fig. 2 the edge-on projected gas metallicity distribution for our test of $10^{12}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ virial mass system just after the starburst. From this figure we can see that our model is able to enrich the regions outside the centre of galaxies. Also note that the generated outflows are mostly perpendicular to the disc plane.

Conclusions

We have presented results of the effects of SN feedback on the evolution of isolated disc galaxies of different mass, by using an extended version of the code GADGET-2 which includes a treatment of chemical and energy feedback by Supernova. We have shown that the model succeeds in generating a self-regulated star formation process, as a consequence of the triggering of strong outflows of material.
We found that the impact of SN feedback on galaxy formation depends on virial mass. Smaller systems are more strongly affected since they have shallower potential wells and hence are less efficient in retaining baryons. In particular, we found that the star formation rates of small systems such as dwarf galaxies can show a series of starbursts, in consistency with recent observational findings (Kauffmann et al. 2003; Tolstoy et al. 2003).
In our model, galactic outflows transport an important fraction of the metal content from the centre to the outskirts of galaxies. This is of crucial importance since it is observed that the intergalactic medium is contaminated with heavy metals. SN driven outflows such as those generated by our model constitute a natural explanation for this observational result.

Acknowledgments. This work was partially supported by the European Union's ALFA-II program, through LENAC, the Latin American European Net-

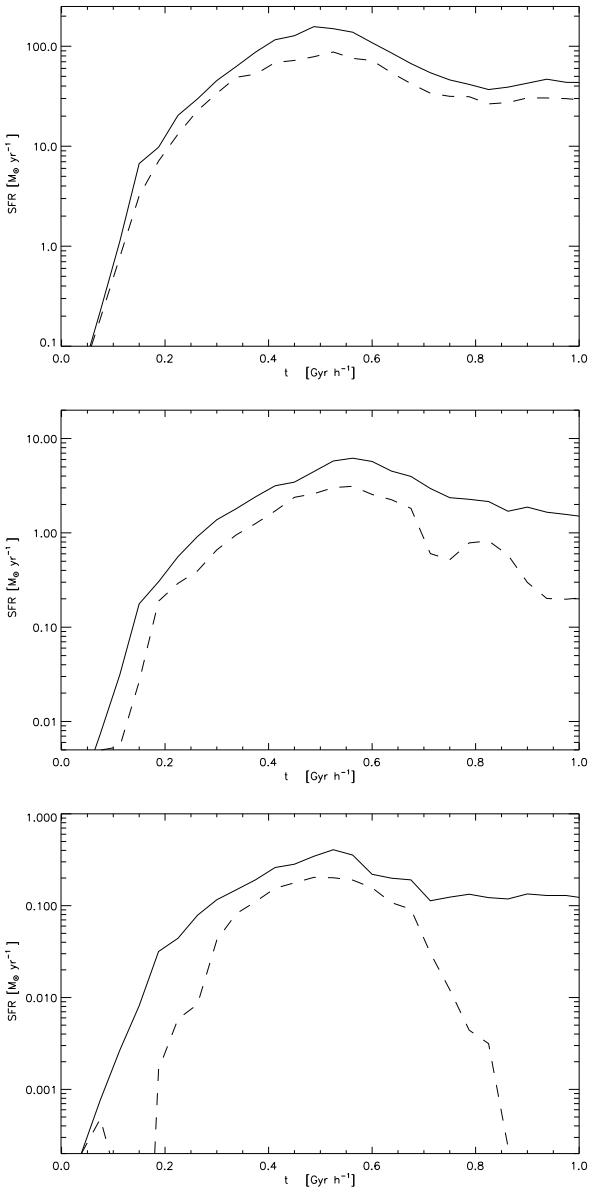


Figura 1. Evolution of the star formation rates for our tests of isolated rotating spheres with virial masses of $10^{12}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ (upper panel), $10^{10.5}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ (middle panel) and $10^{9.5}\ h^{-1}\ \mathrm{M}_\odot$ (lower panel). We have plotted the curves for experiments performed without including energy feedback (solid lines) and including feedback with an input parameter of $\epsilon_c = 0.5$ (dashed lines).

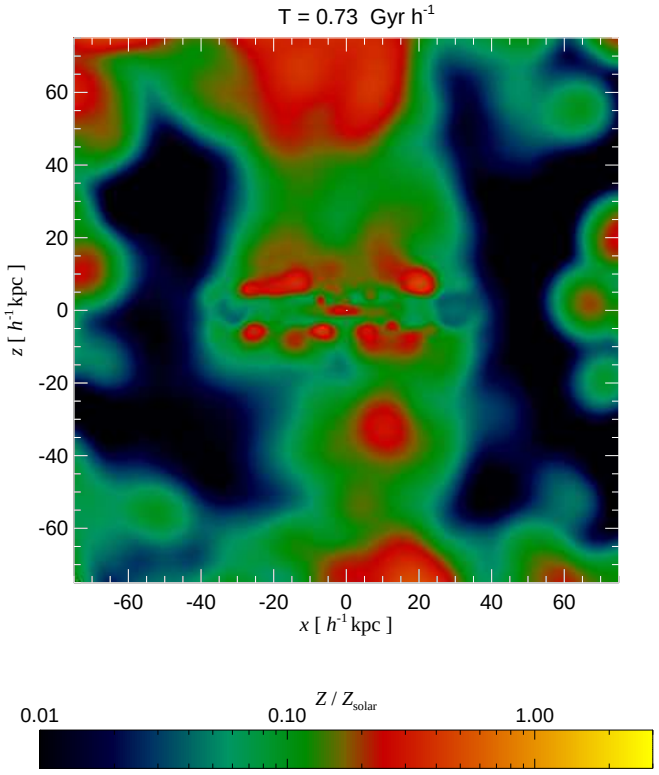


Figura 2. Edge-on gaseous metallicity distribution for our 10^{12} h^{-1} $M_{\odot}$ virial mass system run including the feedback model with an input parameter of $\epsilon_c = 0.5$ (dashed lines), after 0.75 Gyr h^{-1} of evolution. The metallicity scale is also shown.

work for Astrophysics and Cosmology. Simulations were run on Ingeld and HOPE PC-clusters at Institute for Astronomy and Space Physics. We acknowledge support from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia de Promoción de Ciencia y Tecnología, Fundación Antorchas and Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba. The authors thank the Aspen Center for Physics where part of the discussions of this work took place.

References

Gingold R.A., Monaghan J.J., 1977, MNRAS, 181, 375

Katz N., Gunn J.E., 1991, ApJ, 377, 365

Kauffmann G., et al., 2003, MNRAS, 341, 54

Larson R.B., 1974, MNRAS, 169, 229

Lucy L.B., 1977, ApJ, 82, 1013

Marri S., White S.D.M., 2003, MNRAS, 345, 561

Metzler C., Evrard A., 1994, ApJ, 437, 564

Navarro J.F., White S.D.M., 1993, MNRAS, 265, 271

Scannapieco C., Tissera P.B., White S.D.M., Springel V., 2005a, MNRAS, in press (astro-ph/0505440)

Scannapieco C., Tissera P.B., White S.D.M., Springel V., 2005b, in preparation

Scannapieco C., Tissera P.B., White S.D.M., Springel V., 2005c, *Proceedings for the Vth Marseille International Cosmology Conference: The Fabulous Destiny of Galaxies* (astro-ph/0509440)

Songaila A., Cowie L.L., 1996, ApJ, 112, 335

Springel V., Hernquist L., 2002, MNRAS, 333, 649

Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289

Tolstoy E., Venn K.A., Shetrone M., Primas F., Hill V., Kaufer A., Szeifert T., 2003, ApJ, 125, 707

Tytler D., Fan X.-M., Burles S., Cottrell L., Davis C., Kirkman D., Zuo L., 1995, *QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994*, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Gemini GMOS-MOS spectroscopy of Lyα-emitters at Z =5.7 – 6.0

S. Lipari[1], M. Ajiki[2], Y. Taniguchi[2], M. Bergmann[3], S. F. Sánchez[4], R. Terlevich[5], E. Mediavilla[6], H. Dottori[7] , J. Jahnke[8], B. García[6], J. Acosta[6], J. A. Ahumada[1] and W. Zheng[9]
[1]*Observatorio Astronómico de Córdoba and CONICET (lipari@oac.uncor.edu)*
[2]*Tohoku University, Japan*
[3]*Gemini Observatory, Chile*
[4]*Calar Alto Observatory, Spain*
[5]*Univ. of Cambridge, UK*
[6]*Inst. de Astrofísica de Canarias, Spain*
[7]*Univ. de Porto Alegre, Brazil*
[8]*Astrophysik. Inst. of Postdam, Germany*
[9]*Johns Hopkins Univ., USA*

Abstract. We present the first results recently obtained with Gemini GMOS-MOS spectroscopy of Lyα-emitters at redshift $z = 5.7$ – 6.0. This work is part of a programme to study spectroscopically with Gemini GMOS of a sample of 259 candidates to galaxies at redshifts up to 6.0. The sample comprises: (i) 17 Lyα-emitters (LAE) candidates at redshift 5.7; (ii) 4 LAE candidates at redshift 5.8; and (iii) 238 Lyman-Break galaxies and low-redshift emitter candidates, found in our very deep imaging survey, obtained with the Suprime-Camera on the Subaru Telescope. The LAE objects were carefully selected from strong emission-line sources found in the NB8160 and IA8275 narrow- and intermediate-band filter images. The Lyman break galaxies were selected using the deep broad-band images. This project is allowing us to study in detail: (i) the evolution of the star formation density at $z = 5.7$ – 6.0; and (ii) the galactic wind process at z up to 6.0. Finally, our central aim is to study –with GMOS-MOS– the nature and kinematics of the outflow processes at very high redshift and to test our proposed "composite hyperwind" scenario for the origin of extended blobs/halos.

Resumen. Se presentan los primeros resultados recientemente obtenidos con Gemini GMOS-MOS (espectroscopía multiobjeto) de emisoresLyα a corrimientos al rojo $z = 5.7$ – 6.0. Este trabajo forma parte de un programa de estudio espectroscópico con Gemini GMOS de 259 candidatos a galaxias con un corrimiento al rojo de hasta $z = 6.0$. La muestra consiste de: (i) 17 candidatos a LAE a $z = 5.7$; (ii) 4 candidatos a LAE a $z = 5.8$; y (iii) 238 candidatos a galaxias con "Lyman-Break", con bajos corrimientos al rojo. La muestra es parte de un amplio relevamiento llevado a cabo con imágenes del telescopio

Subaru. Los candidatos a LAE y "Lyman-Break" fueron seleccionados usando imágenes profundas obtenidas en banda intermedia y angosta (con los filtros NB8160 e IA8275) en el telescopio Subaru. Este estudio nos está permitiendo analizar: (i) la evolución de la tasa de densidad de formación estelar a muy altos z; y (ii) el rol de los vientos galácticos en la evolución temprana de galaxias y AGNs. Finalmente, nuestro propósito principal es estudiar flujos salientes a muy altos corrimientos al rojo, y en particular verificar nuestro modelo de *hipervientos compuestos* como el origen de los halos y burbujas en Lyα.

Introduction

One important astrophysical issue in modern astronomy is the exploration of the formation and early evolution of galaxies at $z > 5$, when the galaxies/QSOs formed, and where it is expected that the star formation rate is very high. With these aims in mind we began a project to study nearby star forming + galactic wind (GW) galaxies and distant Lyα-emitters (see Ajiki et al. 2002, 2003; Lipari et al. 2003, 2004a,c, 2005).
To improve the understanding of this issue, it is necessary to study the star formation and associated galactic winds in a well-defined sample of such forming galaxies at high redshift (e.g., Ajiki et al. 2004, 2003, 2002; Lipari et al. 2005; 2004a,c).

Observations

Very deep optical spectroscopy of LAE and Lyman-Break galaxy candidates (for one GMOS field) was obtained during one photometric night in February 2005, at the 8.1-m telescope in the Gemini South Observatory. Previously, GMOS pre-images were obtained in 2004 for 3 GMOS LAE fields. The telescope was used with the Gemini Multi Object Spectrograph (GMOS) in the multi-object mode (MOS; Allington-Smith et al. 2002). The observations were made in photometric conditions with seeing of $\sim$0.4–0.5″. We used the R600 grating in GMOS, which has a $\sim$180 km s^{-1} (FWHM) of spectral resolution.
The following software packages were used to reduce and analyse the data: GEMINI[1] and the R3D + EURO3D visualization tool.[2]

Results

1. The survey of Lyα-emitters

We have conducted a very deep imaging survey for LAE and Lyman-Break galaxies at $z = 5.7$ – 6.0 using the prime-focus camera (Suprime-Cam) on the

[1] GEMINI is the reduction and analysis software developed by the Gemini Observatory.

[2] R3D is the imaging analysis software developed at the Calar Alto Observatory. The EURO3D visualization tool is a software package for integral field spectroscopy, developed by the EURO3D Research Training Network.

Subaru Telescope (Ajiki et al. 2004, 2003, 2002), in the field of the high redshift QSO SDSSp J104433.04−012502.2 ($z = 5.8$). This survey is based in narrow-, intermediate-, and broad-band filter images. The narrow (NB8160) and intermediate (IA8275) filters cover Lyα at $z = 5.6$ – 5.8 and $z = 5.7$ – 6.0, respectively. This project is part of a more large Subaru programme, which gave a well-defined photometric sample of LAE candidates up to $z \sim 6.5$.
For Gemini, our sample consists of 259 candidates to galaxies at z up to 6.0. This sample comprises: (i) 17 LAE candidates at $z = 5.7$; (ii) 4 LAE candidates at $z = 5.8$; and (iii) 238 Lyman-Break galaxies and low-redshift emitter candidates. It is important to remark that two of the LAE candidates have already been confirmed as LAEs at $z = 5.655$ (J1044−0123; Taniguchi et al. 2003) and at $z = 5.687$ (J1044−0130; Ajiki et al. 2002). Furthermore, we detected in LAE J1044−0130 Lyα spectral features probably associated with the most distant galactic wind observed to date (Ajiki et al. 2002).

2. First results and the Main Goals of the Programme

At present, we have almost completed the reduction process of the first GMOS LAE field. The results are about 20 1D-spectra of very high redshift galaxy candidates. We are studying these data in order to: (i) confirm their redshift; (ii) analyse the emission line profile, flux, width, etc. With this information we are studying in detail –from spectroscopic data– the evolution of the galactic wind and star formation density at *very high z, when the galaxies and AGNs formed*. The main goals of this study in progress can be summarized as follows:

1. *The study of the star formation density evolution.* The understanding of the star formation density –specially, at high redshift– is one of the main goals of modern astrophysics (see Ajiki et al. 2004, 2003). If we finish this spectroscopic survey for our sample of LAE candidates, the final data set will be a catalogue of the largest number of galaxies at redshifts beyond 5. With this data set we can provide a "spectroscopic" estimate of the star formation density at $z = 5.7$ – 6.0.

2. *The study of the galactic wind evolution.* The role of the galactic wind in the formation of galaxies is also one important issue of extragalactic astronomy (Taniguchi and Shioya 2000; Lipari et al. 2005). From this spectroscopic survey, we obtained kinematical properties of very high-z LAEs. Such information is important because huge starburst activities emerge as superwinds with large emission line widths and profile asymmetries (especially at Lyα; Dawson et al. 2002; Ajiki et al. 2002), and small systems are expected to have very narrow lines (Taniguchi et al. 2003).

3. *The study of extended blobs at very high redshift.* One of our main goals is to study in detail the proposition that the presence of very extended Lyα blobs (of about 100–200 kpc) at high redshift is associated with "starburst-hyperwinds" (proposed by Taniguchi and Shioya 2000). Furthermore, from a recent study of the very extended shell/blob in the BAL QSO IRAS 04505−2958, we proposed that a "composite hyperwind" could be the origin of very extended shells/blobs (Lipari et al. 2005).

References

Ajiki M. et al. 2002, ApJ, 576, L25
Ajiki M. et al. 2003, AJ, 126, 2091
Ajiki M. et al. 2004, PASJ, 56, 597
Allington-Smith J. et al. 2002, PASP, 114, 892
Dawson W. et al. 2002, ApJ, 570, 92
Lipari S. et al. 2003, MNRAS, 340, 289
Lipari S. et al. 2004a, MNRAS, 348, 369
Lipari S. et al. 2004b, MNRAS, 354, L1
Lipari S. et al. 2004c, MNRAS, 355, 641
Lipari S. et al. 2005, MNRAS, 360, 416
Taniguchi Y., Shioya Y. 2000, ApJ, 532, L13
Taniguchi Y. et al. 2003, ApJ, 585 , L97

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Incidence of the host galaxy on the measurements of the optical linear polarization of blazars

I. Andruchow
IAR, Villa Elisa, La Plata, andru@irma.iar.unlp.edu.ar
S. A. Cellone
FCAGLP, UNLP, La Plata, scellone@fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar
G. E. Romero
IAR, Villa Elisa, La Plata, romero@irma.iar.unlp.edu.a

Abstract. The incidence of the host galaxy upon the measurements of the optical linear polarization of blazars is studied by means of a numerical simulation. The main result presented is an evaluation of the significance of the spurious variations of the fractional optical linear polarization measurement introduced by fluctuations in the atmospheric seeing. The models for the simulation contain a large range of galaxy luminosities and morphologies, as well as configurations of the observing instrument (in this case, we used a CASPROF-type photopolarimeter). Polarimetric observations using different configurations of the CASPROF photopolarimeter were carried out for the object PKS 0521-365. These observations were compared with the results generated by the simulation using the parameters reported in the literature for this object. Following our results, it is possible to make some recommendations for future observations of PKS 0521-365 and other objects of the same class.

Resumen. La incidencia de la galaxia anfitriona en las mediciones de la polarización lineal óptica se estudia mediante una simulación. El principal resultado es una evaluación de la importancia de las variaciones espúrias, introducidas por las fluctuaciones en el *seeing* atmosférico, en las medidas de la fracción de polarización lineal óptica. Los modelos de simulación comprenden un amplio rango de luminosidades y diferentes morfologías, así como distintas configuraciones del instrumento (en este caso, se plantea un fotopolarímetro del tipo CASPROF). Observaciones polarimétricas utilizando diferentes configuraciones del fotopolarímetro CASPROF se realizaron sobre el objeto PKS 0521-365. Estas observaciones se compararon con los resultados salidos de la simulación realizada utilizando los parámetros reportados en la literatura para este objeto. Siguiendo nuestros resultados, se dan algunas recomendaciones para observaciones futuras de esta clase.

Introduction

In the study of the microvariability (flux variations on time scales from minutes to hours) in the light coming from blazars is important to have a good time resolution in the light curves and as good quality in the data as possible. To achive this, it is necessary to know how the different sources of error influence in the mesurements. An important variabity spurious component is introduced by the atmospheric variations through the night. The seeing influences directly on the incidence of the host galaxy in the microvariability obsevations. For the differencial photometry, Cellone et al.(2000), made some recomendations for the diaphragm aperture to minimaze this effect. We present here a similar study to weigh the influence of the variation in the seeeing in the variation of the linear optical polarization.

Simulation

We developed a numerical simulation in order to convolve the function that represents the different components of the proposed model.
The host galaxies were assumed as giant ellipticals and well-described by a De-Vaucouleurs profile:

$$I = I_e e^{-7.67[(r/r_e)^{1/4}-1)]}, \tag{1}$$

were I_e is the effective intensity and r_e is the corresponding effective radius. The active nuclei was represented by a Dirac δ-function given in polar coordinates:

$$I = I_o \frac{\delta(r)}{\pi \mid r \mid}, \tag{2}$$

where I_o is the central intensity of the source and the Dirac function is centered at the center of the host galaxy. Both profiles were convolved with the PSF, assumed as a Gaussian:

$$\mathrm{PSF} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-(1/2)(r/\sigma)^2}. \tag{3}$$

These equations contain some parameters that need to be specified. Based on the recent surveys of blazars reported by Scarpa et al. (200), Urry et al. (2000) and Falomo et al. (2000), we take $r_e = 5$, 7.5 and 10 kpc, and $\Delta m_V = m_{\mathrm{Host},V} - m_{\mathrm{AGN},V} = -2, 0, 2$ mag (note that only the difference between these two magnitudes is needed due to the form of the equations). There is no evident correlation between the absolut magnitudes of the host galaxy and the AGN (see, for example, Pagani et al. (2003), Floyd et al. (2004)). Then, we locate the same configuration at different redshifts: $z = 0.05, 0.1, .025, 0.5$ and 1, assuming $H_o = 70$ km/s/Mpc and $q_o = -1/2$ for the underlying cosmological model. For the variation of the seeing, we take σ from 0.25 to 6 with a step of 0.25. The extreme values are not real ones, but they are rather taken to indicate the trend of the relevant phase-space evolution in both limits. To characterize the instrument, we took three different sizes for the diaphragm, $r_d = 2.8$, 5.6 and 8.5 arcsec. These three values indeed correspond to the first three sizes of the diaphragm of the CASPROF photopolarimeter, generally, all the instruments of

this kind have similar diaphragms. Finally, another important parameter is the percentage of flux from the AGN that is (intrinsically) polarized. This quantity is represented by α, and we take a range starting from $\alpha = 1\%$ and up to $\alpha = 50\%$. With all this information and for each combination of parameters, we calculate the Fractional Polarization (F.P.) of the source, as follow:

$$F.P. = \frac{\alpha F^c_{\rm AGN}(r_{\rm d})}{F^c_{\rm AGN}(r_{\rm d}) + F^c_{\rm Gal}(r_{\rm d})}. \quad (4)$$

As a preliminary result, we can see that the variations in the seeing during the observing night introduce an spurious variation component in the study of microvaribility optical linear polarization. In general, a smaller size of diaphragm allows the measurement of higher percentages of polarization. However, the smaller the diaphragm, the larger the influence of the night conditions (see as an example, Figure 1). In all cases, for typical variations of the seeing during a night, the best size of the diaphragm to have good data and to minimize the effects of the changes in the night condition, is $r_{\rm d} = 5.6$ arcsec.

It is also important to remark that, under the hypothesis of this model, it is possible to infer a lower limit for the intrinsic amount of polarized flux coming from the source. From a set of simulations for different values of α and the given value of seeing, the best fit to the corresponding observations can be obtained.

Particular case: PKS 0521-365

We have applied this method to the analysis of the observations of the blazar PKS 0521-365, which has a well-know host galaxy.
The observations were carried out using the 2.15-m Jorge Sahade telescope at CASLEO, San Juan, Argentina, during two consecutive nights on November 2002. These observations were part of a more extensive monitoring of the optical linear polarization of BL Lac objects (Andruchow et al. 2005). The data were collected using the CASPROF photopolarimeter, in an on-off regime, i.e., performing a target observation followed by a near-sky one to allow the corresponding subtraction of the contribution of the sky polarization. A few points (affected by Moon or bad weather conditions during the night) were removed after a first analysis. Off-target observations before and after the target pointing were interpolated to increase precision in the subtraction procedure. The seeing measurements were made with a DIMM (MEADE) placed close to the dome.
For each night, with the corresponding measurements of seeing, we obtain the expected variation in the fractional polarization (due only to night conditions) through simulations. To do this, we assume α=0.1 (based on the mean values of the observed polarization of the object) and $r_{\rm d}$=5.6 arcsecs (the same that we used for the observations of the source). In Figure 2 we present in the upper panels the simulated results for the polarization together with the seeing, and in the lower panels, the observed polarization for the two nights.

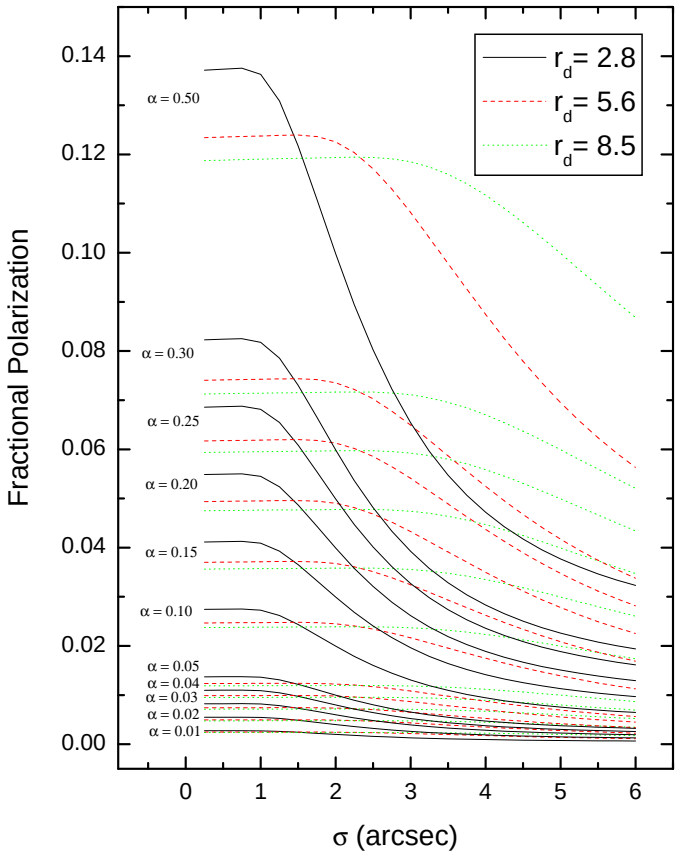


Figura 1. Simulated evolution of the fractional polarization as a function of the seeing under the assumption of the following parameters, corresponding to PKS 0521-365: $r_e = 2.8$ arcsec, $m_{V,HOST} = 14.99$, $m_{V,AGN} = 15.33$, $z = 0.055$. The three sizes of diaphragm considered are shown for each value of α.

