

Boletín *de la* Asociación Argentina *de* Astronomía

2016

Boletín de artículos científicos
Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía
La Plata, provincia de Buenos Aires, septiembre de 2015

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 58



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 58, correspondiente a la reunión anual 2015: Paula Benaglia (Editora en Jefe), Daniel Carpintero (Editor Invitado), Roberto Gamen (Secretario Editorial) y Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Guillermo Bosch (presidente)
Andrea Costa (vicepresidente)
Roberto Venero (secretario)
Mónica Viviana Cardaci (tesorera)
Javier Alejandro Ahumada (vocal 1)
Jorge Ariel Combi (vocal 2)
Sergio Dasso (1er suplente)
Jorge Federico González (2do suplente)

Comisión Revisora de Cuentas

Cristina Cappa
Gabriela M. Castelleti
Alejandro Hugo Córscico

Comité Nacional de Astronomía

Estela Reynoso (secretaria)
Andrea Fabiana Torres
Christian Giuppone
Rene Rohrmann
Mariano Domínguez

Reunión Anual 2015

La Plata, 14 al 18 de septiembre de 2015

Organizada por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) y el Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP)

Comité Científico

Andrea Verónica Ahumada (OAC, UNC)
María Victoria Alonso (OAC, IATE)
Paula Benaglia (IAR, FCAG)
Daniel Diego Carpintero (Presidente, FCAG, IALP)
Sergio Dasso (IAFE, FCEN)
Romina P. Di Sisto (FCAG, IALP)
Juan Carlos Gabriel (ESA)
René Daniel Rohrmann (ICATE)

Comité Organizador Local

Silvia Abal
Yael Judith Aidelman
María Laura Arias
Federico Campuzano Castro
Lydia Sonia Cidale (Presidente)
Betina Fregenal
Maximiliano Haucke
Jorge Panei
Claudio Hugo Martín Quiroga
Andrea Fabiana Torres
Rodolfo Enrique Vallverdú

Publicado por

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

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

Créditos:

Diseño de portada: Adrián Rovero y Andrea León
Foto grupal: Martín Canone
Confeccionado con la clase "confproc" en L^AT_EX

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2016

Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene los trabajos correspondientes a la 58a Reunión Anual, la cual tuvo lugar en el Teatro Argentino de la ciudad de La Plata, provincia de Buenos Aires, Argentina, del 14 al 18 de septiembre de 2015. La reunión fue organizada por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata y el Instituto de Astrofísica de La Plata.

Este año, la labor del Comité Editorial incluyó la ampliación de la base de datos de los árbitros con la incorporación de más profesionales de todas las latitudes. Se extendió y perfeccionó la lista de estilo propia del BAAA, a la que se deberán ajustar en lo sucesivo los artículos que conformen el Boletín. Se uniformaron, asimismo, las afiliaciones de autores.

La Reunión Anual convocó a unos 250 participantes. Reconocidos expertos invitados tuvieron a su cargo diez charlas de revisión, que complementaron las habituales presentaciones de trabajos, orales y murales. Correspondientes a estas últimas, el Comité Editorial recibió 89 contribuciones; luego del proceso de arbitraje por pares externos y de correcciones editoriales, finalmente son aquí publicadas 84.

Durante la reunión se entregaron dos de los premios que otorga la Asociación Argentina de Astronomía: el premio Jorge Sahade a la trayectoria y el premio José Luis Sérsic al investigador consolidado. Los ganadores fueron la Dra. Cristina H. Mandrini y el Dr. Pablo J. D. Mauas, respectivamente, quienes acompañaron la recepción del galardón con sendas contribuciones invitadas que forman parte del presente volumen. El BAAA58 se completa con reseñas de lo discutido en dos mesas redondas por parte de profesionales destacados.

Deseamos agradecer en esta entrega del Boletín a todos los autores que contribuyeron a enriquecerlo, a los colegas que han llevado a cabo serias tareas de arbitraje –muchos de ellos por primera vez para el BAAA–, y al Dr. Leonardo J. Pellizza por su invaluable ayuda, que ha facilitado enormemente el recambio del grupo editorial.

La Plata, 31 de mayo de 2015.