Table 1
Observational microvariability results: statistical analysis

Date [d/m/y]	n	$< P >$ [%]	σ_P	$F.V.$	Δt [hs.]	V/NV
05/11/2002	6	3.05	0.769	0.331	2.1387	V
06/11/2002	8	2.88	0.105	0.054	2.1621	NV

Table 2
Simulated microvariability results: statistical analysis

Date [d/m/y]	n	$< P >$ [%]	σ_P	$F.V.$	Δt [hs.]	V/NV
05/11/2002	6	2.4	0.229	0.029	2.1387	NV
06/11/2002	8	2.21	0.365	0.090	1.1627	V

Table 1 shows that the observed polarization fraction varies through both nights (the statistical analysis used is the same as that presented by Andruchow et al. 2005). Table 2 shows that in the first night, the seeing conditions did not introduce a large variability in the fractional polarization. This implies that the observed variability must have an intrinsic origin. Reinforcing this conclusion is the fact that a constant value of α does not reproduce the observed evolution. During the second night, instead, the seeing conditions introduced spurious variability and larger observational errors, and thus a definitive conclusion upon intrinsic variability is pending. It also important to note that the seeing during the second night presented higher values. This causes the same variations in the seeing, produce higher variations in the fractional polarization. It is due to the fact that in this part of the curves F.P. vs. seeing , the slope is larger. As an additional information, in Table 3 we give the statistical analysis of the seeing variation over the nights. In column 1 we give the date of the observation; column 2 presents the mean value of the seeing; column 3 shows the standard deviation; column 4 gives the difference between the maximum and the minimum values; and column 5 presents the time between those extreme values.

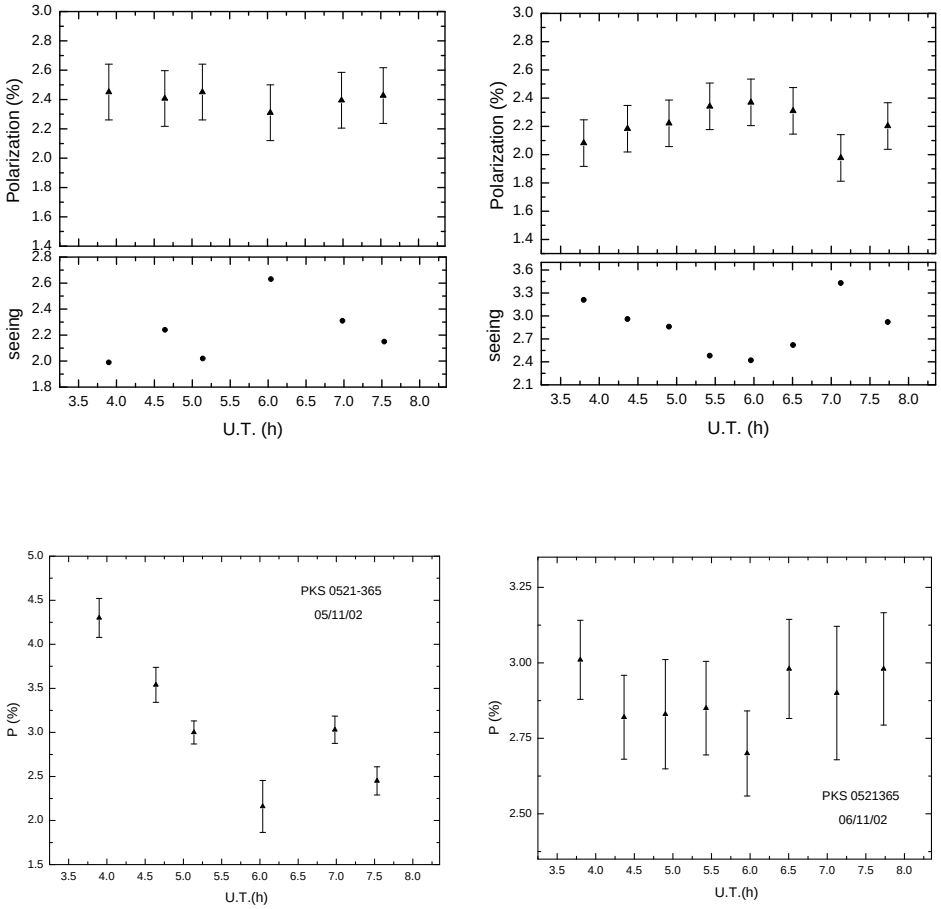


Figura 2. *Left column:* Top panel: Simulated polarization evolution due only to the variation in the seeing during the night of 05/11/2002. Mid panel: Corresponding seeing evolution. Lower Panel: Observational data. *Right column:* The same curves for the night of 06/11/2002.

Table 3
Statistical analysis of the variation in the seeing

Date [d/m/y]	$< \sigma >$ [arcsec.]	σ_σ	$\Delta\sigma$	*Deltat* [hs.]
05/11/2002	2.22	0.48	0.64	2.1387
06/11/2002	2.86	0.59	1.01	1.1627

Conclusion

We implemented a simulation to evaluate the influence of the variation in the night conditions in the studies of the microvariability of the linear optical polarization of blazars. Based on simple assumptions, we found that the variation in the seeing introduces an spurious variability component. This component is more important with smaller size of the diaphragm used to take the measurements. More accuracy variability curves for the object can be obtained knowing the seeing values during the observing night. It is also possible, following the proposed model, to put lower limits to the intrinsic polarization in the blazar coming from the source.

Acknowledgments. This work was supported by PICT 03-13291 (ANPCyT) and PIP 5375 (CONICET)

References

Andruchow, I.;Romero, G.E. & Cellone, S.A. 2005, A&A, 442, 97

Cellone, S. A; Romero, G. E. & Combi, J. A. 2000, AJ, 119, 1541

Falomo, R.; Scarpa, R.; Treves, A. & Urry, C. M. 2000, ApJ, 542, 731.

Floyd, D. J. E.; Kukula, M. J.; Dunlop, J. S.; McLure, R. J.; Miller, L.; Percival, W. J.; Baum, S. A. & O'Dea, C. P. 2004, MNRAS, 355, 196.

Pagani, C.; Falomo, R. & Treves, A. 2003, ApJ, 596, 830.

Scarpa, R.; Urry, C. M.; Falomo, R.; Pesce, J. E. & Treves, A. 2000, ApJ, 532, 740.

Urry, C. M.; Scarpa, R.; O'Dowd, M.; Falomo, R.; Pesce, J. E. & Treves, A. 2000. ApJ, 532, 816.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Study of the origin of the luminosity-metallicity and the stellar mass-metallicity relations in hierarchical universes

María Emilia De Rossi
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Ciudad de Buenos Aires, Argentina, derossi@iafe.uba.ar
Patricia Beatriz Tissera
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Ciudad de Buenos Aires, Argentina, patricia@iafe.uba.ar
Cecilia Scannapieco
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Ciudad de Buenos Aires, Argentina, cecilia@iafe.uba.ar

Abstract. In this work, we study the Luminosity-Metallicity relation (LMR) and the Stellar Mass-Metallicity relation (MMR) of galactic systems in a hierarhical clustering scenario. We performed numerical hydrodynamical simulations with the chemical GADGET-2 of Scannapieco et al.(2005) in a ΛCDM universe. We found that our simulated galactic systems reproduce the observed local LMR and its evolution in zero point and slope. The simulated MMR is also in agreement with recent observational results. From the analysis of the evolution of the MMR, we found a characteristic mass at $\approx 10^{10.2} M_{\odot}\, h^{-1}$ which separates two galactic populations with different astrophysical properties. More massive systems tend to have their stars formed at $z > 2$ and show less evolution than smaller systems. Hence, this characteristic mass is determined by the formation of the structure in a hierarchical scenario. Our results also suggest the need for efficient supernova feedback.

Resumen. En este trabajo, estudiamos la relación Luminosidad-Metalicidad (LMR) y la relación Masa Estelar-Metalicidad (MMR) de los sistemas galácticos en un modelo de agregación jerárquica. Realizamos simulaciones numéricas hidrodinámicas con el código químico GADGET-2 de Scannapieco et al. (2005) en un universo ΛCDM. Encontramos que nuestros sistemas galácticos simulados reproducen la LMR local y su evolución en el punto cero y la pendiente. La MMR simulada está también en acuerdo con resultados observacionales recientes. A partir del análisis de la evolución de la MMR, hallamos una masa característica en $\approx 10^{10.2} M_{\odot}\, h^{-1}$, la cual separa dos poblaciones galácticas con diferentes propiedades astrofísicas. Los sistemas más masivos tienden a formar sus estrellas a $z > 2$ y muestran menor evolución que los sistemas pequeños. Entonces, esta masa característica es determinada por la formación de la estructura en un universo jerárquico. Nuestros resultados sugieren también la necesidad de un importante *feedback* por supernovas.

Introduction

Determining the chemical composition of galaxies is of fundamental importance for tracing back the history of evolution of galaxies. In particular, the LMR has been widely studied in the Local Universe. Metallicities are tightly related with the luminosities of galaxies in such a way, that brighter systems have higher abundances (Lamareille et al. 2004). Furthermore, recent studies have also suggested that this relation extends to intermediate redshifts but displaced towards lower metallicities and higher luminosities (Kobulnicky et al. 2003).
When studying galaxy evolution, stellar mass is a better parameter than luminosity. However, because of the difficulties in obtaining stellar masses, most studies have used luminosity as a surrogate. Recently, though, Tremonti et al. (2004) have estimated the relation between metallicity and stellar mass in the Local Universe. The authors found a strong correlation extended over 2 dex in stellar mass and a factor of 10 in metallicity.
In this work, we study the evolution of the MMR and the LMR by employing numerical chemo-dynamical simulations which allow to describe the nonlineal growth of structure simultaneously with the enrichment of the interstellar medium in a cosmological framework.

Results and discussion

We have run numerical simulations by using the chemical GADGET-2 of Scannapieco et al. (2005). A ΛCDM cosmological model (Ω=0.3, Λ=0.7, Ω_b=0.04 and H_0=100 h km s^{-1} Mpc^{-1} with h=0.7) was assumed, according to which galaxies formed by the hierarchical aggregation of substructures. We have analysed two realizations of the power spectrum in a 10 Mpc h^{-1} side box, initially resolved with 2×160^3 (S160) and 2×80^3 (S80) particles, corresponding to mass resolutions of 2.71×10^6 M$_\odot$ h^{-1} and 2.17×10^7 M$_\odot$ h^{-1} for the gas phase and 1.76×10^7 M$_\odot$ h^{-1} and 1.41×10^8 M$_\odot$ h^{-1} for dark matter respectively.
A Salpeter Initial Mass Function has been assumed with upper and lower limits of 40 M$_\odot$ and 0.1 M$_\odot$, respectively. The chemical model includes metal-dependent radiative cooling, star formation and chemical enrichment by supernovae II and Ia (Scannapieco et al. 2005).
Galactic objects were identified by applying an identification algorithm that combines the friends-of-friends technique and the contrast density criterium of White, Efstathiou & Frenk (1993). Dynamical and chemical properties were estimated at the optical radius calculated accordingly to the standard definition as the radius which contains the 83% of the baryonic mass of the system (Tissera et al. 2005). Colours and magnitudes of galactic systems were calculated by resorting to population synthesis models (see De Rossi et al. 2006 in preparation).
Our simulations predict a linear correlation between oxygen abundance and luminosity which is in good agreement with the observational results. We have also found an evolution in the LMR in such a way that the slope increases and the zero point decreases with redshift consistently with the findings of Kobulnicky & Kewley (2004), among others. In particular, we decided to work with the I-band because it is less affected by extinction and can be more directly related

with the underlying mass distributions. Our results indicate that at a given chemical abundance, galactic systems are ~ 3 dex brighter at $z = 3$ compared to $z = 0$, with the larger evolution at fainter magnitudes. Futhermore, we have encountered a mean evolution in the chemical abundances of galactic systems of ~ 1.6 dex for brighter magnitudes and ~ 2.5 dex for faint ones, from $z = 3$ to $z = 0$.

We have also analysed the MMR for simulated galactic systems, obtaining similar trends to those found by Tremonti et al. (2004) in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) but with a displacement of -0.25 dex in the zero point. This last difference may be explained taking into account that the SDSS explored only the central regions of galaxies which could lead to an overestimation of their metal content. Galactic abundances derived from simulations tend to increase with stellar mass which is also consistent with the observed behaviour. However, we obtained an excess of metals in the lower mass end which could be due to the absence of supernovae energy feedback in our model.

We have determined a characteristic stellar mass at $M_c = 10^{10.2}$ $\mathrm{M}_{\odot}\, h^{-1}$ where a change in the curvature of the MMR occurs. This characteristic mass, which corresponds to an oxygen abundance of ~ 8.7 dex, has been obtained by estimating where the residuals of the linear fits depart systematically from zero. It is important to note that this mass is similar to the characteristic mass derived from the SDSS by Tremonti et al. (2004) and Gallazzi et al.(2005).

In addition, we have found that the MMR exhibits the same general patterns from $z = 3$ to $z = 0$, but with a displacement towards higher abundances as redshift decreases. The characteristic stellar mass M_c remains almost unchanged with time and only its corresponding chemical abundance evolves by 0.05 dex in the same redshift range. The major departure from the local MMR occurs for smaller systems which increase their chemical content by ~ 0.10 dex. On the other hand, massive systems show less evolution with variations of ~ 0.05 from $z = 3$ to $z = 0$.

We have also studied the Metallicity-optical Velocity Relation (MVR) finding a well defined correlation from $z = 3$ to $z = 0$. However, a higher level of evolution has been found in the MVR when compared to the MMR. Fast rotators show an enrichment of ~ 0.18 dex from $z = 3$ to $z = 0$ while at lower metallicities the variations are of ~ 0.28 dex. This significant evolution of the MVR is a consequence of the increase of the mean density of the Universe at high redshift, so that at a fix stellar mass, systems need to concentrate more in order to fullfill the contrast density criterium and, hence, galaxies reach higher velocities. The larger evolution showed by the simulated MVR, when compared with the MMR, shows that the second is more fundamental in the sense that it is not strongly dependent on the cosmic epoch (see Tissera, De Rossi & Scannapieco 2005 for details).

By analysing the merger trees of systems at $z = 0$, we have encountered that the features of the MMR can be traced back in time taking into account the mergers and interaction history of galaxies within the hierarchical aggregation picture. More massive systems transform most of their gas into stars at high redshifts and experience important mergers. At lower redshifts, these galactic objects are saturated of stars, so that, while their stellar mass largely increases in a merger event, their metallicity remains basically unchanged. On the other

hand, less massive systems form their stars in a more passive way or by rich-gas mergers leading to a more tight correlation between metallicity and stellar mass.

Conclusions

We have estimated the MMR, the LMR and the MVR correlations finding similars trends to those detected in observations. These relations evolve with redshift with the major changes driven by less massive systems in consistency with the downsizing scenario.
We have found an excess of metals for lower masses which could be attributed to the lack of an energy feedback treatment in our simulations.
A characteristic stellar mass $M_c \sim 10^{10.2} M_{\odot} h^{-1}$ has been determined at which the MMR flattens. This mass is in good agreement with the one found by Tremonti et al (2004) and Gallazzi et al. (2005).
Our results suggest that the features of the MMR are tightly related to the hierarchical aggregation scenario in which galaxies form.

Acknowledgments. We are grateful to CONICET, Fundación Antorchas and LENAC. The simulations were performed on Ingeld PC cluster and on HOPE cluster at IAFE (Argentina).

References

Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., White, S. D. M., Tremonti, C., 2005, MNRAS, accepted (astroph/0506539)

Kobulnicky, H. A., Willmer, C. N. A., Phillips, A. C., Koo, D. C., Faber, S. M. et al. 2003, ApJ 599, 1006

Kobulnicki, H. A., Kewley, L. J. 2004, ApJ 617, 240

Lamareille, F., Mouhcine, M., Contini, T., Lewis, I., Maddox, S. 2004, MNRAS, 350, 396

Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., Springel, V., 2005, MNRAS, accepted (astroph/0505440)

Tissera, P. B., De Rossi, M. E., Scannapieco, C., 2005, MNRAS, 364, 38L

Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S. et al. 2004, ApJ 613,898

White, S. D. M., Efstathiou, G. & Frenk, C. S., 1993, MNRAS, 262, 1023

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Cinemática de galaxias tardías en fusión menor

Germán Gimeno
OAC, U.N.C. y CONICET, Argentina, gergim@oac.uncor.edu
Rubén Díaz
OAC, U.N.C. y CONICET, Argentina, diaz@oac.uncor.edu
Gustavo Carranza
FaMAF, U.N.C. y CONICET, Argentina, carranza@oac.uncor.edu

Abstract. We report preliminary results from the observation of disk galaxies undergoing minor merger events, made with JKT 1m. and CASLeo 2.15m telescopes. In this contribution we analyzed the kynematics and report the masses and M/L ratios in the I-band of MCG+00-12-73.
Resumen. Se presentan resultados preliminares de observaciones fotométricas y espectroscópicas de galaxias espirales en fusión menor y/o captura. Las observaciones fueron realizadas con los telescopios JKT de 1m, y CASLEO de 2.15m. Se realizó el análisis de cinemática de estos sistemas y se determinaron las masas y los cocientes masa-luminosidad en la banda I para las galaxias hospederas, así como para los núcleos secundarios. En el presente trabajo se exponen resultados para el sistema MCG +00-12-73.

Introducción

Desde 1998 estamos realizando observaciones fotométricas y espectroscópicas de galaxias tardías candidatas a ser sistemas resultantes de fusiones menores y/o capturas (Gimeno et al. 2004 y referencias icluídas). A la fecha se llevan observados más de 40 objetos, la mayoría de cuyos datos se encuentran en etapa de procesamiento y/o análisis, con algunos resultados definitivos ya obtenidos. Para muchos de los objetos por ejemplo, se cuenta con las primeras determinaciones de velocidad radial existentes.
La fusiones menores de galaxias han recibido atención creciente en la última década, particularmente en relacion al proceso de fricción dinámica (e.g. Cora et al. 1997, y referencias incluídas), al tamaño y forma de los halos de materia oscura (Peñarrubia-Garrido 2003) y a la evolución de galaxias (Ibata 2002). Hay, sin embargo, relativamente pocos estudios observacionales frente a la gran cantidad de trabajos teóricos. El principal objetivo de esta investigación es encontrar valores de las masas y las luminosidades de las galaxias principal y la capturada, asi como la cinemática del sistema, mediante observaciones fotométricas y espectroscópicas. De esta manera, se pretende encontrar relaciones que impongan vinculos para la evolucion del sistema, en particular para la duración del estadio de nucleo doble.

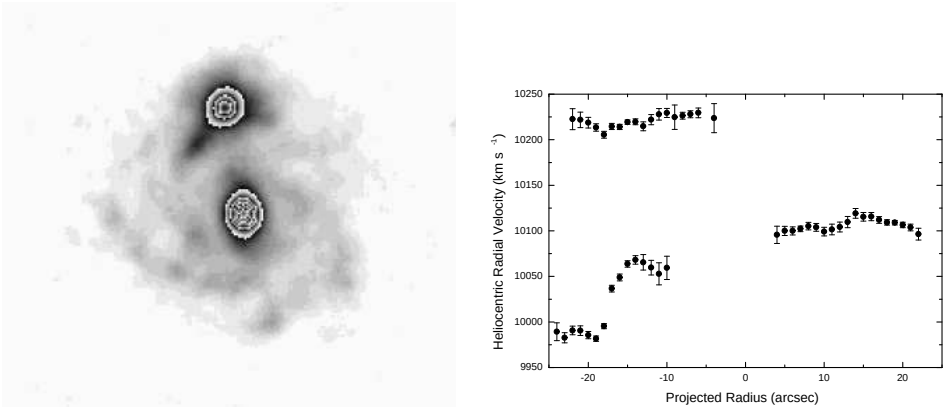


Figura 1. *Izquierda:* Imagen B de MCG+00-12-73 tomada con el telescopio JKT. La escala es $1'.8 \times 1'.8$. El N está arriba y el E a la izquierda. *Derecha:* Curva de velocidad radial observada en p.a.=13°. Nótese la curva de rotación bien definida de la galaxia secundaria.

Observaciones y resultados

Las imágenes fueron realizadas con el telescopio de 1m JKT del Observatorio Norte Europeo en octubre de 2000. Los espectros con ranura larga se obtuvieron con el espectrógrafo REOSC instalado en el telescopio de 2.15m del CASLEO (detalles de los precedimientos empleados en Gimeno at al. 2006)
La figura 1 muestra la imagen de MCG +00-12-73. Se trata de una espiral tipo Sc, sobre el disco de la cual se superpone una compañera más pequeña, semejante en tamaño y luminosidad al núcleo de la espiral. Los ángulos de posición observados fueron 13°(a lo largo de los núcleos), y 106°. La curva de velocidad radial obtenida para p.a.= 13°se muestra en la figura 1. El valor correcto para la velocidad radial sistemática es de 10156 km/s, en contraste con la reportada por Arp y Sulentic (1985), de 4972 km/s.
A partir de las curvas de velocidad radial en los dos ángulos de posición se determinaron los valores correctos para la inclinación del disco de la galaxia y el ángulo de posición del eje mayor aparente. Los resultados se resumen en la tabla 1.

Análisis y discusión

1. MCG +00-12-73 A

Para determinar la distribución de masa, se complementaron los resultados del ajuste de la curva de rotación con los de la fotometría superficial. La curva de rotación, construida a partir de los espectros se muestra en la figura 2. Se muestra también la curva teórica obtenida de un modelo que combina el potencial de un sistema esférico para el bulbo, originado en una distribución de densidad que reproduce la ley $r^{1/4}$ en un amplo rango (Dehnen 1993), con el potencial de un disco cuya densidad superficial de masa es exponencial (Freeman 1970, Binney

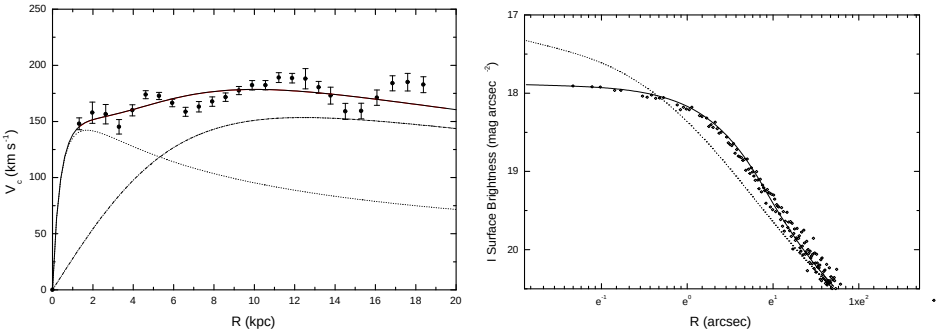


Figura 2. *Izquierda:* Curva de rotación de MCG +00-12-73. La región más externa de la curva de rotación refleja la distorsión producto de la interacción con la galaxia capturada. La línea clara representa el ajuste de la curva de rotación del modelo ajustado. *Derecha:* Perfil de brillo superficial observado de la región central de MCG+00-12-73 en la banda I (rombos); perfil intrínseco teórico (línea de trazos) y perfil intrínseco teórico convolucionado con la PSF (línea continua).

& Tremaine 1987). De esta manera, quedan unívocamente determinadas la masa y el cociente M/L (asumido constante) de cada subsistema (el procedimiento se detalla en Gimeno et al. (2006)). Ahora bien, el perfil observado es el resultado de la convolución de la distribución de intensidad intrínseca con la función de dispersión de punto (PSF), la cual está dominada por el *seeing* atmosférico e instrumental. Si se desea determinar la distribución intrínseca de luminosidad y cantidades de ella derivables, es necesario tener en cuenta estos efectos (e.g. Schweizer 1979). Para ello se ajustó al perfil observado, el perfil originado por la distribución teórica convolucionado con la PSF obtenida de las imágenes estelares en la misma exposición. Los detalles del procedimiento se exponen en Gimeno et al. (2006). A modo de ejemplo se muestra el caso del bulbo de MCG +00-12-73 en la figura 2. Los resultados del análisis se detallan en la tabla 2. La masa total obtenida para MCG +00-12-73 A es M_A=1.22×10^{11} $M_\odot$.

2. MCG +00-12-73 B: estimaciones de la masa

La magnitud de la compañera se determinó a partir de su flujo luego de restarle la porción correspondiente de disco subyacente, y a partir del valor obtenido se calculó un valor para la masa asumiendo una razón M/L igual a la del bulbo de la galaxia primaria. El resultado es 0.279×10^{11} $M_\odot$.

Se realizó una segunda determinación de la masa de MCG +00-12-73 B a partir de su única curva de rotación disponible. Ahora bien, la inclinación del plano de rotación es desconocida, de manera que sólo puede obtenerse una estimación cruda, por ejemplo a partir de M =$(32/3\pi)R(\Delta V_R)^2$ (e.g. Karachentsev 1985). Esta arroja un valor de 0.53×10^{11} $M_\odot$. Finalmente y aplicando la misma ecuación pero al sistema completo, tratado como un par de galaxias, se obtiene M_B=0.48×10^{11} $M_\odot$, con el consiguiente M/L_I=1.8 para MCG +00-12-73 B. Próximas observaciones en diferentes ángulos de posición ayudarán a determinar la inclinación del plano de rotación y restringir las cotas para la masa; de cualquier manera, dos de las tres estimaciones de masa realizadas para MCG

+00-12-73 B indicarían que esta es casi la mitad de la masa de la primaria, en cuyo caso estaríamos frente a unas fusíon de galaxias de masas comparables y no una captura. Por otro lado, la relativa regularidad observada en la morfología y la cinemática -no hay distorsiones ni efectos de marea notables, y las curvas de rotación aparecen resueltas y simétricas- implicaría que la interacción se encuntra en sus etapas iniciales.

Tabla 1
MCG+00-12-73: Propiedades globales.

B	15.01±0.05
I	12.90±0.05
V_{sys}	(10156±15) km/s
M_B	-20.90±0.05
M_I	-22.91±0.05
i	(46±5)°
$p.a.$	(71±2)°

Tabla 2
MCG+00-12-73 A

Disco				*Bulbo*			
M/L_I	Σ_0	R_d	M_d	M/L_I	ρ_0	R_e	M_d
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
2.2	400	6.22 ± 0.08	0.97 ± 0.05	1.5	10	3.78 ± 0.05	0.25 ± 0.05

(1) Razón masa-luminosidad del disco en banda I en unidades solares.
(2) Densidad superficial de masa en el centro del disco, en masas solares/pc^2.
(3) Radio de escala del disco en kpc.
(4) Masa total del disco en 10^{11} masas solares.
(5) Razón masa-luminosidad en banda I, en unidades solares.
(6) Densidad central de masa del bulbo, en masas solares/pc^3.
(7) Radio efectivo del bulbo en kpc.
(8) Masa total del bulbo, en 10^{11} masas solares.

Referencias

Arp, H. & Sulentic, J. 1985, ApJ , 291, 88
Binney J. & Tremaine S. 1987, "Galactic Dynamics", Princeton University Press
Cora S., Muzzio J. C. & Vergne M. 1997, MNRAS 289, 253
Dehnen W. 1993, MNRAS 256, 250
Freeman K. 1970, ApJ 160, 811
Gimeno G., Díaz R., & Carranza G. 2006, en preparación.
Gimeno G., Díaz R., & Carranza G. 2004, AJ 128, 62

Ibata R. 2002, in ASP Conf. Ser. 275, Disk of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations, ed. E. Athanassoula, A. Bosma & R. Mujica, 431

Karachentsev I. 1985, Astron. Zh. 62, 417

Peñarrubia-Garrido J. M. 2003, Tesis de Doctorado, Ruperto-Carola Univ. of Heidelberg, Alemania.

Schweizer F. 1979, ApJ 233, 23

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Am 0459–340, un sistema peculiar de tipo M 51, en un estado avanzado de la interacción

Guillermo I. Günthardt
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina, gunth@mail.oac.uncor.edu
Secyt, Universidad Nacional de Córdoba
Rubén J. Díaz
Observatorio Astronómico y CONICET. Universidad Nacional de Cordoba.diaz@mail.oac.uncor.edu
Gemini Observatory. Southern Operations Center, c/o AURA, La Serena,Chile.
Estela L. Agüero
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina, aguero@mail.oac.uncor.edu

Abstract. As part of a systematic study of M 51 type galaxies, we present in this work spectroscopic results of the interacting system AM 0459-340, which is in an advanced stage of the interaction phase, in which a long tidal arm links the main galaxy with the satellite. We determined the excitation mechanisms that take place in both galaxies, as well as the oxygen and nitrogen abundances of the nuclear region and neighboring zones. An interpretation of the Hα profile is made, and also of the equivalent widths in Hα obtained from their integrated spectra. Finally, the radial velocity distributions along the main axis of both galaxies are analyzed.

Resumen. Como parte de un estudio sistemático de objetos de tipo M 51, presentamos en este trabajo resultados espectroscópicos correspondientes al sistema interactuante AM 0459-340, el cual se encuentra en un estado avanzado de la interacción, etapa en la cual un largo brazo de marea conecta la galaxia principal con la satélite. Se determinan los mecanismos de excitación dominantes en ambas galaxias, se derivan abundancias de oxígeno y nitrógeno para las regiones nucleares y regiones vecinas, y se realiza una interpretación del perfil en Hα, así como de los anchos equivalentes en Hα obtenidos de los espectros integrados. Finalmente se analizan las distribuciones de velocidades radiales determinadas para las dos galaxias, a lo largo de sus ejes mayores.

Observaciones y Resultados

El sistema AM 0459-340 (Fig.1) es un objeto interactuante del tipo M51, de luminosidad moderada en el infrarrojo ($L_{IR} = 1.8 \times 10^{10}\ L_{\odot}$). La galaxia principal (clasificada como espiral no definida en el catálogo RC3) presenta una inclinación de aproximadamente 63" entre el ángulo del eje polar y la dirección de la visual,

mientras que su orientación es NE-SW. Del extremo NE se extiende una extensa cola tidal hasta la pequeña galaxia satélite, la cual presenta una extensión no mayor a los 25" y con una orientación E-W. La visual de la galaxia satélite es prácticamente de canto, y posee un brazo/puente en dirección Este, levemente curvado hacia el norte, conectando con una muy pequeña condensación, la cual es visible en las placas del DSS en el azul, aunque no en imágenes en I.R.. El eje mayor de la principal, PA = 28°, es de aproximadamente 1' de extensión. Es visible en imágenes en banda I y especialmente en imágenes del NIR (2-mass), una estructura barreada con PA=140°, a partir de cuyos extremos se originan aparentemente dos brazos.

Se hicieron observaciones espectroscópicas en CASLEO en octubre de 2004, con el telescopio de 2.15 m, y el espectrógrafo REOSC en dispersión simple (ranura de 2.8" x 348"). Se utilizaron redes de 300 l/mm y 1200 l/mm. Con la red de 300 l/mm, se cubrió el rango 3700-7000 Å y se observaron ambas galaxias a lo largo de sus ejes mayores, mientras que con la red de 1200 l/mm, sólo se observó la principal orientando la ranura según el eje mayor. Queda pendiente para un próximo turno de observación el estudio de la estructura barreada. Se obtuvieron espectros de las regiones nucleares de ambas galaxia y de regiones vecinas. Se midieron los flujos de las principales líneas de emisión presentes, los que fueron corregidos por extinción interna utilizando las curvas de Seaton (1979). Los espectros obtenidos en todas las regiones estudiadas son característicos de actividad starburst, con un continuo que se eleva hacia longitudes de onda más cortas. Se realizó la sustracción de espectros templates de Bica (1988), para descontar la componente estelar subyacente. En la mayoría de los espectros de ambas galaxias se pudo ajustar el template s7, el cual posee una contribución principal de estrellas del tipo espectral "A". Los cocientes de línea utilizados en el diagrama de diagnóstico clásico de Veilleux & Osterbrock (1987), corresponden a emisión tipo región H II, para todas las regiones estudiadas.

Analizamos la distribución del flujo Hα según los ejes mayores de las dos galaxias. La actividad de formación estelar actual está bien representada por la emisión en Hα. El perfil en Hα indica una actividad intensa en la región central de la galaxia principal, aunque también se observa un pico en la notoria región de emisión ubicada en el brazo sur. La emisión en Hα en la galaxia satélite es importante en la región central de la galaxia, aunque se hace también manifiesta en el brazo y en la condensación norte.

Del espectro integrado de la galaxia mayor, obtenemos un ancho equivalente en Hα y Hα + [N II], EW(Hα) = 78 Å y EW((Hα)+[NII])= 105 Å, mientras que el espectro integrado de la saté lite presenta un EW(Hα) = 125 Å, valores que reflejan una alta actividad de formación estelar en ambos objetos, comparados con los valores que corresponden a galaxias aisladas.

Utilizando las calibraciones semiempíricas de Edmunds & Pagel (1984) se obtuvieron las abundancias de oxígeno y nitrógeno según los ejes mayores de ambas galaxias. La distribución de la abundancia del oxígeno en la galaxia principal es tal que, en términos generales, la abundancia se mantiene aproximadamente constante (12 + log(O/H)) $\sim$ 8.70 dex en los 6" centrales, con una ligera depresión en la región central, en la zona de la barra. Hacia el suroeste la abundancia decae rápidamente (0.065 dex/kpc.). También decrece la abundancia hacia el noreste. La distribución del nitrógeno presenta un comportamiento similar a

la del oxígeno, aunque la disminución en la abundancia, en la región central, es mucho más marcada en el caso del nitrógeno.
A diferencia de la galaxia mayor, la distribución de la abundancia de oxígeno de la satélite se mantiene prácticamente constante a lo largo de la extensión de la misma (debido a la baja relación señal ruido de los espectros correspondientes a la zona del puente y de la condensación norte que conecta, no fue posible obtener abundancias de estas zonas), con un valor de abundancia del oxígeno algo menor, de 8.48 dex, siendo similar al valor de abundancia encontrado en la principal, correspondiente al punto noreste más alejado del centro de esta galaxia. Una situación similar hemos encontrado anteriormente, para el objeto interactuante VV 410, también de tipo M 51, en el que, como en este caso, no se puede descartar la posibilidad de circulación de material durante la interacción.
La distribución de abundancias de nitrógeno en la galaxia satélite es, al igual que la del oxígeno, prácticamente constante y también encontramos que los puntos más externos en la galaxia principal poseen abundancias similares a los de la galaxia satélite.
Los valores más elevados de abundancias encontrados en la galaxia principal con respecto a la satélite, y el hecho de que los anchos equivalentes sean mayores en la satélite, estarían indicando la existencia de una población estelar subyacente más evolucionada en la principal, lo cual es similar a lo encontrado en otros sistemas peculiares de este tipo.
Se determinaron las velocidades radiales heliocéntricas (Figura 2) de la galaxia principal, a lo largo del eje mayor, ajustando a la línea Hα perfiles gaussianos. Su distribución de velocidades presenta una gran asimetría, con respecto a la región nuclear. El gradiente de velocidades que corresponde a la rama NE es elevado, con un valor de unos 35 km/s/kpc., alcanzando el máximo a los 10" del centro, con una diferencia de 80 km/s con respecto a la velocidad del punto central. El gradiente de velocidades es mucho menor en la rama SW, con sólo 8 km/s/kpc., y el máximo de velocidad se alcanza a los 20" del centro, con una diferencia de 94 km/s. Esta notable diferencia en los gradientes, y que como consecuencia se alcance el máximo de velocidad en la rama SW al doble de distancia del centro que la rama NE, sería una consecuencia de la perturbación gravitatoria causada por la galaxia satélite.
La galaxia satélite presenta una distribución de velocidades de aproximadamente cuerpo rígido, en la mayor parte de la extensión de su cuerpo principal. Si consideramos los puntos ubicados hacia el Este, sobre el pequeño puente que conecta con el objeto hacia el N, vemos que el gradiente de velocidades se incrementa, alcanzando el punto ubicado más hacia el Este, una diferencia de 190 km/seg, con respecto al centro. Este corte que se observa en las velocidades radiales, podría significar que el material ubicado en esta región podría no estar ligado gravitacionalmente a la galaxia satélite.

Referencias

Edmunds, M. J. & Pagel, B. E. J. 1984, MNRAS 211, 507.
Bica, E. 1988, A&A, 195, 76.
Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73.

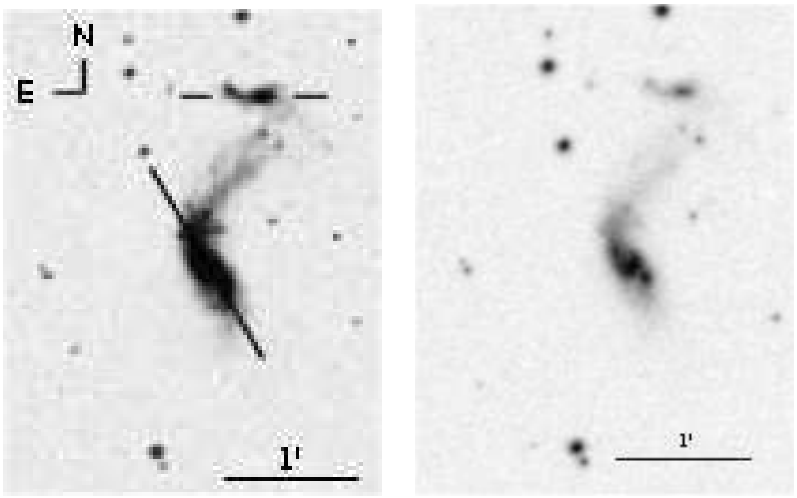


Figura 1. *Izquierda:* Imagen en azul (DSS) del sistema AM 0459-340, en la que se encuentran marcados los ángulos de posición según los cuales se obtuvieron los espectros de ambas galaxias. *Derecha:* Placa del DSS sensible en el rojo: en la misma se puede apreciar una barra aparente o pseudo barra y lo que parecerían dos brazos que parten de sus extremos. En el brazo sur se ve claramente la región de emisión mencionada en el texto.

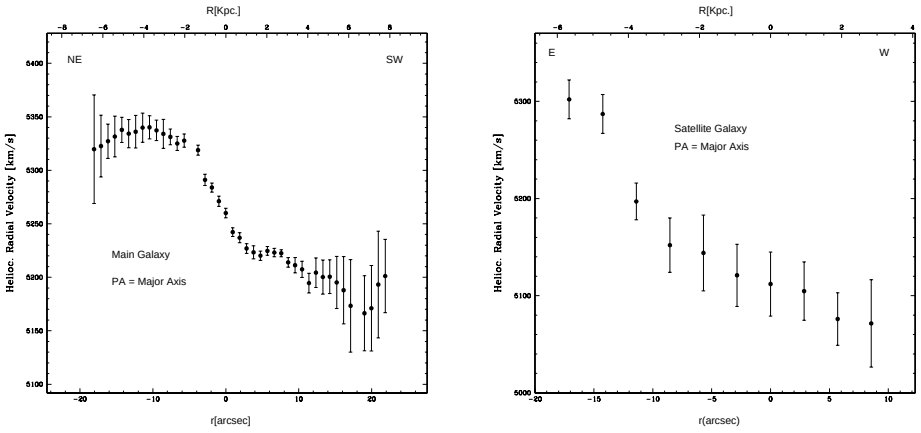


Figura 2. *Izquierda:* Distribución de velocidades radiales según el eje mayor de la galaxia principal. *Derecha:* Distribución de velocidades radiales según el eje mayor de la galaxia satélite.

Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, ApJS, 63, 295.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Grupos compactos de galaxias: M/L y 'cores' en Shakbazian 362

Germán Gimeno
OAC, U.N.C. y CONICET, Argentina, gergim@oac.uncor.edu
Manuel Campos
FaMAF, U.N.C., Argentina, campos@oac.uncor.edu
Rubén Díaz
OAC, U.N.C. y CONICET, Argentina, diaz@oac.uncor.edu
Jesús Calderón
OAC, U.N.C. y CONICET, Argentina, calderon@oac.uncor.edu

Abstract. We present results of photometric observations under excellent seeing conditions of Shakbazian Compact Groups. We obtained seeing-deconvolved surface brightness profiles of individual galaxies in B and I by fitting analytic potential-density distribution models. This allows us to investigate their behaviour towards the inner regions. We present in this contribution results for Shk 362.
Resumen. Se presentan los resultados definitivos de observaciones fotométricas de grupos compactos de Shakbazian bajo excelentes condiciones de seeing. Se obtuvieron los perfiles de brillo superficial en las bandas B e I desafectados de seeing, lo que permite investigar el comportamiento hacia el centro de los mismos. Se ajustaron modelos analíticos para el potencial y la distribución de masa de las galaxias individuales. En este trabajo se exponen los resultados para Shk 362 como objeto arquetípico de la presente investigación.

Introducción

Los Grupos Compactos de Shakhbazian (ShCG) son grupos de galaxias de densidad muy elevada (10^3 a 10^5 galaxias/Mpc), constituidos generalmente por 5-15 miembros separados por distancias típicas de 3 a 5 veces el diámetro de las mismas (e.g. Tovmassian et al. 2004). La gran mayoría de las galaxias que constituyen estos grupos son elípticas gigantes.
Como ya habíamos indicado (Campos et al. 2002), las galaxias elípticas en los grupos investigados presentarían un marcado achatamiento en las regiones centrales de la distribuciones de brillo superficial, además del provocado por el *seeing*. Esto implicaría que se trata de galaxias con '*cores*', definidos éstos como las regiones donde $d(logI)/d(logR) = 0$ (King 1962). Para investigar en mayor profundidad este aspecto, procedimos al estudio detallado de estos perfiles, tomando como base de partida los grupos para los cuales se dispuso de observaciones con excelente calidad de seeing.

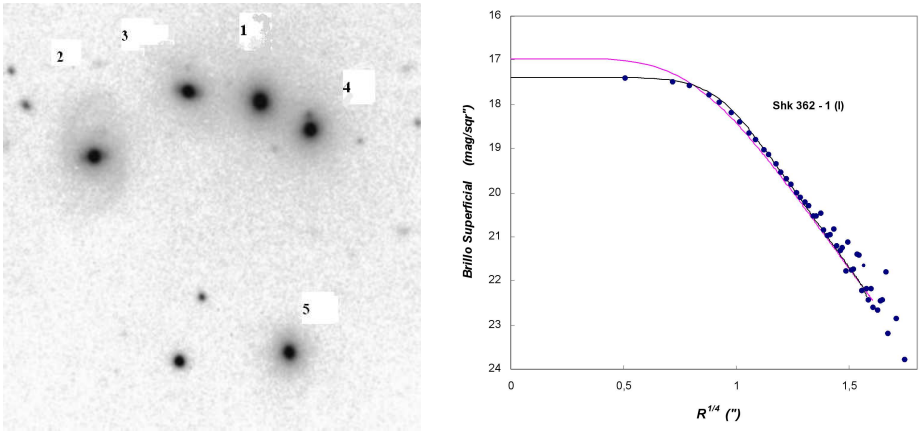


Figura 1. *Derecha:* Imagen I de Shk 362 tomada con el telescopio JKT. Tiempo de exposición 30 minutos. FWHM de las imágenes estelares 0″.82. El N está arriba y el E a la izquierda. La escala es de 3′x 3′. *Izquierda:* Perfil de brillo superficial observado de Shk 362-1 en la banda I (puntos); perfil intrínseco teórico (línea clara) y perfil intrínseco teórico convolucionado con la PSF (línea oscura). El ajuste es casi perfecto, salvo en las regiones más exteriores; este "halo" luminoso es característico de este tipo de objetos en estos grupos (e.g. del Olmo, Moles & Perea 1995).

Observaciones y resultados

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 1m JKT del Observatorio Norte Europeo en octubre de 2000. Se utilizó la cámara SIT2 con un detector CCD de 2148 x 2148 píxeles, con una escala de 0″.33/píxel. Para reducir el tiempo de lectura de las imágenes adquiridas, se utilizó una ventana de 1500 x 1500 píxeles, siendo el campo total cubierto por las imágenes de 8′.25 x 8′.25. Se obtuvieron imágenes en las bandas fotométricas B e I. La banda B es históricamente la más utilizada en la fotometría de galaxias, para en la cual existe la mayor cantidad de datos y por consiguiente permite la comparación directa con investigaciones anteriores. Tiene la principal desventaja de ser la banda óptica más afectada por la absorción (interna, galáctica y atmosférica). La banda I por otro lado, está mucho menos afectada por la extinción y además es más representativa de la distribución de masa dominante en galaxias, particularmente de tipo temprano (e.g. Héraudeau & Simien 1996, Armus et al. 1994). Pocas observaciones de estos grupos compactos han sido realizadas en banda I, y las que aquí se presentan son las primeras para Shk 362 (figura 1).
Los resultados de la fotometría se muestran en la Tabla 1. Los perfiles de brillo superficial fueron obtenidos tomando cortes a lo largo del eje mayor de imagen de cada galaxia, de ancho igual a aquel del FWHM de las imágenes estelares. Este último fue de **0″.82** en la banda I, y **1″.18** en la B.

Análisis

Para obtener la razón M/L, la densidad de masa central y el radio del 'core', es necesario tener alguna forma de relacionar la distribución espacial de masa con la proyectada, deducida a partir de la distribución de luz observada. La aplicación de modelos analíticos que describen la distribución de masa y el potencial gravitatorio de sistemas estelares esféricos posibilita el estudio de la dinámica de los mismos y su conexión con parámetros observables, particularmente la distribución de brillo superficial (e.g. Jaffe 1983, Dejonghe 1984, Dehnen 1993). Las distribuciones de densidad espacial de la forma

$$\rho(r) = \frac{(3-\gamma)M}{4\pi} \frac{a}{r^{\gamma}(r+a)^{4-\gamma}}$$

(Dehnen 1993) resultan lo suficientemente flexibles para describir bulbos y galaxias esféricos de masa M; a es un parámetro de escala proporcional al radio efectivo y $\gamma \in$[0,3). El perfil de brillo superficial de esta distribución de masa reproduce la ley $r^{1/4}$ de de Vaucouleurs (1948) en un amplio rango.
En este estudio se aplicó el modelo correspondiente a γ=0, el cual posee un *'core'* con densidad central finita y de radio a. Ahora bien, el perfil observado es el resultado de la convolución de la distribución de intensidad intrínseca con la función de dispersión de punto (PSF), la cual está dominada por el *seeing* atmosférico e instrumental. En el caso particular de las regiones centrales de galaxias elípticas por ejemplo, el efecto más importante es el achatamiento del perfil de brillo superficial (Schweizer 1979, Saglia et al. 1993). Para obtener entonces la distribución intrínseca, se ajustó al perfil observado, el perfil originado por la distribución (1) convolucionada con la PSF obtenida de las imágenes estelares en la misma exposición. Los detalles del procedimiento se exponen en Gimeno et al. (2006a). A modo de ejemplo se muestra el caso de Shk 362-1 en la figura 2. Mención especial merece Shk 362-2 ya que se trata de una espiral. Para este objeto se ajustó un perfil combinado bulbo + disco exponencial, asumiendo para este último en primera aproximación la misma M/L_I del bulbo. Para determinar el valor de la razón M/L_I de cada galaxia (necesario además para realizar el ajuste), se calcularon las masas individuales a partir de las determinaciones de dispersión de velocidades realizadas por del Olmo, Moles & Perea (1995). Los resultados del análisis, basados en la fotometría en banda I, se exponen en la tabla 1.

Discusión

Los valores obtenidos aquí para los cocientes M/L son del todo consistentes con los obtenidos por Tovmassian et al. (2004), quienes obtienen un promedio de 2.7; si bien estos autores trabajan en las bandas BVR y aplican el teorema del virial al grupo globalmente. Del Olmo, Moles & Perea (1995) calculan M/L en la banda B pero para las galaxias 1, 2, 3 y 5 individualmente, obteniendo un valor medio de 35; ello se debe a que obtienen valores más altos para R_e , que los nuestros en banda I, y no realizan ninguna corrección por seeing que como mencionamos. Esto hace que los radios efectivos resulten sobreestimados, lo cual introduce un error que puede ser igual o mayor que el que provocado por

la incerteza en la dispersión de velocidades medida.
Investigaciones de más grupos compactos están llevándose a cabo siguiendo la misma línea de lo brevemente expuesto en este trabajo; si bien aún es preliminar, se confirmaría el resultado de que las razones masa-luminosidad no son altos, de hecho son similares a las de elípticas y espirales normales en ambientes de baja densidad.

Tabla 1
Shk 362 - Resultados.

#	B (1)	I (2)	$R''_{e(I)}$ (3)	$R_{e(I)}$ (4)	a (5)	M (6)	M/L_I (7)	$\mu_{o(I)}$ (8)	ρ_o (9)
1	17.65 ± 0.02	14.86 ± 0.02	3.2	5.4	1.9	$8.84^{+2.7}_{-2.3}$	3.5	16.84	33
2$^{(a)}$	17.78 ± 0.03	15.07 ± 0.02	2.6	4.4	1.5	$2.7^{+1.3}_{-1}$	2.9	17.26	19
3	18.16 ± 0.03	15.35 ± 0.06	2.9	4.9	1.7	$3.03^{+1.3}_{-1}$	2.6	17.31	15
4$^{(b)}$	17.85 ± 0.03	15.01 ± 0.06	2.6	4.4	1.5	3.8	3.0	17.13	26
5	18.30 ± 0.02	15.64 ± 0.02	2.3	3.9	1.3	$2.87^{+1.3}_{-1}$	3.0	17.18	27

Notas a la tabla 1:
(1),(2) Magnitudes aparentes en B e I, no corregidas por extinción galáctica. El error en la determinación de las magnitudes de 1, 3 y 4 puede ser mayor debido a que no se ha corregido por superposición de halos luminosos de galaxias próximas; este error se estima en un exceso de $0r^m$ .1 (e.g.Tovmassian et al 2004). (3) Radio efectivo en segundos de arco. (4) Radio efectivo en kpc. *Se asume* H_o*=75* km/s^{-1} Mpc^{-1} (5) Radio del 'core' en kpc. (6) Masa en unidades de $10^{11} M_\odot$ *determinada a partir de los valores de* σ_v de del Olmo et al. (1995). (7) M/L(I) en unidades solares. (8) Brillo superficial central deconvolucionado en mag/arcsec^2. (9) Densidad de masa en la región central de la galaxia en $M_\odot$ pc^{-3} . (a) Los valores para la galaxia #2 se refieren sólo al bulbo de la misma (ver texto principal).La masa total de Shk 362-2, incluyendo un disco exponecial I_o *exp-*R/R_d sumado al bulbo y posteriormente convolucionado con el seeing, resulta de $\boldsymbol{(5.8\pm1.5)\times10^{11} M_\odot}$ (detalles en Gimeno et al. 2006b). (b) La masa de la galaxia 4 se determinó a partir de la M/L_I promedio del grupo, pues no existe determinación de σ_v para ella.

Referencias

Armus L., Surace J., Soifer B., Matthews K., Graham J., & Larkin J. 1994, AJ 108, 76

Campos M., Gimeno G., Díaz R., & Calderón J. 2002, Boletín de la AAA 46, 105

Dehnen W. 1993, MNRAS 256, 250

Dejonghe H 1984, A&A 133, 225

del Olmo A., Moles M. & Perea J. 1995, en "Groups of Galaxies" Eds. Richter O-G, Borne K., ASP Conf. Series, 70, 117

de Vaucouleurs, G. 1948, An. Ap. 11, 247

Gimeno G., Díaz R., & Carranza G. 2006a, en preparación.

Gimeno G., Campos M., Díaz R., & Calderón. 2006b, en preparación.

Héraudeau P. & Simen F. 1996, A&AS 118, 111

Jaffe W. 1983, MNRAS 202, 995

King I. 1962, AJ 67, 461

Saglia R., Bertschinger E., Baggley G., Burstein D., Colless M., Davies R., McMahan R. & Wegner G., 1993, MNRAS 264, 961

Schweizer F. 1979, ApJ 233, 23

Tovmassian H., Tiersch H., Navarro S., Chavushyan V., Tovmassian G. y Neizvestny S. 2004, A&A 415, 803

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Study of the relationship between the gamma ray bursts and their host galaxies

Sebastián E. Nuza
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina; sebasn@iafe.uba.ar
Patricia B. Tissera
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina; patricia@iafe.uba.ar
Leonardo J. Pellizza
Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA, CEA, Saclay, France; leonardo.pellizza@cea.fr
Diego García Lambas
IATE, Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina; dgl@oac.uncor.edu
Cecilia Scannapieco
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina; cecilia@iafe.uba.ar
María E. De Rossi
Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina; derossi@iafe.uba.ar

Abstract. Gamma ray bursts (GRBs) belong to the most energetic events in the Universe. Recently, the extragalactic nature of these sources has been confirmed with the discovery of several host galaxies (HGs) and the measurement of their redshifts. To explain the origin of GRBs various models have been proposed, among which the coalescence of compact objects and the *collapsar* scenarios are the most representative, being the collapsar model one of the most accepted to explain the long duration GRBs. A natural consequence of this model is that the GRBs would trace the star formation rate (SFR) of their HGs. In this contributed paper we present preliminary results of the development of a Montecarlo-based code for collapsar event formation which is coupled to chemical-cosmological simulations aiming at studying the properties of HGs in a hierarchical scenario.

Resumen. Las explosiones de radiación gamma (ERG) se encuentran entre los eventos más energéticos del Universo. Recientemente, la naturaleza extragaláctica de estas fuentes fue confirmada con el descubrimiento de varias de sus galaxias huésped y la medición de sus corrimientos al rojo. Para explicar su origen, varios modelos han sido propuestos, entre los cuales las colisiones de objetos compactos en sistemas binarios y los llamados *collapsars* son los más representativos, siendo este último modelo uno de los más aceptados para explicar las ERG de larga duración. Una consecuencia natural del mismo es que las ERG trazarían la tasa de formación estelar de sus respectivas galaxias. En esta comunicación se presentan resultados preliminares

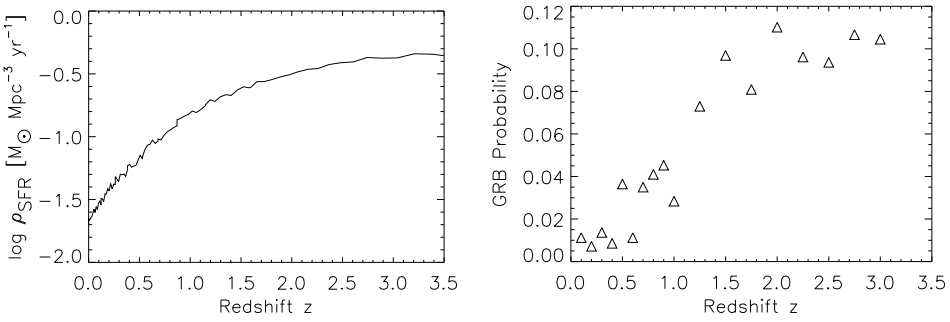


Figura 1. *Left:* Cosmic SFR density for the simulated box of 10 Mpc h^{-1} comoving size as a function of redshift. *Right:* Simulated *probability* for GRBs occurrence as a function of redshift.

del desarrollo de un código Montecarlo para la formación de collapsars en simulaciones químico-cosmológicas, con el fin de estudiar las propiedades de sus galaxias huésped en un escenario jerárquico.

Introduction

The gamma ray bursts (GRBs) are the most energetic electromagnetic events in the Universe (e.g. Piran et al. 2000). One of the preferred models to explain the long duration (i.e., > 2 s) GRBs is the star core collapse into a black hole produced in a supernova type SNIb/c explosion (Mac Fayden, Woosley & Heger 2001). This mechanism of GRB formation is also known as the *collapsar* scenario. This model is linked to the evolution of massive stars which normally have a mean lifetime of several million years implying that the typical lifetime of a GRB progenitor system is negligible in cosmological terms. So, it turns to be natural to consider these events as possible tracers of the cosmic star formation history up to high redshifts. In particular, the GRBs would permit to obtain information about star formation regions in galactic systems with different levels of evolution.
Recently, Courty et al. (2004) made use of structure formation simulations in order to identify galactic populations in the simulated sample capable to reproduce the observational features of the observed HGs. These galaxies show a trend to be bluer and sub-luminous (e.g. Le Floc'h et al. 2003). Their analysis seems to confirm the connection with the star formation rate (SFR) if the GRBs events are formed in galaxies with high star formation efficiency. In this work we develop a GRB event generator based on the collapsar model for the progenitors and study the properties of the HGs in cosmological simulations.

GRB Montecarlo code and discussion

The GRB event algorithm has been designed to work coupled to numerical simulations in a cosmological framework. We used the simulated galaxy catalog constructed by De Rossi et al. (2005) from simulations performed with the

chemo-dynamical code of Scannapieco et al. (2005) developed within GADGET-2 (Springel & Hernquist 2002). The gas component is followed using the Smoothed Particle Hydrodynamics technique while the dark matter component is followed using a Tree-Particle Mesh method. This chemo-dynamical code describes the enrichment of the interstellar medium by SNII and SNIa supernova explosions. The cosmological model assumed is defined by the following set of cosmological parameters: $\Omega_{\rm M} = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_{\rm b} = 0.04$ and $H_0 = 100\,h$ km s^{-1} Mpc^{-1} with $h = 0.7$. The simulations represent a typical region of 10 Mpc h^{-1} comoving size with $2{\times}80^3$ particles which translates into an initial mass resolution of $2{\times}10^7$ M$_\odot$ h^{-1} and 2×10^8 M$_\odot$ h^{-1} for the gas and dark matter particles, respectively. The catalog of simulated galaxies provides information on the gas, stellar and dark matter components for the redshift range $z = [0, 3]$. A Montecarlo-based code was developed to generate GRBs events in each simulated galaxy of the catalog. We assumed Poissonian statistics to emulate the probability distribution of the GRBs events. The GRB generator selects young stars as possible candidates, where SNIb/c events may occur, and consequently, collapsar events can develope. For that, we adopted a cut-off in stellar ages of $t_{\rm c} = 10^7$ yr. A median rate of collapsar events ($R_{\rm coll}$) consistent with that estimated by Fryer et al. (1999), $R_{\rm coll} \sim 10 - 1000$ Myr^{-1} Galaxy^{-1} where Galaxy represents a typical galaxy, was assumed. In particular, in this work we used $R_{\rm coll} = 100$ Myr^{-1} Galaxy^{-1} and a typical galaxy mass of 10^{11} M$_\odot$. A total of 500 Montecarlo realizations was perfomed for every selected stellar particle in each simulated galaxy in the catalog. Our preliminary results can be seen in Figures 1 and 2.

Figure 1 shows the simulated comoving SFR density ($\rho_{\rm SFR}$, left panel) and the simulated *probability* of GRB event occurrence (right panel) as a function of redshift. As it can be seen from Figure 1, assuming the collapsar scenario, where GRBs originate from massive stars, produces the expected behaviour of GRBs being good tracers of the cosmic SFR history. Figure 2 shows the SFR efficiency ($\epsilon_{\rm SFR}$, defined as the SFR normalized to the total stellar mass at each analysed redshift) versus circular velocities ($V_{\rm opt}$) of the HGs from $z = 3$. It can be seen from this figure that the SFR efficiency anticorrelates with $V_{\rm opt}$, so that the higher the efficiency, the smaller the systems (i.e. slower rotating systems). Note that, at all analyzed z, more than 50 per cent of the simulated HGs have $V_{\rm opt} < 100$ km s^{-1}. According to the Tully-Fisher relation, this result implies that high SFR efficiencies are associated to sub-luminous systems in agreement with observations. Note also that the SFR efficiency increases with increasing redshifts and that for $z > 1$, all HGs seem to have similar values.

Interesting improvements for the future would be to include an analysis based on the simulated colours and metallicities of the simulated HGs. Numerical simulations with higher resolution are also being analysed in order to confirm these trends.

Acknowledgments. Numerical simulations were run on Ingeld and HOPE PC-clusters at IAFE. We acknowledge financial support from CONICET, ANPCyT, Fundación Antorchas, SECyT-UNC and LENAC network. We also thank the referee for several comments that helped to improve this contributed paper.

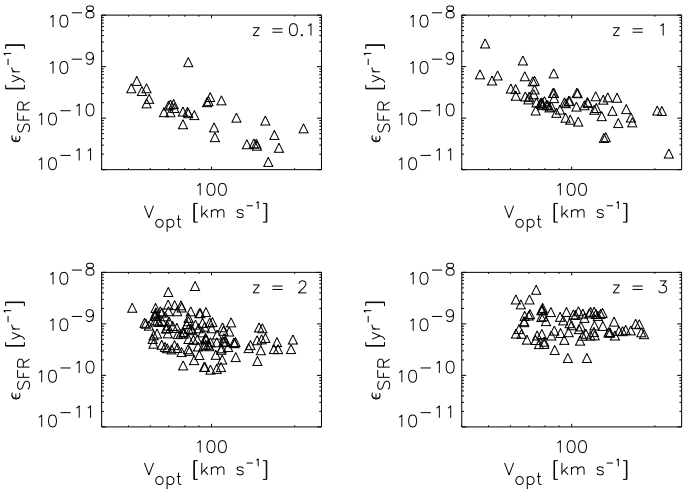


Figura 2. SFR efficiency versus circular velocity for the simulated HGs sample from $z = 3$ to $z = 0.1$.

References

Courty, S., Björnsson, G. & Gudmundsson, E. H., 2004, MNRAS, 354, 581

De Rossi, M. E., Tissera, P. B. & Scannapieco, C., 2005, Ap&SS, 329, 15

Fryer, C., Woosley, S. E. & Hartmann, D., 1999, ApJ, 526, 152

Le Floc'h, E., Duc, P. A., Mirabel, I. F., et al., 2003, A&A, 400, 499

MacFadyen, A. I., Woosley, S. E. & Heger, A., 2001, ApJ, 550, 410

Piran, T., 2000, Physics Reports, 333, 529

Scannapieco C., Tissera P. B., White S. D. M. & Springel V., 2005, MNRAS, 364, 552

Springel V. & Hernquist L., 2002, MNRAS, 333, 649

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

The spatial clustering of Ultra Steep Spectrum radio sources and galaxies

Carlos Guillermo Bornancini
Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina.
Nelson Padilla
Department of Astronomy, Pontificia Universidad Católica
Vicuña Mackenna 4860, Casilla 306 Santiago 22, Chile
Diego García Lambas
Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina.

Abstract. We present measurements of the clustering properties of galaxies in the field of redshift range $0.5 < z < 1.7$ Ultra Steep Spectrum (USS) radio sources selected from the SUMSS and NVSS catalogues. Galaxies in these USS fields were identified in deep near-IR observations using `IRIS2` instrument at the AAT telescope. We used the redshift distribution of $K_s < 20$ galaxies taken from Cimatti et al. (2002) to constrain the correlation length r_0. We find a strong correlation signal of galaxies with $K_s < 20$ around our USS sample. A comoving correlation length $r_0 = 14.0 \pm 2.8\ h^{-1}$ Mpc and $\gamma = 1.98 \pm 0.15$ are derived in a flat cosmological model Universe. We compare our findings with those obtained in a cosmological N–body simulation populated with GALFORM semi-analytic galaxies. We find that clusters of galaxies with masses $M = 10^{13.8 \pm 0.4}\ h^{-1}\ M_{\odot}$ have a cluster–galaxy cross–correlation amplitude comparable to those found between USS hosts and galaxies. These results suggest that distant radio galaxies are excellent tracers of galaxy overdensities and pinpoint the progenitors of present day rich clusters of galaxies.

Resumen. En este trabajo se presentan mediciones del clustering de galaxias en el entorno de radiofuentes con espectros Ultra Steep (USS) en el rango de redshifts $0.5 < z < 1.7$, seleccionadas de los catálogos SUMSS y NVSS. Las galaxias en estos campos fueron identificadas en observaciones profundas en el IR utilizando el instrumento `IRIS2` del telescopio AAT. Se utilizó la disribución de redshifts de galaxias con $K_s < 20$ tomadas de Cimatti et al. (2002) para poder realizar una estima del parámetro de correlación r_0. Se encontró un fuerte señal de correlación para galaxias con $K_s < 20$ en la muestra USS. Se midió un parámetro de correlación de $r_0 = 14.0 \pm 2.8\ h^{-1}$ Mpc y $\gamma = 1.98 \pm 0.15$ en un modelo de Universo plano. Se compararon

muestras determinaciones con aquellas obtenidas en simulaciones cosmológicas de galaxias semi-analíticas GALFORM. Encontramos que los cúmulos de galaxias con masas $M = 10^{13.8\pm0.4}\ h^{-1}\ M_{\odot}$ poseen una amplitud en la función de correlación cruzada cúmulo–galaxia comparable con aquella encontrada entre las galaxias huésped y las demás galaxias en estos entornos. Estos resultados sugieren que las radiogalaxias son excelentes trazadores de sobredensidades de galaxias y se pueden utilizar para localizar los progenitores de los cúmulos de galaxias observados en el Universo cercano.

Introduction

Studies of the clustering properties of galaxies at high redshift are essential for understanding galaxy and structure formation. High redshift radio galaxies are ideal targets for pinpointing massive systems. Radio galaxies follow a close relation in the Hubble $K - z$ diagram (Lilly & Longair, 1984). The nature of this behavior in the $K - z$ diagram shows that the stellar luminosities of $z > 1$ radio galaxies are more luminous than normal galaxies at these redshifts (De Breuck et al., 2002). At lower redshifts they are found frequently in moderately rich clusters (Hill & Lilly, 1991) Recently, galaxy overdensities comparable to that expected for clusters of Abell class 0 richness are found near radio galaxies up to $z = 1.6$ (Best, 2000; Best et al., 2003; Bornancini et al., 2004).
In this work we estimated the spatial correlation length for galaxies in the fields of USS targets selected from the 843 MHz Sydney University Molonglo sky Survey (SUMSS) (De Breuk et al. 2004) and 1.4 GHz NRAO VLA Sky Survey (NVSS) in the redshift range $0.5 < z < 1.7$, through the Limber's equation using an appropriate observed redshift distribution. We also examined the dependence of galaxy clustering on luminosity of the USS targets and we compared our results with those obtained in cosmological N–body simulations.
This work is organized as follows: Section 2 describes the sample analyzed, we investigate the USS-galaxy cross-correlation analysis in Section 3. In Section 4 we interpret our results with those obtained in a cosmological N–body simulation. Finally we discuss our results in Section 5.
Throughout this paper we will use a flat cosmology with density parameters $\Omega_0 = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$ and a Hubble constant $H_0 = 100\ h$ kms^{-1} Mpc^{-1}.

The Data

The USS sample selection and radio data used for this analysis was presented and described by De Breuck et al. (2004). Detailed descriptions of the construction of the galaxy catalogue will be given in a forthcoming paper Bornancini et al. in prep. In summary, we used 26 K_s–band images centered in Ultra Steep Spectrum (USS) radio sources selected from the Sydney University Molonglo sky Survey and NRAO VLA Sky Survey, obtained with the instrument IRIS2 at the AAT telescope, with spectroscopic or expected redshifts, estimated from the $K - z$ Hubble Diagram (De Breuck et al. 2002) in the range $0.5 < z < 1.7$.

USS-GALAXY CROSS-CORRELATION ANALYSIS

The spatial two-point cross-correlation function $\xi_{ug}(r)$ has been shown to be well approximated by a power law:

$$\xi_{ug}(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}. \quad (1)$$

In order to obtain the cross–correlation length r_0 we first determine the projected cross-correlation function $\omega_{ug}(\sigma)$, where σ is the projected separation between a USS target and a galaxy at redshift z.
We use the following estimator of the projected cross-correlation function (Peebles 1950):

$$\omega(\sigma) = \frac{n_R}{n_G}\frac{UG(\sigma)}{DR(\sigma)} - 1, \quad (2)$$

where n_G and n_R are the numbers of galaxies in the sample and in a random sample respectively, $UG(\sigma)$ is the number of real USS-galaxy pairs:
separated by a projected distance in the range σ, $\sigma + \delta\sigma$, and $DR(\sigma)$ are the corresponding pairs when considering the random galaxy sample. We estimate the corresponding correlation length using the Limber equation Limber (1953). The power law model for $\xi_{ug}(r)$ gives:

$$\omega(\sigma) = B\sqrt{\pi}\frac{\Gamma\left[(\gamma-1)/2\right]}{\Gamma(\gamma/2)}\frac{r_0^{\gamma}}{\sigma^{\gamma-1}}, \quad (3)$$

where the constant B regulates the amplitude of the correlation function taking into account the differences in the selection function of USS targets and galaxies and can be calculated by Lilje & Efstathiou, 1988:

$$B = \frac{\sum_i N(y_i)}{\sum_i \frac{1}{y_i^2}\int_0^{\infty} N(x)x^2dx}, \quad (4)$$

where $N(y_i)$ is the selection function of the galaxy survey, y_i is the distance to USS target i and the sum extends over all USS targets in the sample. Equation 3 can be easily solved analytically if we perform a linear interpolation of ω_{ug} between its values at the measured σ's. In order to calculate the constant B we evaluated the selection function $N(y_i)$ using the redshift (spectroscopic and photometric) distribution of $K_s < 20$ galaxies published by Cimatti et al., 2002[1].
In Figure 1 (left panel) we show the projected cross-correlation function $\omega_{ug}(\sigma)$ for USS targets with spectroscopic redshifts in the range $0.6 < z < 1.7$ and galaxies with $K_s < 20$. We estimate cross-correlation function error bars using the $jackknife$ technique (Efron, 1982). We find a comoving correlation length $r_0 = 14.0 \pm 2.8\ h^{-1}$ Mpc and a slope $\gamma = 1.98 \pm 0.04$.

[1]Data and further information available at `http://www.arcetri.astro.it/~k20/releases`

Comparison with N–body simulations

We interpret our results with the aid of a cosmological N–body simulation populated with GALFORM semi-analytic galaxies (Cole et al. 2000) at different outputs corresponding to different redshifts, $z = 0, 1$, and 3. This simulation was kindly provided by the Durham group.
We calculate the cross–correlation function using the simulation haloes with masses above a lower mass limit as centres, and as tracers, the GALFORM semi-analytic galaxies. By comparing these measurements to the results from the cross–correlation between USS and normal galaxies, we make the implicit assumption that USS galaxies reside at the centres of dark-matter haloes. This comparison will make it possible to infer the mass of the structures associated to the USS hosts. Figure 1 (right panel) shows the resulting cross-correlation functions between haloes and semi-analytic galaxies at $z = 1$ (top panel) for different halo masses. The shaded area corresponds to the measured cross–correlation function for USS radio sources with spectroscopic redshifts in the range $0.6 < z < 1.7$.
As it can be seen from the bottom panel of this figure,the values of USS–galaxy cross-correlation length are consistent with the results of the numerical simulations for cluster masses within $M = 10^{13.8\pm0.4}\ h^{-1}\ M_{\odot}$ at redshift z=1, indicating that our USS sample resides in massive clusters.

Conclusions

We have analyzed the clustering properties of galaxies in the field of $0.5 < z < 1.7$ Ultra Steep Spectrum (USS) radio galaxies selected from the SUMSS and NVSS surveys. We estimated the spatial clustering correlation length for galaxies in these fields, using the Limber equation using an appropriate observed redshift distribution. A comoving correlation length $r_0 = 14.6 \pm 2.7\ h^{-1}$ Mpc is derived and a slope $\gamma = 1.98\pm0.04$. From our comparison with numerical simulations, we find that clusters of galaxies with masses $M = 10^{13.8\pm0.4}\ h^{-1}\ M_{\odot}$ have a cluster–galaxy correlation amplitude comparable to that found between USS hosts and galaxies.
Our results suggest that distant luminous radio galaxies are excellent tracers of galaxy overdensities and may pinpoint the progenitors of present day rich clusters of galaxies.

Acknowledgements

The authors are specially grateful to C. Baugh and the Durham group for providing the GALFORM semi–analytic simulation output used in this work. C. Bornancini thanks to Julian Martínez for helpful comments and suggestions. This work was supported in part by the ESO-Chile Joint Committee, NDP was supported by a Proyecto Postdoctoral Fondecyt no. 3040038. This work was partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia de Promoción de Ciencia y Tecnología, Fundación Antorchas and Secretaria de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba, and

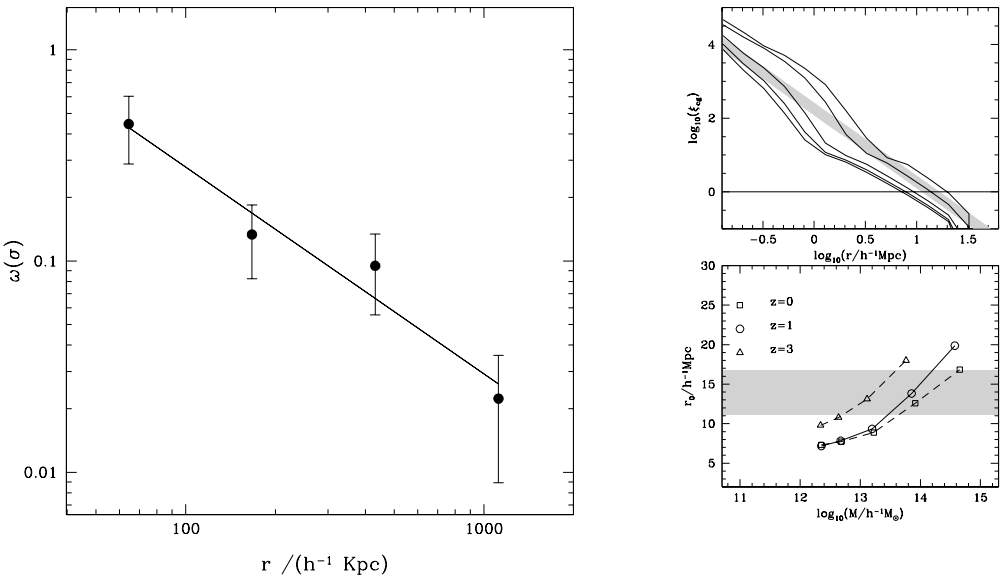


Figura 1. Right panel: Projected cross-correlation function $\omega_{ug}(\sigma)$ for USS targets with spectroscopic redshift in the range $0.6 < z < 1.7$. The error bars correspond to the 1 σ uncertainty estimated using the jackknife technique. Left panel: Top panel: cluster-galaxy cross-correlation functions from the simulation output at $z = 1$ for increasing halo masses $Log(M) = 12.35, 12.68, 13.2, 13.85$ and 14.57 h^{-1} $M_{\odot}$ (bottom to top). The shaded area shows the real–space correlation function measured from the USS targets with spectroscopic redshift in the range $0.6 < z < 1.7$. Bottom panel: the real-space correlation length, r_0, as a function of halo mass for three different redshift outputs. The shaded area shows the allowed range of r_0 for the USS results.

the European Union Alfa II Programme, through LENAC, the Latin American–European Network for Astrophysics and Cosmology

References

Best, P. N. 2000, MNRAS, 317, 720

Best, P. N., Lehnert, M. D., Miley, G. K., & Röttgering, H. J. A. 2003, MNRAS, 343, 1

Bornancini, C. G., Martínez, H. J., García Lambas, D., de Vries, W., van Breugel, W., De Breuck, C., & Minniti, D. 2004, AJ, 127, 679

Cimatti, A., et al. 2002, A&A, 391, L1

Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, MNRAS, 319, 168

De Breuck, C., van Breugel, W., Stanford, S. A., Röttgering, H., Miley, G., & Stern, D. 2002, AJ, 123, 637

De Breuck, C., Hunstead, R. W., Sadler, E. M., Rocca-Volmerange, B., & Klamer, I. 2004, MNRAS, 347, 837

Efron, B., 1982, The Jackknife, the Bootstrap and Other Resampling Plans, Philadelphia: SIAM.

Hill, G. J., & Lilly, S. J. 1991, ApJ, 367, 1

Limber, D. N. 1953, ApJ, 117, 145

Lilje, P. B., & Efstathiou, G. 1988, MNRAS, 231, 635

Lilly, S & Longair, M. 1984, MNRAS, 211, 833

Peebles, P. J. E., 1980, "The Large-Scale Structure of the Universe", Princeton University Press.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

The nearby structure of the Local Arm

J. C. Cersosimo[1], R. J. Muller[1], N. Santiago Figueroa[1], S. Figueroa Vélez[1], P. Báez[1] and J. C. Testori[2]
1 Department of Physics and Electronics, University of Puerto Rico at Humacao CUH Station, Humacao, PR 00791
2 Instituto Argentino de Radioastronomía, Argentina

Abstract. The continuum emission of the galactic region located at G85-0.5 is well defined by the weak 11 *cm* wavelength emission. The region catalogued as W80 is extended 3^o in diameter and the optical images show the North America and the Pelican Nebulae (NPN) complex. In this paper we derive new distances wich were obtained from the radiorecombination line observations made at a frequency near 1.4 GHz. The results suggest that the ionized hydrogen is spread along the line of sight instead of being clumped at one specific distance. We identified three structures located at distances of about 0.7 *kpc*, 1.7 *kpc*, and 2.7 *kpc*, respectively. Using a simple model where we assume homogeneity and a constant electron temperature the electron densities of each structure are obtained. We conclude that W80 is composed of different regions located along the line of sight.

Resumen.
La emisión del continuo de la región galáctica en G85-0.5 está bien definida por las observaciones del continuo en la longitud de onda de 11 cm. La región es catalogada como W80. La misma se extiende 3^o en diámetro y la imagen óptica muestra el complejo de las nebulosas de Norte América y Pelícano. En este artículo se informan las nuevas medidas de distancia obtenidas del análisis de observaciones de lineas de recombinación en la frecuencia de 1.4 GHz. Los resultados sugieren que el hidrógeno ionizado se extiende a lo largo de la linea de la visual en lugar de estar agrupado a una distancia dada. Identificamos tres estructuras localizadas a distancias de 0.7 *kpc*, 1.7 *kpc*, y 2.7 *kpc*, respectivamente. Utilizando un modelo simple, asumiendo homogeneidad y temperatura electrónica constante, se obtiene la densidad electrónica para cada estructura. Concluimos que W80 se compone de diferentes regiones localizadas a lo largo de la linea de la visual.

Introduction

The W80 region was studied at decimeter wavelength by Wendker (1968). He suggests that the HII region consists of one extended component of uniform density in which several local electron density enhancements are embedded. Other

continuum studies in the region were carried out by Wendker et al. (1983) and they estimate a distance of 500 pc for NPN nebulae. Two supernova remnants (SNRs) G85.4+0.7 and G85.9-0.6, were discovered by Kothes et al (2001) superimposed on W80. Polarization studies made by Uyaniker et al (2003) suggest that the material of W80 depolarizes all extended nonthermal emission generated behind, based on the model of Wendker et al. (1983).
In this work we show the results of the distance measurements obtained from the RRLs observations obtained at 1.4 GHz over the W80 region. The observations were obtained from the galactic plane survey of Heiles et al. (1996) with a beam of 36 arc min; other data were obtained as part of the survey made by Azcárate et al. (1997) using a beam of 30 arc min and the observations of Barcia et al. (1985) with a beam of 20 arc min were also included. All data were obtained with single dish antenna and at the same frequency (1.4 GHz).

Procedure

The peak velocity of the profiles were obtained from the gaussian fit of the H166α lines. The distances were obtained by the kinematical method using the peak velocity of the profiles, based on a "flat" rotation curve with $R_o = 8.0$ kpc and $V_o = 220$ kms^{-1} (Reid, 1993). Distance ambiguity from the model occur for positive velocities. Three profiles of the sample have positive velocities, whereas in most cases they are negative velocities.
A total of 21 profiles were analyzed. The summary of the results are shown in Figure 1 where the sample of each observation is shown on the optical image of the Palomar Observatory Sky Survey. It shows the North America and Pelican Nebulae are spatially correlated with the W80 radiosource (F*ü*rst et al., 1990). On Figure 1 the location of three concentrations are identified with two ovals and a circle. The *horizontal oval* indicates the source located at 0.75 $\pm$0.3 kpc. It is projected at the southwest of W80, just at the end of the optical dust filament . The RRLs line emission emerging from this area is probably associated with the optical feature, dubbed "Yucatan peninsula". The *vertical oval* at the west of NPN shows the region where the emission is located between 2.5 and 2.9 kpc. The average velocity of the profiles is v=-5.12$\pm$0.73 kms^{-1}, which corresponds to a distance of 2.7 $\pm$0.2kpc.
The *circle* at the north-west in Figure 1 shows the place where we found the line emission with the maximum negative velocities; it arises at the north of the Pelican nebula with peak velocities of about -9.10$\pm$0.34 kms^{-1}. The flat rotation curve model suggests that the gas is located at a distance of 3.2 $\pm$0.2kpc. This emission is over the galactic plane probably emerging from the continuum spots located at l=84.0, b=+0.5 and l=84.0, b=+0.8 (F*ü*rst et al., 1990) which do not belong to W80.

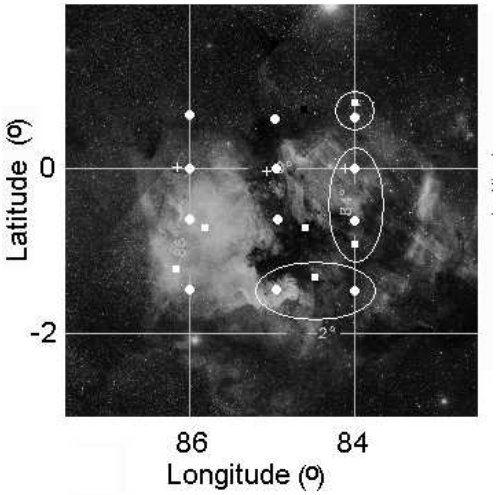


Figura 1. Optical image of the NPN from the POSS. Dots show the target of Azcárate at al. (1997), squares show the target of Heiles et al (1996), and plus signs show the target of Barcia (1985). The lower oval shows the near region located at about 700 *pc*, over the "Yucatan peninsula" which is associated with the dark clouds L935. The vertical oval shows the region where the line velocities suggest a distance larger than 2.7 *kpc*. The circle shows the profiles with high negative velocities from which a distance of 3.2 *kpc* is obtained. The remaining region located over the "USA shape" and the "head of the Pelican" profiles suggest an average distance of 1.7 *kpc*

The emission of the remaining region, projected over the east side of the NPN, has an average velocity of -1.70 ± 1.20 kms^{-1}. This velocity corresponds to a distance of 1.7 ± 0.3 *kpc*. The object is in the line of sight of the optical image which is part of the North America nebula (the ri"USA shape") and on the "head" of the Pelican nebula". If these recombination lines are related to the optical emission, they have to be located at the same distance. Considering that the profiles are located between 1.2 to 2.2 *kpc*, the differences in radial velocities are probably due to internal gradient in distance within this HII region.

Results

In Table 1 the results are shown. Column 1 describe the objects, column 2 shows the average velocity and its standard deviation. Columns 3 and 4 show the distance and the size of each region, respectively. Column 5 gives the average emission measure obtained from the profiles assuming the electron temperature T_e =6600 K (Shaver, 1983), and column 6 list the electron density. The spatial correlation between the continuum of W80 and the emission of the RRLs suggest that both emissions arise from the same gas, and also reveal the thermal nature of the region. The W80 region consists of low density ionized gas spread at different distances between 0.7 and 2.7 *kpc*. It further strengthens the hypothesis that the ionized gas of W80 is distributed along the line of sight instead of being clumped at one distance.

Table 1: Parameters of W80 Region

Object location	Av. Velocity (km s^{-1})	D Kpc	S pc	<E> ($cm^{-6}pc$)	$<ne^2>^{0.5}$ (cm^{-3})
horizontal oval	+2.24 ± 0.97	0.7± 0.3	13	1900	12
east region	-1.70 ± 1.20	1.7± 0.2	60	1700	5
vertical oval	-5.12 ± 0.73	2.7 ± 0.2	45	1300	5
circle	-9.10 ± 0.34	3.2 ± 0.3	44	600	4

Acknowledgments. This research was supported by NASA Training Grant NNG05GG78H (PR Space Grant) and NASA Cooperative Agreement NCC5-595 (PR NASA EPSCoR). We also are grateful to Carl Heiles for providing technical information about the instrumentation used in early surveys.

References

Azcárate,I.N., Cersosimo,J.C., Wilkes,L.N., Cordero,Y.A. 1997 ApSS, 253, 313

Barcia, A., Gomez-González,J., Lockman, F.J., Planesas, P. 1985 A&A, 147, 237

Fürst, E., Reich, N., Reich, P., Reif, K. 1990, A&A, 85, 691
Heiles,C., Reach,W.T., Koo,B. 1996, Apj, 466, 191
Kothes, R., Landecker, T. L., Foster, T., Leahy, D.A. 2001, A&A, 376, 641
Reid, M. J. 1993, ARA&A, 31, 345
Shaver, P. A. 1983, MNRAS, 204, 53
Uyaniker, B. Landecker, T.L,Gray, Ak. D., Kothes, R. 2003, ApJ, 585, 785
Wendker H.J., 1968, Azh, 68, 368
Wendker,H.J., Benz,D, Baars, J.W.M.1983, A&A, 124, 116

INSTRUMENTACIÓN Y SITIOS ASTRONÓMICOS

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Progresos técnicos desarrollados en el Telescopio Reflector de La Plata durante el año 2005

F. A. Bareilles[1,2] , M. A. Schwartz[1], R. E. Garcia[1], J. H. Solans[1], E. Fernández Lajús[1,3]
(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)
(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP
(3) Becario de CONICET, Argentina

Abstract. We present here the technical developments carried out at the 0.8-m Reflector telescope of the La Plata Observatory during 2005, namely: the development of a new software, running under GNU/Linux, for the control of the CCD Star I Camera; the design and construction of an infrared control for the telescope and dome movements; the calculation and building of the primary and secondary-mirror baffles. These are framed in a plan for improvement, updating and automatization of this historic telescope.
Resumen. Presentamos aquí los desarrollos técnicos realizados durante el año 2005 en el Telescopio Reflector de 0.8 m del Observatorio de La Plata, entre ellos: el desarrollo de un nuevo software sobre GNU/Linux para el control de la cámara CCD Star I; el diseño y construcción de un control infrarrojo para los movimientos de telescopio y cúpula; el cálculo y la construcción de los *baffles* de los espejos primario y secundario. Estos trabajos están enmarcados en un plan de mejoramiento, actualización y automatización de este histórico Telescopio.

Software de control de la cámara CCD *Star I* sobre GNU/Linux

Diversas circunstancias han llevado al desarrollo de un nuevo software de adquisición. La cámara *CCD Star I* está actualmente discontinuada y no posee soporte técnico por parte del fabricante (*Photometrics*). El *software* original, provisto por éste, opera sobre *MS Windows 3.1*, ocasionando numerosas desventajas como: estar "atado" a un sistema operativo que quedó obsoleto hace 10 años y la imposibilidad de conseguir controladores para *hardware* nuevo.
No se dispone del código fuente del programa de la cámara; lo que nos imposibilita implementar nuevas funciones o utilidades para el manejo de la cámara *CCD*; y finalmente, no existe un programa más moderno.

1. Un nuevo *Software* para nuestra cámara

Para construir un nuevo *software*, se necesitaba disponer de:
• Documentación sobre la programación de la cámara. Se disponía de una fotocopia de 25 carillas: Star I IEEE-488 Interface Programming notes, 1990.

• Herramientas y experiencia en el manejo del *bus IEEE-488* (*GPIB*) (Frank Mori Hess, 2003) que fueron aportadas por el IAR y el proyecto *SKA* (*Square Kilometer Array*).
• Rutinas para manejo de archivos *FITS* (*Flexible Image Transport System*). Se eligió `CFITSIO`: Goddard Space Flight Center (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/fitsio).
• Rutinas de cálculo astronómico en lenguaje **C**. Se eligió `NOVAS-C`: U.S. Naval Observatory (http://aa.usno.navy.mil/AA/).
• Tiempo, muchas horas de acceso al equipo e interacción con los usuarios del telescopio.

2. GNU/Star I

Se escribió enteramente en lenguaje **C** sobre GNU/Linux (secciones de manual 2 y 3) bajo la licencia *GPL* (*GNU General Public License*: *http://www.gnu.org/licenses/licenses.html*). Consta de dos partes principales: el servidor (que corre sobre la computadora conectada físicamente a la cámara) y el cliente; de éste se pueden correr múltiples instancias en múltiples computadoras. La figura 1 muestra ésto esquemáticamente.

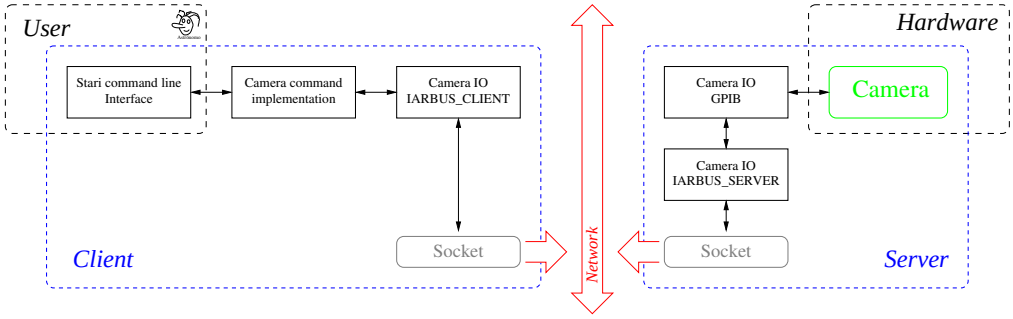


Figura 1. Esquema del *software*

La comunicación entre los clientes y el servidor se realiza con la biblioteca *libiarcontrol* (`http://www.iar.unlp.edu.ar/~fede/pub/libiar/`) que implementa el mecanismo de comunicación entre procesos (*IPC*). Este mecanismo se desarrolló en el IAR para su uso en la sala de control.

Comandos implementados:

```
time                        Set date & time on camera
                            controller.
temp                        Get current CCD temperature.
etime [time]                Get/Set exposure time (sec).
treg [on|off]               Get/Set teperature regulator.
expose [etime]              Exposure (F5).
dark [etime]                Dark integration.
bias                        Bias integration.
flat [etime]                Flat integration.
get {filename[.fits]}       Get current image from the
                            camera controller.
display {filename[.fits]}   Display filename.fits image.
note {filename[.fits]       Put note in header of
note text}                  filename.fits.
```

```
focus                       100x100 pixel focus integration.
shade                       Test video display memory.
clear                       Clear video display memory.
gain [1|4]                  Get/Set system gain factor.
showp [&]                   Show current position (HA, Dist.
                            Pol.).  &:  run in xterm.
conf                        Edit current configuration file.
pal [sat] [[min] max]       Chage current video palette
                            (none:reset, sat:  saturation;
                            F6|F9:  toggle which last
                            palette..
?  [cmd]                    Synonym for 'help'.
q                           Quit :-).
```

Nuevas facilidades:
• *Header* **astronómico**: Las imágenes *FITS* generadas cuentan con un completo

conjunto de *keywords* para uso científico (Wells et al. 1981).
• **Comando** `pal`: Este recurso no fue contemplado por el fabricante. La adquisición de la imagen de ciencia toma unos 20 segundos, pero se dispone de una imagen de *video* en tiempo real de lo que adquiere la cámara. El comando permite alterar la paleta del monitor de *video* con el objeto de determinar el rango dinámico digital y saturación antes de la lectura de la imagen en la PC.
La figura 2 muestra capturas de la imagen de *video* (47 Tucanæ) para una misma exposición con diferentes opciones del comando `pal`

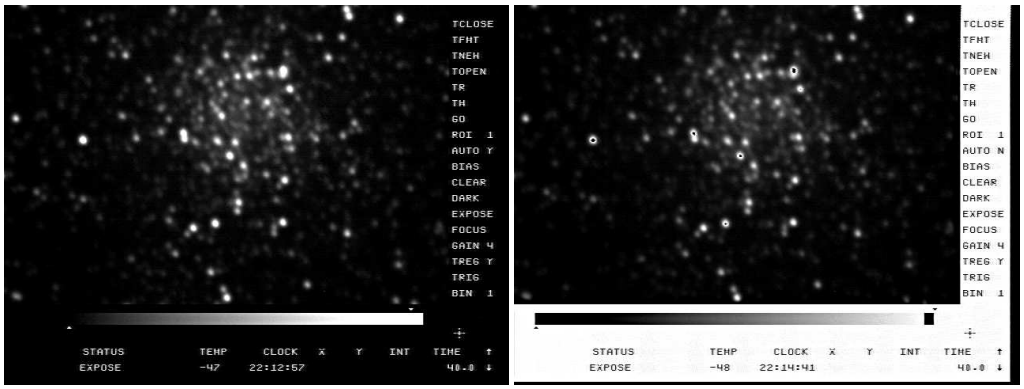


Figura 2. a) *Izquierda*: `pal` (paleta normal). b) *Derecha*: `pal sat 4000`

Software complementario Herramientas necesarias para migrar los datos adquiridos previos al 4 de julio de 2005 (bajo *Windows 3.1* y macros para *PMIS*, Fernández Lajús, 2000) al nuevo formato *FITS* (generado por *GNU/Star I*). Las rutinas para el proceso inverso también fueron implementadas.
Un ejemplo de aplicación del nuevo *software* y sus resultados pueden encontrarse en Fernández Lajús et al. 2005.

Control inalámbrico de movimientos de telescopio y cúpula

El sistema de control de movimientos del telescopio y su cúpula, se hacía vía una manopla conectada a una unidad de control por sendos cables. Esto ocasionaba trastornos de operación como: falta de independencia en los movimientos, cable en continuo riesgo, etc. Para resolver estos problemas se optó por el diseño de un control inalámbrico (Schwartz et al. 2004) que también los posibilitará el agregado de nuevos comandos y la opción de un control a distancia con PC.

1. Construcción

Para el enlace inalámbrico se utilizan transmisores infrarrojos con sus correspondientes detectores, los cuales, en conjunto con microcontroladores conforman un sistema práctico y versátil para futuras modificaciones.
Tanto para el transmisor como para el receptor son utilizados microcontroladores de la línea *PIC* (16F877), los cuales tienen incorporado un conversor analógico digital de 8 canales, que posibilitaría a futuro el sensado de distintas variables.

La transmisión de datos en forma infrarroja, se hace bajo norma *RS232* con redundancia para una óptima validación del dato, lo cual también posibilita conectar al receptor una PC para comandar los movimientos a distancia. Además se previó la posibilidad de reconectar la manopla por si existiera una falla en el sistema.
Con la finalidad de evitar puntos ciegos se hace necesario colocar cuatro sensores en la cúpula. Dichos sensores (*TSOP1138*) poseen un diodo *PIN* además de un preamplificador y un filtro. La señal demodulada es conectada al puerto *RS232* del *PIC* receptor vía una compuerta *OR* cableada (ver figura 3).

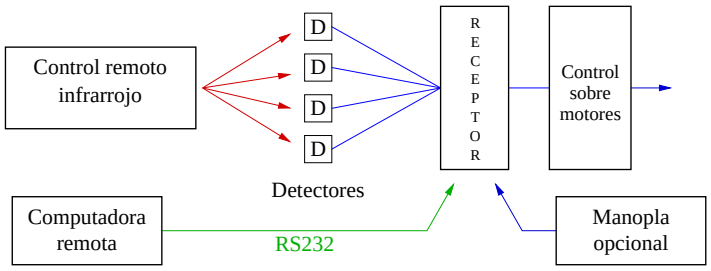


Figura 3. Sistema de control de movimientos del telescopio

Nuevo diseño de los *Baffles* del telescopio

A partir del análisis de las imágenes de campo plano (*flats*) obtenidas con el telescopio Reflector, se llegó a la conclusión de que era necesario diseñar nuevos *baffles* para los espejos primario y secundario (Schwartz et al. 2004). A finales de 2004 fueron instalados *baffles* de prueba que pusieron en evidencia efectos de turbulencia y el crítico ajuste de su colimación.

1. Diseño

En el diseño se tuvo especial cuidado en que, un pequeño descolimado en el *baffle* del espejo primario no produzca viñeteo en la imagen. Para lograr la máxima tolerancia a estos pequeños descentrados, se dise nó el *baffle* del espejo secundario lo más largo posible, lográndose una tolerancia al desplazamiento horizontal en el extremo del *baffle* del espejo primario de aproximadamente 10 mm.
En el diseño del *baffle* se intentó minimizar el régimen turbulento que se establece en el interior, provocado en parte por corrientes de aire cálido proveniente de la cámara CCD. Por esta razón decidimos hacer, desde la base hasta un 1 m de altura del *baffle*, una estructura de anillos que permita la circulación del aire, tanto en sentido horizontal como vertical, logrando de esta forma ventilar el *baffle*, minimizando los efectos de turbulencia en la boca del mismo. Los anillos fueron dispuestos de manera tal que la separación entre ellos sea igual a su ancho, lo que garantiza una absorción uniforme de los rayos de luz dispersa. La estructura de anillos otorga al *baffle* una gran resistencia a la torsión que es realmente importante, debido a la longitud que el mismo posee, y por el hecho de que estará sujeto al telescopio sólo por su base.

El *baffle* fue diseñado para una sección en el plano focal de 8 mm de radio. Esta sección puede extenderse fácilmente hasta los 16 mm de radio, con sólo cambiar el cono superior sin necesidad de tocar la estructura del *baffle*.

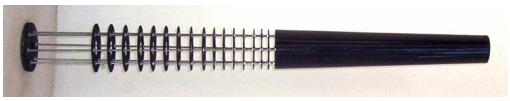


Figura 4. Modelo a escala 2:1 del *Baffle* del espejo primario

2. Construcción

Baffle del espejo secundario El *baffle* del espejo secundario fue construído con forma de un cilindro de 300 mm de longitud y 113 mm de radio. La forma cilíndrica del *baffle* permite regular su longitud según el tamaño del radio que se está utilizando en el plano focal. Este *baffle* ya se encuentra instalado en el espejo secundario del telescopio.

Baffle del espejo primario Se ha finalizado la construcción de un modelo hecho a escala 2:1 del baffle del espejo primario. Este modelo ha sido realizado con la intención de testear los aspectos referidos a la resistencia mecánica y luz espurea. En este momento estamos comenzando con la construcción del modelo definitivo que será instalado en el telescopio en los próximos meses.

Referencias

Fernández Lajús E., Práctica de especialidad, FCAG - UNLP, 2000.

Fernández Lajús E., Schwartz M., Torres A., Salerno N., Fariña C., Llinares C., Simontacchi L., Gamen R. y Niemela V., 2005, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, **48**, en prensa .

Frank Mori Hess, 2003, *Linux-GPIB 3.1.101 Documentation.*

Photometrics Ltd., August 1990, *Star I/IEEE-488 Camera Controller - Programmer's Guide.*

Schwartz M., Fernández Lajús E., Garcia E., 2004, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, **47**, 429.

Sistema operativo GNU/Linux, secciones de manual 2 y 3.

Wells D. C., Greisen E. W. & Harten R. H., 1981, A&AS, **44**, 363-370

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

La opacidad atmosférica en 210 GHz: resultados de un año de mediciones en la Puna Salteña

F. A. Bareilles[1,2] , R. Morras[1,2], J. C. Olalde[1], F. P. Hauscarriaga[1] y E. M. Arnal[1,2]
(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)
(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. The results of one year of atmospheric opacity (AO) monitoring at 210 GHz are reported. The AO measurements are being carried out at a place located at 4600m above sea level, close to the summit of *Cordillera de Macón*. The place is located a few kilometers away from the town of Tolar Grande, in a region denominated *Puna Salteña*. This results are compared to those available from Chajnantor, where important millimetre and sub-millimetre wavelenght facilities are being installed.

Resumen. Se presentan resultados de un año de mediciones de la opacidad atmosférica en la frecuencia de 210 GHz. Las observaciones se realizaron en un pico de la Cordillera de Macón, a 4600 metros de altura, cercano a la localidad de Tolar Grande en la Puna Salteña. Se comparan estos resultados con los de la planicie de Chajnantor en la que se están instalando facilidades observacionales que operan en la banda milimétrica y submilimétrica del espectro.

Influencia de la opacidad en ondas milimétricas y sub-milimétricas

Desde las frecuencias de microondas hasta el infrarrojo, la opacidad de la atmósfera está principalmente determinada por la cantidad dee oxígeno y vapor de agua presentes en la misma. La cantidad de oxígeno presente puede considerarse en primera aproximación como constante, mientras que la de vapor de agua varía en el tiempo. A 210 GHz la opacidad está principalmente determinada por el vapor de agua; esto nos permite convertir la opacidad al cenit (τ_0) directamente a cantidad de vapor de agua precipitable (PWV).
En la figura 1 podemos ver la transmisión atmosférica para diferentes valores de vapor de agua, donde se han marcado algunas lineas de interés radioastronómico.

1. ¿Por qué queremos un τ_0 bajo?

La temperatura de sistema (T_{sys}) es la que detecta un radiotelescopio cuando no se encuentra observando ninguna fuente de interés astronómico. Esta temperatura se encuentra determinada por las denominadas contribucuiones del receptor (T_{Rx}) , de la atmósfera (T_{atm}), de la antena y del plano de tierra (T_{sbr}). En forma matemática T_{sys} se encuentra dada por:

$$T_{sys} = e^{\tau_0 A}\left[T_{Rx} + \eta_\ell T_{atm}(1 - e^{-\tau_0 A}) + (1 - \eta_\ell)T_{sbr}\right] + ...$$

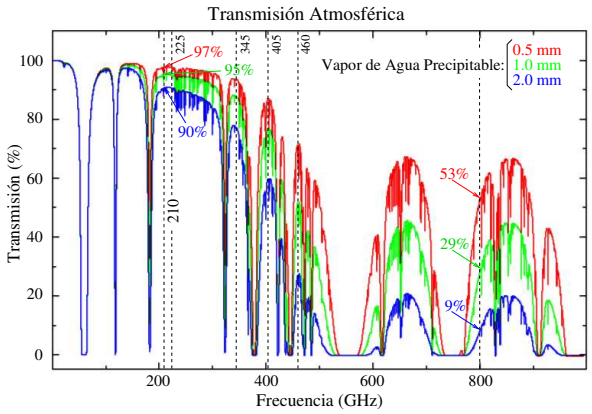


Figura 1. Curvas derivadas de un modelo de atmósfera estándar, para 2400 metros de altura y una temperatura de 283 K (Gentileza de *Caltech Submillimeter Observatory*).

En la ecuación anterior A es la masa de aire. Puede apreciarse que T_{sys} es muy dependiente del valor de la opacidad atmosférica τ_0, y este valor de T_{sys} determina la sensibilidad del instrumento (ΔT_{RMS}). Por lo tanto si τ_0 aumenta, debemos aumentar el tiempo de integración t_{int} para mantener la sensibilidad: $\Delta T_{RMS} \propto T_{sys}/\sqrt{B\ t_{int}}$

El sitio: Tolar Grande

El IAR (Instituto Argentino de Radioastronomía) participa en este proyecto de caracterización de sitios en colaboración con el grupo IATE (Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental), el ESO (*European Southern Observatory*) y la Universidad de Cornell. Los detalles sobre la elección de **Tolar Grande** pueden encontrarse en Recabarren et al. (2004). La figura 2 muestra el lugar donde está instalado el medidor de opacidad (*tipper*).

Ésta no es la única facilidad instalada en el cordón Macón; en la figura 3 puede verse de izquierda a derecha: la estación meteorológica (IATE, Cornell), el mangrullo con la cámara *DIMM* montada (IATE, ESO), el *tipper* con su conjunto de celdas solares (IAR) y el refugio construído por el IATE con la colaboración de la ESO.

Datos

Las mediciones se realizaron en un sitio localizado a 12 Km de **Tolar Grande** sobre el cordón del Macón a 4600 metros de altura. Éstas se iniciaron en abril de 2004 y continúan hasta el día de la fecha. En este trabajo se presentan los datos obtenidos en el período abril de 2004 hasta abril de 2005.

En la figura 4 se presenta el resumen estadístico de los datos obtenidos hasta el momento, separados por temporadas (a) y (b) y para todo el perîodo de mediciones (c).

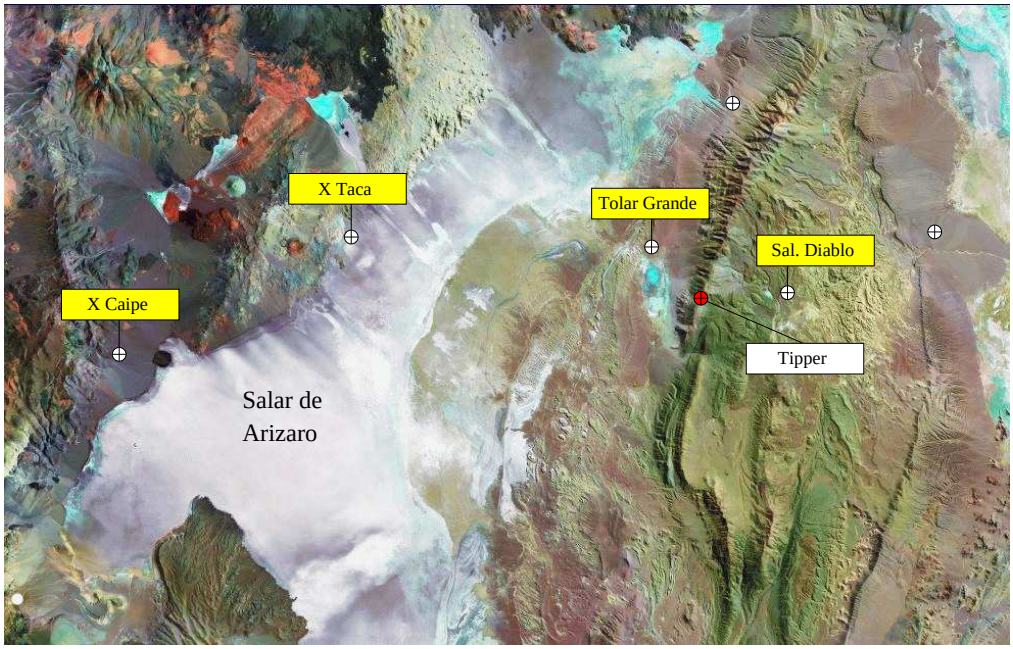
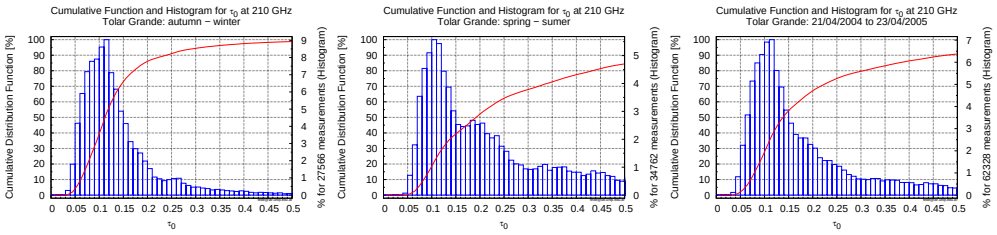


Figura 2. Imagen satelital de Tolar Grande y sus alrededores

Figura 3. Equipo actualmente instalado en el cordón Macón (4600 mts)
Fotografía: Rubén Vrech.

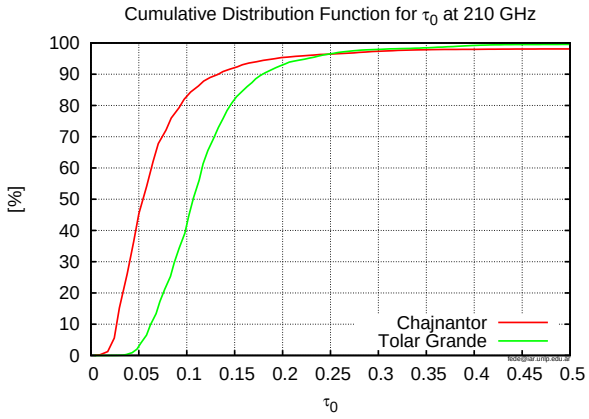
1. Comparación con Chajnantor

La figura 5a nos muestra la función acumulativa de distribución para la región de Chajnantor y **Tolar Grande** en el mismo lapso. Se puede apreciar que para valores de $\tau_0 \simeq 0.15$, la diferencia entre ambos sitios es del orden del 10 %.
En la figura 5b y 5c se muestran los datos individuales para ambos sitios en los mismos lapsos. Puede apreciarse una muy importante correlación en la variación temporal de la opacidad entre ambos lugares.

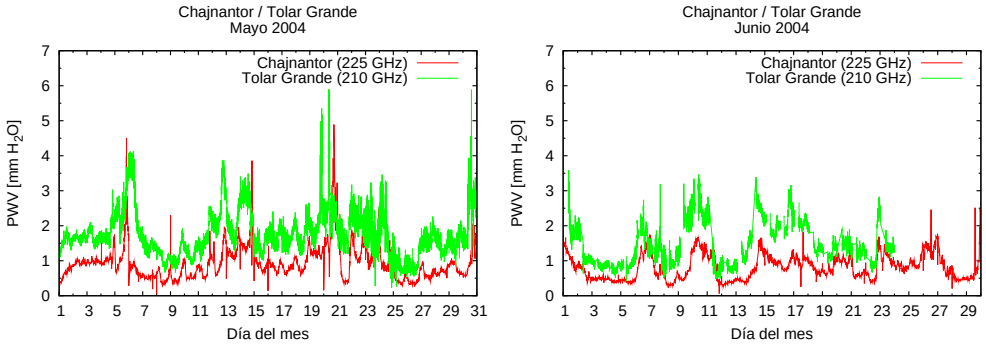


(a) Otoño - Invierno (b) Primavera - Verano (c) Año completo

Figura 4. Estadística del período abril de 2004 a abril de 2005



(a) función distribución



(b) datos individuales (c) datos individuales

Figura 5. Comparación de datos con Chajnantor durante 2004

Planes futuros

En el marco de una búsqueda de sitio para la instalación de una facilidad observacional en el rango de longitudes de onda milimétrica y submilimétrica, se planea continuar durante el aõ 2006 con el estudio de la opacidad atmosférica en la Puna

Salteña. Especial énfasis se pondrá en la región cercana a la localidad de **Tolar Grande**, de ese modo, se espera tener una base de datos que cubra un período de 2.5 a 3 aõs, y permita una adecuada caracterización del sitio. De confirmarse la estadística de las primeras campañas, el país dispondrá de un potencial lugar para la instalación de la citada facilidad, la que acrecentaría su importancia como estación para estudios futuros de *VLBI* con el mega proyecto milimétrico sub-milimétrico, denominado *ALMA* (*Atacama Large Millimeter Array*), y el *APEX* (*Atacama Pathfinder Experiment*), ambos en el altiplano chileno.

Referencias

Recabarren P., Muriel H., Vrech R., García Lambas D., Sarazin M. y Giovanelli R., 2004, Boletín de la Asoc. Arg. de Astr., **47**, 434.

EDUCACIÓN Y DIVULGACIÓN EN ASTRONOMÍA

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

El Campamento-Observatorio: Un espacio de aprendizaje posible para la enseñanza y divulgación de la Astronomía

H. D. Navone
Instituto de Física Rosario (IFIR), hnavone@ifir.edu.ar
Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR
Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)
C. Gastaud
Escuela N° 9250, Juncal, Santa Fe
N. Pattini
Planta de Campamentos N° 7502, Máximo Paz, Santa Fe
R. Aquilano
Instituto de Física Rosario (IFIR)
Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR
Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)

Abstract. The development of Astronomy in the Educations area presents limitations as: poor equipment, trouble in managing space and time, difficulty to make experiences. The sky contaminations in the city, because of the luminosity, make the astronomical observation just impossible. But, the formal education has a wonderful media for the Astronomy: camping; this activity is very close to physical education. The proposal is the transformation of camping in "observatory - camping", to introduce astronomical concepts by the exploration of the sky. The methodology for this job is the observation of the sky by the eyes, first, and then making use of binoculars and a telescope, far from urban centres. Finally, this experience has place in the Planta de Campamentos N° 7502 (Máximo Paz, Santa Fe), which belongs to Ministerio de Educación de la Provincia de Santa Fe.

Resumen. El desarrollo de actividades en Astronomía desde el circuito educativo formal presenta una serie de limitaciones: falta de equipamiento, rigidez en el uso del espacio y del tiempo, dificultades para implementar experiencias extra-escolares, entre otras. Se le suma a ello la falta de cielos adecuados para la observación astronómica, producto de la contaminación lumínica de los centros urbanos. No obstante, el circuito educativo formal cuenta con una herramienta adecuada para el trabajo en Astronomía: el campamento; actividad que se encuadra en el área de Educación Física. En este trabajo se propone el aprovechamiento de este espacio de aprendizaje, transformando al campamento en un campamento-observatorio para posibilitar la introducción de conceptos astronómicos en el circuito educativo formal a partir de la exploración directa del cielo. Se propone la metodología de taller para el trabajo en Astronomía, partiendo de observaciones

a "ojo desnudo", para luego pasar al uso de instrumental adecuado: binoculares y telescopios. Todo esto aprovechando la infraestructura y el cielo de las plantas campamentiles, emplazadas lejos de los centros urbanos. Finalmente, se describe la experiencia que se está implementando en la Planta de Campamentos N° 7502 (Máximo Paz, Santa Fe), perteneciente al Ministerio de Educación de la Provincia de Santa Fe.

Introducción

Es posible distinguir dos grandes circuitos educativos que brindan diversas oportunidades de aprendizaje. Por un lado el sistema educativo formal, representado por la escuela, y por otro, las alternativas no escolares de la educación, caracterizadas por desenvolverse en espacios y tiempos diferentes al escolar. Mientras el circuito formal provee una educación básica inicial, el no formal tiene la función de satisfacer necesidades de crecimiento personal, de brindar educación operativa al día y de ofrecer oportunidades de educación permanente para amplios sectores de la población (Gorey & Bottinelli, 1988).

Si bien las alternativas no formales en educación no pueden reemplazar a la escuela, sí es posible buscar en estas experiencias elementos que promuevan el enriquecimiento del trabajo escolar formal. Para ello, es imprescindible identificar los posibles lugares de la trama educativa formal en donde sea pertinente y adecuado introducirlos.

En este sentido, el capítulo correspondiente a Educación Física de los Contenidos Básicos Comunes (CBC) para la Enseñanza General Básica (EGB) y el Polimodal incluye un bloque denominado "La vida en la naturaleza y al aire libre", en el cual se contempla la realización de campamentos escolares.

Esta herramienta educativa prevista desde lo formal, posibilita entonces la construcción de espacios de enseñanza-aprendizaje con características operativas provenientes del circuito educativo no formal, resultando particularmente adecuada para la introducción de la Astronomía en el ámbito escolar.

El Campamento-Observatorio

Las ciencias naturales se basan en la observación y en la experimentación, siendo estas actividades difíciles de reproducir en el ámbito escolar. El laboratorio, si existe, se usa normalmente como complemento de los contenidos de un libro de texto y la descripción de los objetos celestes sólo es acompañada con la observación de láminas y esquemas (Navone *et al*, 2004).

El desarrollo de actividades en Astronomía desde el circuito educativo formal presenta una serie de limitaciones: falta de equipamiento, rigidez en el uso del espacio y del tiempo, dificultad para organizar encuentros extra-escolares; todo esto sumado a los condicionamientos que impone la vida urbana.

Sin embargo, la presencia del campamento en la trama educativa formal permite el ingreso de la Astronomía en la escuela mediante la exploración directa del cielo.

La propuesta educativa que se expone en este trabajo consiste en transformar a los campamentos escolares y al ámbito en donde se desarrollan (planta de campamentos), en lugares de iniciación, de difusión y de aprendizaje de la Astronomía,

dadas las características propias que tienen estos emplazamientos (lejos de los centros urbanos, cielos con baja contaminación lumínica) y la posibilidad de contar con el tiempo adecuado para el desarrollo de esta actividad (observaciones nocturnas, en distintos horarios y poco restringidas en cuanto a modalidades y duración).
Se trata, entonces, de crear un nuevo espacio de aprendizaje en el ámbito de los campamentos escolares, denominado Campamento-Observatorio, enriquecido con características provenientes del circuito educativo no formal.

Aspectos metodológicos, instrumentos y recursos

Se considera que la metodología de taller es la más adecuada para el trabajo en el Campamento-Observatorio, ya que la misma parte del interés de los propios alumnos, es suficientemente flexible como para posibilitar el abordaje de diversos temas y es adecuada para la realización de cambios si las condiciones así lo exigen (Ander-Egg, 1999; Pilar Hernández, 1993). Además, esta metodología facilita el trabajo en grupo y la distribución de roles y de responsabilidades; permitiendo introducir conceptos desde lo recreativo y lo lúdico.
Puesto que el campamento escolar es una actividad que generalmente se implementa una vez al año, con un tiempo de desarrollo breve (de 2 a 7 días) y en un espacio físico distinto al escolar, es necesario establecer aspectos metodológicos que lo trasciendan. En este sentido es importante distinguir tres tiempos educativos y dos ámbitos de desarrollo, sosteniendo en todos ellos un fuerte encuadre interdisciplinar. Los tiempos educativos corresponden al *antes*, el *durante* y el *después* del campamento, mientras que los ámbitos referidos son la escuela y la planta de campamento.
El tiempo anterior al campamento (*antes*) transcurre en el circuito educativo formal (la escuela) y consiste en un tiempo de planificación de las actividades a desarrollar. En esta etapa se trabajan contenidos de Astronomía en el aula, se busca información y se elabora un plan de observaciones acorde con la época y el lugar en donde se desarrollará el campamento. El enfoque interdisciplinar en esta etapa permitirá enriquecer la propuesta educativa haciéndolo más abarcadora y participativa, ya que la Astronomía involucra naturalmente a muchas áreas del saber.
El tiempo de desarrollo (*durante*) transcurre en la planta campamentil y, dadas las características de este espacio de enseñanza-aprendizaje, permite la incorporación de modalidades de trabajo no formales. En este tiempo se trata de ejecutar el plan de observaciones elaborado y, partiendo ahora del avistaje de los objetos celestes, se explora el cielo nocturno, teniendo permanentemente en cuenta la realización de posibles enfoques interdisciplinares.
En esta etapa se proponen tres fases de trabajo: (1) exploración del cielo a "ojo desnudo"; (2) observación de objetos celestes usando binoculares y (3) realización de observaciones con un telescopio. Es importante destacar que los binoculares son los instrumentos de base elegidos para el trabajo observacional ya que los mismos son fáciles de manipular y de compartir, lo cual facilita el trabajo con grupos de edades diversas; tienen un gran campo visual, lo que permite un acercamiento más natural a la exploración del cielo; y son instrumentos de relativo bajo costo, lo que posibilita contar con cantidad suficiente para facilitar

el trabajo con grandes grupos de participantes. Además, se debe tener en cuenta que las condiciones de accesibilidad a estos instrumentos (manipulación y costo) posibilitan que la Astronomía se convierta en un pasatiempo fuera de la escuela y se constituya en el destino del tiempo libre como niños, adolescentes, jóvenes o adultos.
Luego del campamento, una vez de regreso al aula, se inicia un tiempo de reflexión y evaluación. Se produce una "síntesis de la actividad", se evalúa todo lo aprendido, se discuten los conceptos involucrados, se trabajan las interpretaciones erróneas y se canalizan inquietudes en esta temática.

Una experiencia en desarrollo

En la Planta de Campamentos N° 7502, pertenenciente al Ministerio de Educación de la Provincia de Santa Fe, se encuentra en desarrollo la propuesta educativa descripta en este trabajo. En este espacio educativo se atienden a unos 5000 alumnos de escuelas públicas por año, se reciben establecimientos educativos caracterizados como de extrema vulnerabilidad, alumnos con capacidades diferentes y grupos caracterizados como de la 3era. edad.
En este lugar se desarrolla un Taller de Astronomía, basado en el uso de binoculares 10x25, 8x40 y 10x50; complementado la actividad con un telescopio reflector con montura ecuatorial de 900 mm de distancia focal y 130 mm de abertura.

Conclusiones

El Campamento-Observatorio constituye un nuevo espacio de aprendizaje, posible de ser enmarcado en los contenidos curriculares escolares bajo el eje "Vida en la naturaleza y al aire libre" contemplado en el área de Educación Física, permitiendo el ingreso de modalidades operativas no formales para enriquecer el circuito educativo formal y posibilitando la enseñanza de la Astronomía desde la escuela mediante la observación directa del cielo.
La experiencia que se encuentra en desarrollo en la Planta de Campamentos N° 7502 (Máximo Paz, Santa Fe), dependiente del Ministerio de Educación de la Provincia de Santa Fe, hace suponer que la misma es transferible hacia otras plantas campamentiles escolares, con la importancia que este hecho adquiere para el aprendizaje y difusión de la Astronomía.

Referencias

Ander-Egg, E. 1999, *El taller: Una alternativa de renovación pedagógica*, (Ed. Magisterio del Río de La Plata).

Gorey E. & Bottinelli C. (eds) 1988, *Las otras formas de aprender. Educación no formal y alternativas no escolares de la educación.*

Navone, H.D., Saccani G., Gastaud C. & Pattini N. 2004, *Proyecto Educativo "Día y Noche"*, presentado en el Ministerio de Educación de la Provincia de Santa Fe.

Pilar Hernández B. 1993, *Aula Taller*, (Ed. Bonum).

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

La producción científica en la Astronomía Argentina durante el último decenio

Claudia E. Boeris
Instituto Argentino de Radioastronomía, Berazategui, Argentina, biblio@iar.unlp.edu.ar

Abstract. The main scientific goal of this paper is to determine the relative scientific productivity, as measured by the number of papers published in international index publications, of the argentinean astronomers in different research areas of this discipline.
Throughout the decade 1995-2004 a growth in the net production as well as in the number of researchers has been found. Though almost **53%** of the total number of papers are published in the fields *Stars* and *Galaxies*, when the mean number of papers per researcher is evaluated, the fields *Processes and Physical Data* (**5,5** papers/researcher) and *Solar System* (**5,8** papers/researcher) are above the average (**4** papers/researcher). Variations in the productivity evolution has not been significant between areas.
Resumen. El objetivo del estudio es determinar la producción cientifica relativa de los investigadores argentinos en las distintas áreas de la astronomía. El relevamiento cubre el periodo 1995 a 2004 y se basa en artículos publicados en revistas con referato. Se ha detectado un crecimiento en la producción como así también en el número de investigadores. Casi el **53%** del número total de trabajos corresponden a las áreas *estrellas* y *galaxias*, mientras que si tiene en cuenta el promedio, las áreas *procesos y datos físicos* (**5,5** trabajos/investigador) y *sistema solar* (**5,5** trabajos/investigador) están por sobre el promedio total (**4** trabajos/investigador). No se han observado variaciones de importancia en la evolución de la producción entre las diferentes áreas.

Introducción

Para evaluar la producción científica de un investigador, de un grupo de investigadores, de una institución, de un país o de una región se utilizan una serie de métodos y técnicas que se encuentran enmarcados dentro de la *bibliometría.* Pritchard en 1969 introdujo el término *Bibliometrics* como un neologismo y lo definió como el "conjunto de estudios que tratan de cuantificar el proceso de la comunicación escrita, y la naturaleza y evolución de las disciplinas científicas ... mediante el recuento y análisis de diversas características de dicha comunicación". (Pritchard, 1969).
La actividad científica puede considerarse como un sistema de producción de información que, como todo sistema productivo, posee insumos y productos que pueden ser medidos a través de indicadores. Para formular estos indicadores es

necesario elaborar metodologías apropiadas que permitan evaluar objetivamente la actividad científica de un país o de una región determinada.
El número de publicaciones de un grupo de investigación puede considerarse un indicador de su producción científica y el número de veces que la obra de un grupo es citada por otras publicaciones, da la medida del impacto y de la visibilidad internacional de esa obra. (Rousseau, 1998) Esta evaluación permite definir políticas y distribuir recursos para el sistema científico-tecnológico.

Diseño, métodos y técnicas

Se realizó un estudio descriptivo con un diseño no experimental seccional y longitudinal, utilizándose métodos bibliométricos.
El relevamiento cubrió las publicaciones con referato de investigadores cuya afiliación perteneciera a una institución académica o de investigación argentina. Como fuente de datos se utilizó el Astrophysics Data System (ADS). Los datos demográficos fueron obtenidos a partir de los registros de la Asociación Argentina de Astronomía, seleccionándose a los socios activos que desarrollaron su actividad dentro del país hasta 2004, y a los becarios estudiantes de doctorado, quienes también poseen artículos publicados en revistas con referato, y figuran como socios adherentes.
Se utilizó el método de recuento por primer autor, el cual consiste en asignar a éste la autoría de cada documento, a fin de no incluir duplicados en los totales, que pueden ocurrir ya que generalmente los trabajos son de autoría compartida. Esta elección, se fundamenta en que el método es adecuado para hacer macroanálisis, como es el caso de la producción científica de un país.
Para determinar las áreas de investigación se tuvo en cuenta el esquema común adoptado por las revistas nucleares de la disciplina desde el año 2001 (Barcons, 2002). Se clasificó la producción de cada autor de acuerdo al área en la cual publicó la mayor parte de sus trabajos, teniéndose en cuenta los términos extraídos de títulos, resúmenes y las palabras clave.

Tabla 1
Cantidad de trabajos y citas recibidas

Área de investigación	Cantidad total de trabajos	Cantidad total de citas recibidas
Astrometría y mecánica celeste	73	245
Cosmología	24	343
Estrellas	111	808
Fuentes en función de su longitud de onda	5	28
Galaxias	87	590
Generalidades	5	0
Instrum. astronómica, métodos y técnicas	34	187
Medio interestelar, nebulosas	89	700
Procesos y datos físicos	88	789
Sistema solar	23	44
Sol	23	138

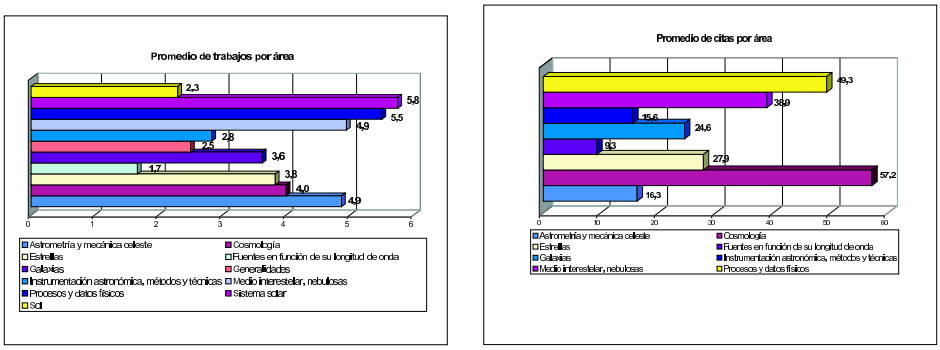


Figura 1. El promedio de citas por área de investigación se determinó a partir de la cantidad de citas recibidas por los trabajos del área entre 1995 y 2004, y la cantidad de investigadores

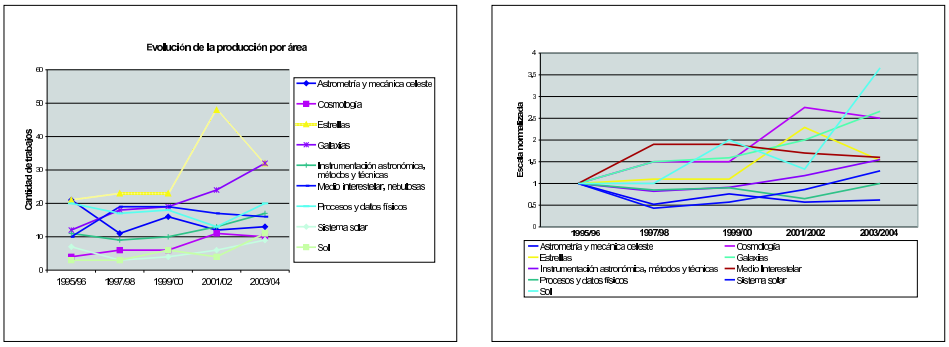


Figura 2. Las áreas fueron discriminadas de acuerdo a la clasificación utilizada por las revistas nucleares de la disciplina

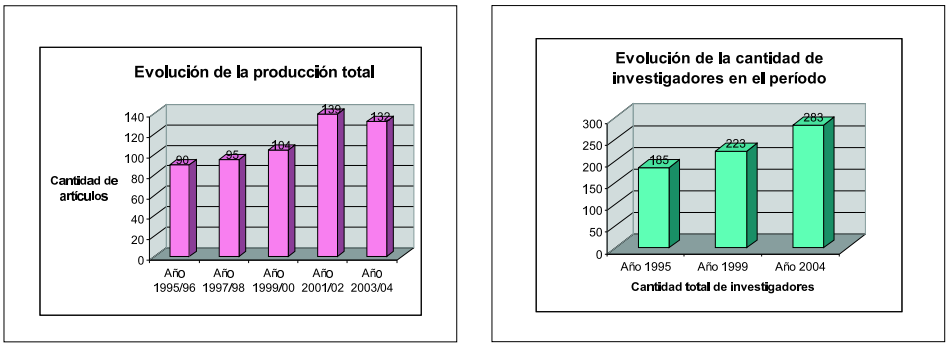


Figura 3. Se observa un crecimiento tanto de la producción como del número de investigadores

Conclusiones

El total de trabajos publicados en el periodo es de 563, con un promedio total de 4 trabajos por investigador. Las áreas con el nivel más elevado de producción son *estrellas* y *galaxias* con un total de 87 y 111 trabajos respectivamente, donde se concentran la mayor cantidad de autores y trabajos (tabla 1). Sin embargo, cuando se analizan los promedios, los valores se inclinan en favor de las áreas *procesos y datos físicos* y *sistema solar*, con un promedio de 5,5 y 5,8 trabajos, respectivamente (Fig. 1).

El promedio de citas más elevado corresponde al área *cosmología* con un promedio de 57,2 citas, seguida de *procesos y datos físicos* (49,3), y *medio interestelar* y *nebulosas* (38,9) (Fig. 1).

La producción total en el periodo creció un 47 % mientras que la cantidad total de investigadores se elevó en un 53 % (Fig. 3). La evolución por áreas no ha tenido variaciones de importancia salvo en los casos mencionados (Fig. 2). Por lo expuesto, puede decirse que no se han evidenciado variaciones significativas en los valores relevados entre las diferentes áreas.

Cabe aclarar que el método elegido para determinar las áreas de investigación puede dar lugar a una generalización excesiva, por lo cual sería recomendable realizar futuros estudios que permitan delimitarlas más específicamente en el contexto local.

Referencias

Barcons, X. et al. Informe sobre el estado de la investigación en astronomía en España (1999-2001). Ministerio de Ciencia y Tecnología 2002.

Bordons, M. Aspectos metodológicos en la obtención de indicadores bibliométricos . Cuadernos de indicios. 2001, 17-26.

Crabtree, D. & Bryson, E. Observatory publications and citations. LISA IV, 2003, 199-206.

Garfield, E. Citation indexing for studying science. Nature. 227, 669-71.

Glanzel, W. A concise introduction to Bibliometrics & its history. 2002 http://www.steunpuntoos.be/bibliometrics.html

Fernández, R. Análisis bibliométrico de la producción científica. Ciencia Hoy. 1998, 8, 60-64.

Kurtz, Michael J. et al. Worldwide use and impact of the NASA Astrophysics data system digital library. J. Am. Soc. Inf. Sci. Tech. 56, 36.

Price, D. S. Networks of scientific papers. Science. 149, 1965, 510-15.

Pritchard, A. Statistical bibliography or bibliometrics, J. Doc. 24, 1969, 348-349.

Rousseau, R. Indicadores bibliométricos e econométricos para a avaliaao de instituoes científicas. Ciencia da Inf. 27, no. 2, maio/ago, 1998. 149-58.

Sancho, R. Indicadores bibliométricos utilizados en la evaluación de la ciencia y la tecnología: revisión bibliográfica. Rev. esp. doc. cient. 13, no. 3-4, 1990. 842-64.

ADDENDUM

Por un problema editorial, estos trabajos no pudieron ser incluídos en la versión original del Boletín 48, pero son parte integral del mismo

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Evolución colisional y dinámica del Cinturón Principal de Asteroides y NEAs

Gonzalo C. de Elía[1,2] y Adrián Brunini[1,2]
[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Buenos Aires, Argentina, gdeelia@fcaglp.unlp.edu.ar, abrunini@fcaglp.unlp.edu.ar*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), CONICET*

Abstract. In this work we study the collisional and dynamical evolution of the Main Belt and near Earth asteroids (NEAs), considering catastrophic collisions, cratering events, the reaccumulation of fragments resulting from those impacts and the influence of resonances in the final fate of these. The secular resonances and the mean motion resonances existing in the asteroid Main Belt provide escape routes from there. It is now widely accepted that these objects falling into some resonance inside 2.5 AU could become NEAs or meteorites, while those bodies reaching one of the resonant regions outside 2.5 AU are perturbed causing them to cross Jupiter's orbit and be removed from the Solar System. Thus, the size distribution of NEAs is primarily determined by the Main Belt population and the collisional and dynamical mechanisms which are responsible of their transport. In order to study the meteorite fall on the terrestrial planets and their satellites and other events in the inner Solar System, we developed a numerical code which follows the simultaneous evolution of the Main Belt asteroids and NEAs.

Resumen. En este trabajo llevamos a cabo un estudio de la evolución colisional y dinámica del Cinturón de Asteroides y los Asteroides cercanos a la Tierra (NEAs), considerando colisiones catastróficas, eventos de craterización, los efectos de la reacumulación de los fragmentos resultantes en tales sucesos y la influencia de las resonancias en el destino final de los mismos. Las resonancias seculares y las resonancias de movimientos medios presentes en el Cinturón Principal de Asteroides actúan como rutas de escape de esa región. Es hoy ampliamente aceptado que todos aquellos objetos que caen en el interior de una resonancia por debajo de las 2.5 UA pueden llegar a ser NEAs o meteoritos, mientras que aquellos cuerpos que caen en una resonancia por encima de las 2.5 UA son perturbados por Júpiter y expulsados del Sistema Solar. Esto nos permite comprender que la región de los NEAs es poblada por el Cinturón Principal a través de las resonancias. Con el objetivo de estudiar la caída de meteoritos sobre los planetas terrestres y sus satélites así como también otros eventos de importancia que tuvieron lugar en el Sistema Solar interior, nosotros desarrollamos un código numérico que permite seguir de manera si-

multánea la evolución de los asteroides del Cinturón Principal y de los NEAs.

Introducción

La gran mayoría de los asteroides de nuestros Sistema Solar se encuentran distribuídos en una vasta región conocida como Cinturón Principal, localizada entre las órbitas de Marte y Júpiter, aproximadamente entre las 2 y las 3.3 UA del Sol. Acorde al semieje de las órbitas de los asteroides que lo componen, el Cinturón Principal puede ser dividido en tres regiones bien diferenciadas: un anillo interior, entre las 2 y las 2.5 UA, un anillo medio, entre las 2.5 y las 2.8 UA, y un anillo exterior, entre las 2.8 y las 3.3 UA del Sol, aproximadamente.
Los asteroides cercanos a la Tierra, más conocidos como NEAs, representan otra de las poblaciones distintivas de nuestro sistema solar interior. Los NEAs presentan distancias perihélicas $q \leq 1.3$ UA y distancias afélicas $Q \geq 0.983$ UA (Rabinowitz et al. 1994). Subcategorías de NEAs incluyen los asteroides Atenas ($a < 1$ UA, $Q \geq 0.983$ UA) y Apolo ($a \geq 1$ UA y $q \leq 1.0167$ UA), los cuales se mueven sobre órbitas que cruzan la correspondiente a la de la Tierra, y los asteroides Amor (1.0167 UA $< q \leq 1.3$ UA) los cuales se encuentran sobre órbitas cercanas a la de nuestro planeta.
En la Figura (1) puede verse representada la distribución de NEAs y asteroides pertenecientes al Cinturón Principal respecto de sus semiejes, excentricidades e inclinaciones.
Con el objetivo de estudiar la evolución de los pequeños cuerpos en el sistema solar interior, hemos desarrollado un algoritmo numérico estadístico que intenta reproducir de manera simultánea la evolución de cada uno de los tres anillos que componen el Cinturón Principal de asteroides y de los NEAs, incluyendo procesos colisionales y mecanismos dinámicos. En la sección 2, nosotros describimos el modelo colisional utilizado con el fin de llevar a cabo el tratamiento de una colisión entre dos cuerpos. En la sección 3, presentamos los diferentes mecanismos dinámicos tenidos en cuenta en nuestro algoritmo. En la sección 4, justificamos la necesidad de modelar de manera simultánea la evolución del Cinturón Principal de asteroides y de los NEAs así como también la inclusión de procesos colisionales y mecanismos dinámicos. Finalmente, nosotros presentamos algunas pruebas preliminares realizadas con el fin de testear la efectividad del algoritmo.

Análisis Colisional

La distribución de tamaños del Cinturón Principal de Asteroides está determinada fundamentalmente por procesos colisionales. Todos los asteroides sufren colisiones dando lugar a la generación de nuevos fragmentos. El análisis colisional que realizamos en nuestro modelo se basa fundamentalmente en el algoritmo propuesto por Petit y Farinella (1993), incorporando algunas modificaciones realizadas por D.P. O'Brien (2004) en su trabajo de Tesis Doctoral.
Nuestro algoritmo numérico nos permite estudiar el resultado de una colisión entre dos cuerpos dentro de dos regímenes de naturaleza diferente: un régimen

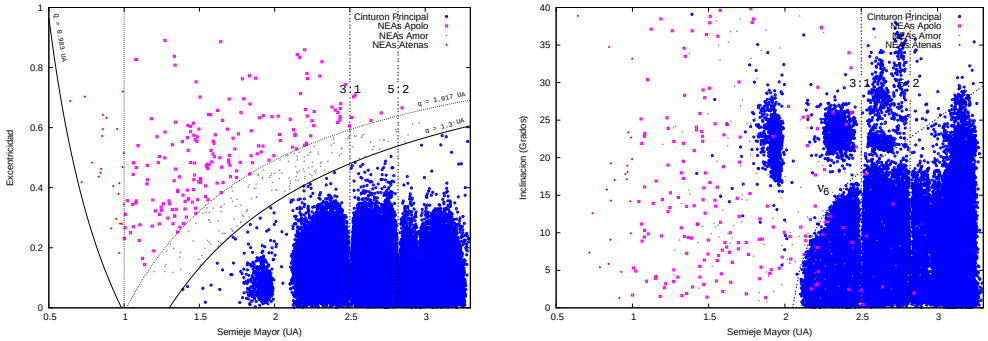


Figura 1. *Izquierda:* Distribución de NEAs y asteroides del Cinturón Principal respecto del semieje mayor y la excentricidad. Las resonancias de movimientos medios con Júpiter 3:1 y 5:2 también son mostradas. *Derecha:* Distribución de NEAs y asteroides del Cinturón Principal respecto del semieje mayor y la inclinación. Las resonancias de movimientos medios con Júpiter 3:1 y 5:2 y la resonancia secular ν_6 también son mostradas.

catastrófico, donde el fragmento más grande conserva menos de la mitad de la masa del cuerpo original, y un régimen de craterización, donde, como la denominación lo indica, tiene lugar la formación de un cráter.

Existen tres cantidades que resultan ser fundamentales en cualquier estudio de evolución colisional: la Energía Específica de Impacto Q_s, la cual es dependiente del tamaño del asteroide y nos da una noción de la resistencia al impacto para un dado objeto, la Velocidad Media de Impacto $\langle V \rangle$, y la Probabilidad Intrínseca de Colisión P_{ic}, la cual determina la probabilidad de colisión por unidad de tiempo y unidad de sección eficaz, para un dado par blanco-proyectil. Las leyes Q_s adoptadas para los asteroides en nuestro algoritmo no sólo son dependientes del tamaño sino que además presentan una doble pendiente. En efecto, para cuerpos pequeños (aproximadamente < 1 km) donde la acción de la gravedad no es relevante, las propiedades del material controlan la resistencia al impacto y Q_s decrece con un incremento del tamaño. Por el contrario, para cuerpos más grandes, la gravedad domina la resistencia al impacto de los objetos dando lugar a que Q_s crezca a medida que nos movemos hacia diámetros mayores. Una interesante discusión relacionada con este tema puede ser encontrada en Benz y Asphaug (1999). La energía específica de impacto junto con la velocidad media nos permiten determinar, para un cuerpo dado, si el tratamiento de la colisión debe realizarse en el régimen catastrófico o en el régimen de craterización. Destacamos que nuestro algoritmo nos permite obtener Q_s, $\langle V \rangle$ y P_{ic} para cada una de las poblaciones que componen el modelo, así como también entre poblaciones.

Potencialmente, existen tres resultados posibles cuando se produce una colisión entre dos cuerpos: ambos son fragmentados catastróficamente, uno es fragmentado catastróficamente y el otro es craterizado, o ambos son craterizados. Para cualquiera de estas posibles salidas, nuestro algoritmo computa la distribución de los fragmentos resultantes desde cada uno de los cuerpos colisionantes. Posteriormente, llevamos a cabo el cálculo de la velocidad de escape para tales frag-

mentos y luego, incorporando un modelo Masa-Velocidad de la forma $V \propto M^{-r}$, es posible determinar cuántos de ellos escapan del campo gravitacional de los cuerpos colisionantes y cuántos son reacumulados sobre el fragmento remanente más grande. Para especificar la relación Masa-Velocidad y de esta manera modelar la distribución de velocidades de los fragmentos resultantes luego de cada colisión, es necesario determinar que fracción de la energía de impacto es distribuída sobre los mismos. Esta información es brindada a partir del denominado parámetro de ineslaticidad f_{ke}. Este parámetro dependiente del tamaño, es modelado siguiendo una ley de potencias con el diámetro D de la forma $f_{ke} \propto D^{\gamma}$, donde el exponente γ es del orden de 0.5 (siempre entre 0 y 1) y la constante de proporcionalidad es seleccionada de modo tal que el valor del parámetro f_{ke} para objetos con un diámetro de aproximadamente 1000 km, varíe entre 0.05 y 0.3. Es importante destacar que, siguiendo esta línea de trabajo, nuestro algoritmo nos permite especificar el destino final de los fragmentos eyectados, a partir de lo cual sería posible estudiar la mezcla de material entre las diferentes poblaciones que componen el modelo. Con esta herramienta es posible llevar a cabo un análisis del gradiente taxonómico existente a lo largo del Cinturón Principal de asteroides. Teniendo certeza del destino final de los fragmentos, este algoritmo también nos permite estudiar la caída de meteoritos sobre los planetas terrestres y sus satélites. Este resulta ser un punto de interés relevante ya que los procesos de impacto que tuvieron lugar sobre los planetas que componen el Sistema Solar interior han sido fundamentales en la historia primitiva de nuestro sistema planetario, delineando estructuras características hoy observables sobre sus superficies.

Análisis Dinámico

Si bien los procesos colisionales resultan ser fundamentales en la evolución de estos pequeños cuerpos, existen diversos mecanismos dinámicos cuya influencia merece ser tenida en cuenta. Nuestro algoritmo numérico incluye los efectos dinámicos generados a partir de las resonancias orbitales y el efecto Yarkovsky. El Trabajo de Tesis Doctoral de J.G. Williams (1969) representa la primera indicación de que las resonancias orbitales podrían forzar a los asteroides del Cinturón Principal a cruzar las órbitas planetarias. Estudios posteriores desarrollados por Williams y Faulkner (1981), Wisdom (1983, 1985a,b) y Froeschlé y Scholl (1987) entre otros, fueron los primeros en analizar y confirmar el rol de las resonancias en el transporte de los pequeños cuerpos hacia la región terrestre. Siguiendo el trabajo de Morbidelli et al. (2002), al estudiar las regiones resonantes sería adecuado distinguir entre resonancias fuertes o poderosas y resonancias difusivas. A diferencia de las difusivas, las resonancias fuertes presentan gaps asociados en la distribución de asteroides del Cinturón Principal. Existen tres resonancias particulares pertenecientes a esta clase que merecen ser destacadas: la resonancia secular ν_6, la cual determina el límite interior del Cinturón Principal, la resonancia de movimientos medios 3:1 con Júpiter, aproximadamente a 2.5 UA, y la resonancia de movimientos medios 5:2 con Júpiter, aproximadamente a 2.8 UA. La existencia de estas resonancias en el Cinturón Principal de asteroides resulta ser relevante ya que las mismas funcionan como rutas de escape de esta región, actuando como eficientes fuentes de pérdida de masa del

Cinturón Principal. A partir del trabajo de Gladman et al. (1997), es hoy ampliamente aceptado que todos aquellos objetos que ingresan en las resonancias ν_6 y 3:1 pueden llegar a ser NEAs o meteoritos en unos pocos millones de años, teniendo como estado final típico un impacto con el Sol, mientras que aquellos cuerpos que caen en la resonancia 5:2 así como también en cualquiera de las resonancias que se ubican más allá de las 2.5 UA, generalmente terminarán siendo eyectados del Sistema Solar sobre una órbita hiperbólica debido a la proximidad de Júpiter. Este resultado establece que si bien todas las resonancias son eficientes en remover masa del Cinturón Principal, sólo las resonancias ν_6 y 3:1 son importantes fuentes generadoras de NEAs.

Más allá de las resonancias fuertes a las cuales hicimos mención, el Cinturón Principal de asteroides está densamente poblado por cientos de delgadas resonancias difusivas constituídas por: resonancias de movimientos medios con Júpiter de alto orden, resonancias de tres cuerpos con Júpiter y Saturno, y resonancias de movimientos medios con Marte. Debido a la presencia de estas resonancias, la mayoría de los asteroides del Cinturón Principal presentan un comportamiento caótico. El efecto de esta caoticidad resulta ser muy débil. Como consecuencia de ello, los elementos orbitales de los objetos cambian muy lentamente con el tiempo, dando lugar a un proceso de difusión caótica. La alta tasa de difusión de asteroides, particularmente proveniente del Cinturón Principal Interior, nos permite explicar la existencia de una población particular de pequeños planetas conocida como Cruzadores de Marte. Esta población distintiva resulta ser relevante en nuestro modelo ya que la misma representa otra importante fuente de NEAs. Efectivamente, los Cruzadores de Marte sufren variaciones aleatorias en su semieje como consecuencia de sucesivos encuentros con Marte hasta que ellos ingresan en una resonancia que puede ser capaz de decrecer sus perihelios por debajo de las 1.3 UA y de esta manera convertirlos en NEAs.

Por otra parte, el denominado efecto Yarkovsky juega un rol clave en la evolución de los asteroides del Cinturón Principal. Hasta hace una década atrás se creía que el mecanismo principal a partir del cual se producía la inyección de material dentro de las resonancias era la misma actividad colisional presente en el Cinturón Principal. Sin embargo, este concepto fue modificado a partir de algunos trabajos tales como el de Morbidelli y Vokrouhlický (2003) desarrollados en esta última década, en los cuales se sugiere que el denominado efecto Yarkovsky juega un rol dominante en el transporte de material dentro de las regiones resonantes del Cinturón Principal, siendo más relevante que la inyección colisional.

El efecto Yarkovsky es el resultado de un mecanismo de radiación el cual puede causar cambios significativos en las órbitas de los cuerpos rotantes del sistema solar debido a la asimetría existente entre la dirección de absorción de la luz del Sol y la dirección en la cual la energía térmica es irradiada desde el cuerpo. Si bien resulta ser minúsculo, el efecto Yarkovsky se torna relevante sobre escalas de tiempo de millones de años. Además, este efecto resulta ser dependiente del tamaño por lo cual puede modificar apreciablemente la distribución de tamaños del Cinturón Principal de asteroides. Siguiendo el modelo analítico propuesto por Farinella et al. (1998), nuestro algoritmo numérico es capaz de modelar el efecto Yarkovsky a partir de ecuaciones estadísticas simples. Posteriormente, y distinguiendo el accionar de resonancias fuertes y difusivas, el algoritmo de-

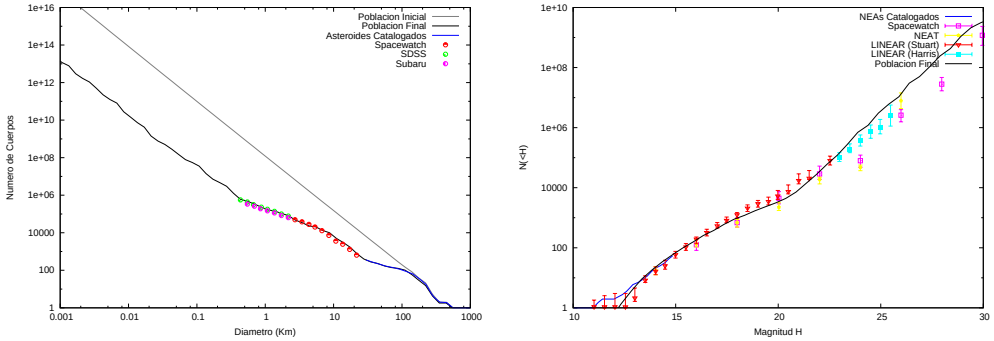


Figura 2. *Izquierda:* Distribución de tamaños asociada al Cinturón Principal, obtenida a partir de nuestras simulaciones. *Derecha:* Distribución de tamaños asociada a los NEAs, obtenida a partir de nuestras simulaciones.

sarrollado permite estudiar el comportamiento acoplado generado por el efecto Yarkovsky y las resonancias con el objeto de modelar la evolución dinámica de los asteroides en estas regiones.

Conclusiones y Resultados

Asumiendo que las resonancias ν_6 y 3:1 y la población de Cruzadores de Marte resultan ser las tres fuentes más importantes generadoras de NEAs llevándose material del Cinturón Principal, es posible justificar la necesidad de modelar la evolución del Cinturón Principal de asteroides y de los NEAs de modo simultáneo. En efecto, la distribución de los NEAs está determinada fundamentalmente por la población del Cinturón Principal de asteroides de la cual provienen. Además, un modelo apropiado que intente reproducir la evolución de los pequeños cuerpos en estas regiones debe incluir procesos colisionales y mecanismos dinámicos, ya que sin evolución dinámica no tendríamos generación de NEAs y sin evolución colisional no se daría lugar a la generación de nuevos fragmentos.

Nuestro algoritmo numérico ha superado con éxito una etapa de severos testeos obteniendo resultados altamente compatibles con diversos observables de importancia tales como las distribuciones de tamaño asociadas con el Cinturón Principal de asteroides y los NEAs, masas actuales, tiempos de vida colisionales entre otras cuestiones relevantes. El tratamiento adoptado con el fin de definir la masa inicial del Cinturón de asteroides en nuestras simulaciones, merece ser destacado. Estudios detallados desarrollados por Petit et al. (2001) sugieren que si bien podría haber existido cientos de veces más masa en el Cinturón de asteroides primitivo, perturbaciones gravitacionales ejercidas por Júpiter y embriones planetarios redujeron rápidamente la masa del Cinturón inicial, alcazando su valor actual sobre una escala de tiempo de unos pocos millones de años.

Nuestro algoritmo numérico simula la existencia de una población inicial masiva en la región del Cinturón de asteroides siguiendo la idea propuesta por O'Brien (2004). A partir de esto, la población inicial asociada al Cinturón de asteroides es multiplicada por un dado factor (lo cual da lugar a un Cinturón inicial cientos de veces más masivo que el actual) y su evolución es seguida por 5 millones de años. Luego, la población residual es reducida por el mismo factor y finalmente su evolución es estudiada por el resto de los 4500 millones de años.

La Figura (2) muestra el ajuste obtenido para las distribuciones de tamaño del Cinturón Principal y los NEAs a partir de nuestras simulaciones. En la distribución de tamaño asociada al Cinturón Principal de asteroides es posible observar una estructura de onda con picos y valles bien marcados. Dicha estructura es justificada debido a la doble pendiente de las leyes que nos describen la energía específica de impacto Q_s, mencionada en la sección 2. En efecto, esta doble pendiente genera un exceso de pequeños proyectiles relativo al que existiría si Q_s fuese estrictamente creciente para todos los cuerpos independientemente del tamaño. Este exceso de impactores lleva a un decrecimiento más pronunciado en el número de blancos capaces de ser destruídos por ellos, comportamiento que se extiende de manera sucesiva hacia cuerpos mayores y es responsable de generar la estructura de onda.

La concordancia entre los datos observacionales y los resultados de nuestras simulaciones nos permiten avalar las bases sobre las cuales estamos desarrollando nuestra tarea. Como ya hemos dicho en la sección 2, nuestros trabajos a futuro están enfocados a estudiar la caída de meteoritos sobre los planetas terrestres y sus satélites, la mezcla taxonómica de material existente en el Cinturón Principal, así como también el denominado "Bombardeo Lunar Tardío" que tuvo lugar en las etapas más primitivas de la formación de nuestro Sistema Solar.

Referencias

Benz, W., & Asphaug, E. 1999, Icarus, 142, 5-20.

Farinella, P., Vokrouhlický, D., & Hartmann, W.K. 1998, Icarus, 132, 378-387.

Froeschlé, Ch., & Scholl, H. 1987, Astron. Astrophys., 179, 294-303.

Gladman, B., Migliorini, F., Morbidelli, A., Zappala, V., Michel, P., Cellino, A., Froeschlé, Ch., Levison, H., Bailey, M., & Duncan, M. 1997, Science, 277, 197-201.

Morbidelli, A., Bottke Jr., W., Froeschlé, Ch., & Michel, P. 2002, Asteroid III, 409-422.

Morbidelli, A., & Vokrouhlický, D. 2003, Icarus, 163, 120-134.

O'Brien, D. 2004, Tesis Doctoral, Univ. de Arizona.

Petit, J., & Farinella, P. 1993, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 57, 1-28.

Petit, J., Morbidelli, A., & Chambers, J. 2001, Icarus, 153, 338-347.

Rabinowitz, D.L., Bowell, E., Shoemaker, E.M., & Muinonen, K. 1994, Hazards Due to Comets and Asteroids, 285-312.

Williams, J.G. 1969, Tesis Doctoral, Univ. de California, Los Angeles.

Williams, J.G., & Faulkner, J. 1981, Icarus, 46, 390-399.

Wisdom, J. 1983, Icarus, 56, 51-74.
Wisdom, J. 1985a, Icarus, 63, 272-289.
Wisdom, J. 1985b, Nature, 315, 731-733.

Asociación Argentina de Astronomía
BAAA, Vol. 48, 2005
E.M. Arnal, A. Brunini, J.J. Clariá Olmedo, J.C. Forte, D.O. Gómez, D. García Lambas, Z. López García, S. M. Malaroda, & G.E. Romero, eds.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Anillos y discos circunestelares

M. L. Arias
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
J. Zorec
Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Univ. P.& M. Curie, Francia

Abstract. We present a simple way of dealing with line emission profiles formed in circumstellar media having different geometrical configurations. We calculate line emission profiles and compare some of them with observed ones. We discuss the physical characteristics of the circumstellar envelopes that such calculations can provide.
Resumen. En este trabajo presentamos una forma simple de tratar perfiles en emisión formados en envolturas circunestelares con diferentes estructuras geométricas. Calculamos perfiles en emisión y los comparamos con algunos perfiles observados. En base a esto discutimos las características físicas de las envolturas que producen tales perfiles.

Introducción

La variabilidad en las líneas en emisión es una característica propia de las estrellas Be, desencadenada probablemente por variaciones en el tamaño, la geometría y las condiciones globales físicas y dinámicas características del medio circunestelar. Con la idea de buscar las posibles causas de esta variabilidad más allá de las posibles especulaciones cualitativas, nos proponemos inferir, a partir de perfiles de líneas observados, el orden de magnitud de los parámetros físicos que caracterizan las envolturas circunestelares. En este trabajo optamos por el cálculo de perfiles de líneas basado en hipotesis simples y principios básicos. Evitamos el uso de códigos complejos, que en la mayoría de los casos produce resultados fuertemente dependientes del modelo. La Fig. 1 muestra un dibujo de dos configuraciones extremas de envolturas circunestelares emisoras en estrellas Be. El escenario de la Fig. 1a (izq.) puede ser representado por un anillo equivalente y el de la Fig. 1b (izq.) con un disco ligado gravitatoriamente con alguna forma geométrica dominante: elíptica, cilíndrica o con un ángulo de apertura. En las secciones siguientes presentamos el cálculo del flujo emitido por algunas de estas estructuras.

Anillos

La radiación producida por una envoltura como la de la Fig. 1a (Izq.) puede estimarse a partir de un modelo de anillo isotermo delgado de densidad uniforme,

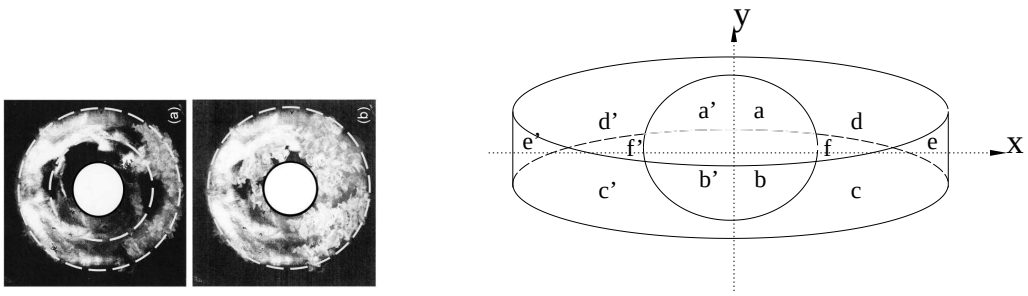


Figura 1. Izquierda: Esquemas de envolturas circunestelares reducibles a un anillo o a un disco equivalente. Derecha: Sistema estrella-anillo equivalente

igualando su densidad superficial a la densidad de columna media de la envoltura real. El flujo de radiación emitido en una dada longitud de onda λ esta dado por: $F_\lambda = \int_{\mathcal{S}} I_\lambda(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y$, donde $\mathcal{S}$ es la superficie mostrada en la Fig. 1 (Der.), que representa el sistema estrella-anillo proyectado en el cielo según un ángulo de inclinación i y $I_\lambda(x,y)$ es la intensidad específica de la radiación emergente. En la Fig. 1 (Der.) distinguimos diferentes zonas que contribuyen a la emisión del perfil observado. Para calcular el valor de $I_\lambda(x,y)$ tenemos en cuenta la ubicación del punto (x,y) sobre la superficie proyectada $\mathcal{S}$ y si se trata de una zona cubierta o no por la parte frontal del anillo.

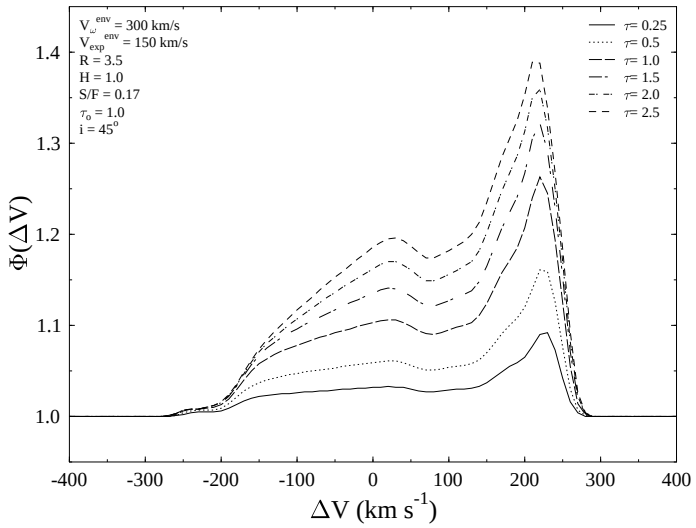


Figura 2. Perfiles calculados con un modelo de anillo

Los parámetros libres del modelo que pueden ser usados para ajustar perfiles de líneas en emisión observados son: la función fuente de la línea en unidades del flujo de la estrella central, S_o/F_*; la profundidad óptica media de la zona emisora, τ_o; el radio y la altura del anillo, R_r y H, el ángulo de inclinación del sistema estrella-anillo, i; y las velocidades de rotación y expansión/contracción

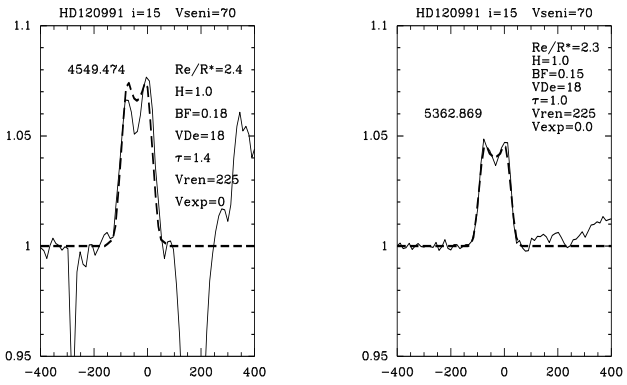


Figura 3. Ajuste de perfiles observados con el modelo de anillo

del anillo, V_Ω y V_{exp}. La forma de los perfiles observados reduce mucho el rango de variación de estos parámetros, principalmente aquellos referidos al campo de velocidades y al cociente entre τ_o y H. La Fig. 2 muestra una serie perfiles en emisión producidos por un anillo ópticamente grueso en expansión visto con $i = 45^o$, para distintos valores de τ. Estos perfiles resultan similares a los encontrados en las estrellas Be para las líneas de Fe II en el rango óptico. La asimetría de estos perfiles es mayor si $i > 45^o$. La Fig. 3 muestra un ajuste de perfiles observados, señalando en cada caso los valores de los parámetros usados.

Discos

Los discos cilíndricos en reposo o con V_Ω y V_{exp} uniformes pueden ser reducidos al problema de un anillo equivalente. Para otros casos, suponemos una distribución de densidad de partículas dada por $N(R) \sim R^{-\beta}$, de modo que $V_{exp} \sim R^\alpha$ con $\alpha = 2-\beta$ y que las capas en la dirección vertical están en equilibrio hidrostático, de modo que: $N(R,z) = N(R)e^{-\frac{1}{2}(\frac{z}{H})^2}$ (Traves & Maraschi 1988, Horne & Marsh 1989). Para simplificar el tratamiento suponemos H constante con R. Para una dada H se hacen las mismas composiciones de flujo que en el caso del anillo, excepto que la profundidad óptica de cada punto proyectado se obtiene integrando a través del disco en la dirección de observación correspondiente. La Fig. 4 muestra efectos debidos a la variación de S con τ_o: $S \propto \tau_o^{1/2}$, para $\tau_o \gg 1$, para distintos ángulos de inclinación. Estos perfiles ya habían sido obtenidos por Hummel (1994). Aquí mostramos que este tipo de perfiles puede obtenerse como consecuencia de la variación de S con τ_o.

Los discos introducidos por Waters (1986) también pueden ser reducidos a un anillo equivalente. En este caso la densidad superficial del anillo dependerá de z. En este trabajo mostramos los resultados obtenidos para un disco visto de canto ($i = 90^o$). En la Fig. 5 comparamos nuestros cálculos con el perfil de Hα en emisión observado en α Eri en 1994. Vinicius et al. (2005) estudió esta línea mediante un modelo de envoltura circunestelar representado por una estructura tipo anillo y derivó sus parámetros físicos ajustando el perfil de Hα

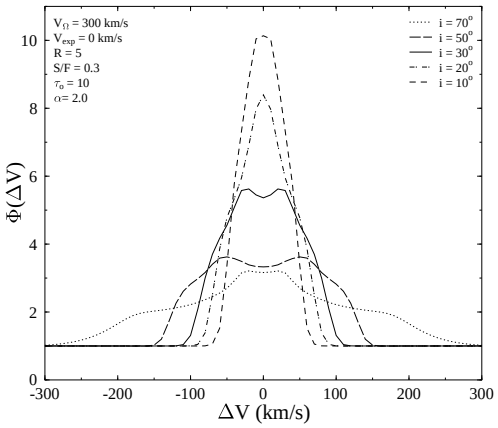


Figura 4. Perfiles calculados con un modelo con H constante

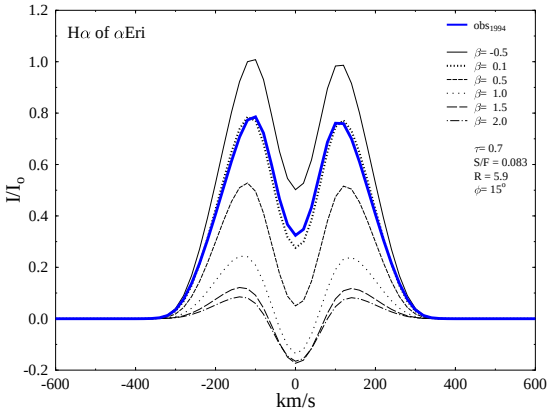


Figura 5. Ajuste del perfil Hα observado en α Eri con un disco con ángulo de apertura $\phi = 15^o$

observado. Estos autores dedujeron que la distribución de densidad del disco debería corresponder a $\beta = -0.1$. Adoptando un disco con ángulo de apertura, obtenemos un ajuste con $\beta = 0.1$ (línea gruesa). Esto sugiere que el ajuste de perfiles con algunos de nuestros modelos simples conduce a estimaciones del parámetro de distribución de densidad β con un error de $\epsilon_\beta \sim \pm 0.2$.

Conclusiones

En el presente trabajo hemos visto que es posible calcular una gran variedad de perfiles de línea formados en las envolturas circunestelares, usando principios básicos de formación de líneas. El ajuste a los perfiles observados puede proveer información sobre la profundidad óptica de la envoltura (τ_o) en la línea estudiada, la densidad de columna ($\int N_e^2 dR$), la extensión (R_r) y altura H de las regiones de formación de las líneas, la distribución de densidad (β), y velocidades medias de

rotación (V_Ω) y expansión/contracción (V_{exp}). Estos parámetros pueden ayudar a discutir la variabilidad en las líneas en emisión en objetos tipo Be o B[e] e inferir las causas y condiciones cambiantes en las envolturas circunestelares que originan estas variaciones.

Referencias

Horne, K., & Marsh, T.R. 1986, MNRAS, 218, 761

Hummel, W. 1994, A&A, 289, 458

Treves, A., & Maraschi, L. 1988, PASP, 100, 427

Vinicius, M.M.F., Zorec, J., Leister, N.V., et al. 2006, A&A 446, 643

Waters, L.B. 1986, A&A, 162, 121

ÍNDICE DE AUTORES

Abadi, M.G., 373
Abraham, Z., 103
Acosta, J., 391, 409, 430
Adelman, S.J., 242
Agüero, E.L., 450
Agüero, M.P., 405
Ahumada, A.V., 35, 140, 167, 181, 192, 214
Ahumada, J.A., 177, 391, 409, 430
Ajiki, M., 409, 430
Althaus, L.G., 185
Andruchow, I., 434
Aquilano, R., 364, 486
Araudo, A.T., 379
Areas Zavala, L., 238
Arias, J.I., 277
Arias, M.L., 263, 503
Arnal, M., 272, 308, 480
Báez, P., 469
Barbá, R., 272, 277
Bareilles, F.A., 475, 480
Baume, G., 230, 257
Benaglia, P., 127
Benvenuto, O.G., 29, 146
Bergmann, M., 391, 409, 430
Bica, E., 140, 167, 214
Boeris, C.E., 490
Bornancini, C.G., 463
Bosch- Ramon, V., 327
Briozzo, C.B., 47, 53, 57, 61
Brunini, A., 23, 29, 495 Buccino, A.P., 19
Buzzoni, A., 401
Calderón, J., 454
Campos, M., 454
Cappa, C.E., 298, 302
Carranza, G.J., 294, 445
Carraro, G., 257
Castelletti, G., 288
Chauville, J., 238
Christiansen, H.R., 334
Cellone, S.A., 379, 401, 434
Cersosimo, J.C., 469
Cidale, L.S., 171, 238, 283
Cincotta, P.M., 40
Cincunegui, C., 152, 196
Clariá, J.J., 35, 140, 167, 181, 192, 214, 220, 226
Coca, S., 224
Combi, J.A., 315

Correa, J., 72
Córsico, A.H., 185
Cristiani, G., 88
Dasso, S., 79, 93
De Biasi, M.S., 67
de Elía, G.C., 495
de Elía, G.C., 39
Démoulin, P., 79, 84, 93
De Rossi, M.E., 441, 459
De Vito, M.A., 146
Díaz, R.F., 196
Díaz, R.J., 405, 445, 450, 454
Dirani, L.D., 23
Dottori, H., 409, 430
Dubner, G., 288
Duffard, R.D., 2
Duronea, N., 308
Fariña, C., 158
Feinstein, C., 385
Fernández Lajús, E., 158, 475
Fernández, J.M., 13
Figueroa Vélez, S., 469
Fortier, A., 29
Frémat, Y., 263
Gamen, R., 158
García Lambas, D., 395, 417, 459, 463
García, B., 391, 409, 430
García, R.E., 475
Gastaud, C., 486
Geisler, D., 220
Gieren, W., 13
Giménez de Castro, C.G., 88
Gimeno, G., 405, 445, 454
Giordano, C.M., 40
Giorgi, E.E., 230
Golap, K., 288
Gómez, D.O., 352, 368
Gómez, M., 114, 163, 253
González, E., 211
Goss, W.M., 288
Gramajo, L.V., 163
Granada, A., 171
Gulisano, A.M., 79
Günthardt, G.I., 405, 450
Hägele, G., 398
Huascarriaga, F.P., 480
Jahnke, J., 409, 430
Kaufmann, P., 88
Lapasset, E., 177, 226

Leiva, A.M., 47, 53, 57, 61
Lemarchand, G.A., 19
Leone, F., 211
Lipari, S., 391, 409, 430
Llinares, C., 158
López García, F., 72
López García, Z., 211
Losada, E., 364
Luoni, M.L., 84
Macchetto, F.D., 385
Malaroda, S.M., 211
Mandrini, C.H., 79, 84, 88, 93
Martín, M.C., 298
Martínez, A.H., 61
Mast, D., 405
Mauas, P.J. D., 19, 152, 196, 207
Mediavilla, E., 391, 409, 430
Merlo, D.C., 246, 267, 391
Miller Bertolami, M.M., 185
Milone, L.A., 246, 267
Minniti, D., 13, 35
Moitinho, A., 257
Montero, M.F., 341, 352, 368, 385
Morras, R., 480
Morrell, N.I., 277
Muller, R.J., 469
Nakwacki, M.S., 93
Navarro, J.F., 417
Navone, H.D., 364, 486
Niemela, V., 158
Nuza, S.E., 459
Olalde, J.C., 480
Orellana, M., 334
Orellana, R.B., 67
Padilla, N., 463
Paissan, G.H., 97
Paredes, J.M., 327
Parisi, M.C., 140, 220, 226
Pattini, N., 486
Pedrosa, S.E., 242
Pelliza, L.G., 200, 459
Pérez, J., 395
Piatti, A.E., 140, 181, 192, 200, 220, 226
Pietrzynski, G., 13
Pineault, S., 302
Pintado, O.I., 242
Platzeck, A.M., 341, 368
Punsly, B., 409
Ramírez, S., 13

Reynoso, M.M., 358
Rodón, J.A., 253
Rohrmann, R.D., 146, 234, 283
Romero, G.A., 272, 379
Romero, G.E., 327, 334, 358, 434
Rovero, A.C., 346
Rovira, M.G., 88, 97
Ruíz, M.T., 13
Salerno, N., 158
Sales, L., 417
Sampayo, O.A., 358
Sánchez, S.F., 391, 409, 430
Santiago Figueroa, N., 469
Santos Jr., J.F.C., 140
Scannapieco, C., 395, 424, 441, 459
Schwartz, M.A., 158, 475
Simontacchi, L., 158
Soares, J.B., 167
Solans, J.H., 475
Solivella, G.R., 230
Springel, V., 424
Stenborg, G., 97
Szeifert, T., 13
Taniguchi, Y., 409, 430
Tapia Vega, R., 211
Tecce, T.E., 200
Teixeira, R., 67
Terlevich, R., 391, 409, 430
Testori, J.C., 298, 469
Tissera, P.B., 395, 424, 441, 459
Torres, A., 158
Udalski, A., 13
Vallverdú, R.E., 283
Vasquez, J., 302
Vázquez, R.A., 230, 257
Vieytes, M.C., 207
Vigh, C.D., 352
Weidmann, W.A., 294, 405
White, S.D.M., 424
Whitney, B.A., 163
Zheng, W., 391, 409, 430
Zoccali, M., 13
Zorec, J. 238, 263, 503