Paula Benaglia
Editora en Jefe

Daniel Carpintero
Editor Invitado

Roberto Gamen
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial

Índice general

<i>Prefacio</i>	III
<i>Foto grupal</i>	XII
AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología	1
Mesa redonda: Materia oscura vs. gravitación alternativa. Evidencias observacionales de la existencia de materia oscura <i>M.G. Abadi</i>	1
Round table: Dark matter vs. alternative gravitation. Dark matter or another kind of gravity? <i>G.E. Romero</i>	3
Mesa redonda: Materia oscura vs. gravitación alternativa. Aciertos y problemas de ambos paradigmas <i>S.J. Landau</i>	5
Models of galaxy formation and evolution <i>S.A. Cora</i>	8
Generating a Magellanic star cluster catalog with ASTECA <i>G.I. Perren, A.E. Piatti, R.A. Vázquez</i>	15
Caracterización espectro-fotométrica del entorno de una muestra de blazares en el óptico <i>J. Torres-Zafra, S. Cellone, I. Andrushow</i>	18
Properties of early-type galaxies in a cosmological framework <i>M.S. Rosito, S.E. Pedrosa, P.B. Tissera</i>	21
Fundamental metallicity scaling relations in cosmological simulations <i>M.E. De Rossi, T. Theuns, A.S. Font, I.G. McCarthy</i>	24
Comparación de las predicciones de cosmologías alternativas al modelo estándar con datos del fondo cósmico de radiación <i>M.P. Piccirilli, S.J. Landau, G. León</i>	27
Dust effects on LGRB host galaxies in cosmological simulations <i>L.A. Bignone, L.J. Pellizza, P.B. Tissera</i>	30
Estudio de variabilidad del blazar BL Lacertae: desde radio hasta rayos gamma (2008-2015) <i>A. Pichel, A.C. Rovero</i>	33
Curvas de luz de supernovas ricas en hidrógeno <i>M.L. Rojas Kaufmann, M. Bersten</i>	36
Develando las propiedades del sistema inexplorado de cúmulos globulares de NGC 5044 a través de Gemini+GMOS <i>M.C. Scalia, F. Faifer, A. Smith Castelli, J.C. Forte, S. Cellone, L. Bassino</i>	39
Errores sistemáticos en la escala de las BAO <i>C.G. Scóccola</i>	42
Dinámica de cúmulos estelares en la Nube Menor de Magallanes <i>A.E. Mondino-Llermanos, A.E. Piatti, D.D. Carpintero</i>	45
The Multi-SAG project: filling the MultiDark simulations with semi-analytic galaxies <i>C.A. Vega-Martínez, S.A. Cora, N.D. Padilla, A.M. Muñoz Arancibia, A.A. Orsi, A.N. Ruiz</i>	48
The flow of baryons: the origin of metal absorption systems at $z > 3$ <i>C.G. Díaz, E.V. Ryan-Weber, J.D. Cooke, N.H. Crighton, R.J. Díaz</i>	51

Tracking the chemical history of the Universe: the density of CIV at $z \sim 6$ <i>C.G. Díaz, E.V. Ryan-Weber, A. Codoreanu, M. Pettini, P. Madau</i>	54
EG. Estructura Galáctica	57
Galactic dynamics in the times of <i>Gaia</i> <i>L.A. Aguilar</i>	57
La estructura espiral cercana <i>E.E. Giorgi, G. Solivella, R.A. Vázquez</i>	64
AE. Astrofísica Estelar	67
Polarización en estrellas químicamente peculiares <i>C. Quiroga, A.F. Torres, L. Cidale</i>	67
Probing the structure and dynamics of B[e] supergiant stars' disks <i>M. Kraus</i>	70
El rol de la rotación en la evolución estelar <i>O.G. Benvenuto</i>	77
Modelado del efecto de manchas frías en el perfil del tránsito de proto-planetas en estrellas jóvenes de tipo WTTS <i>F.V. Lovos, M. Gómez, J.A. Ahumada, R. Petrucci, J.E. Jofré</i>	84
Espectroscopía integrada de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes <i>M.A. Oddone, A.V. Ahumada, J.J. Clariá</i>	87
The ultimate fate of planetary systems <i>F.C. Wachlin, S. Vauclair, G. Vauclair, L.G. Althaus</i>	90
Pulsaciones excitadas por la quema de hidrógeno en enanas blancas <i>M.E. Camisassa, A.H. Córscico, L.G. Althaus</i>	93
Observación coordinada de estrellas variables <i>V.A. Cristiani, O.F. Marioni, A.E. Mondino-Llermanos, W.A. Weidmann, E.R. Craine, R.A. Tucker, A.L. Kraus</i>	96
Vientos impulsados por radiación en supergigantes B en rotación: análisis de los regímenes de soluciones <i>R.O.J. Venero, M. Curé, L. Cidale</i>	99
Astrosismología de estrellas variables híbridas de secuencia principal <i>J. Sánchez Arias, A.H. Córscico, L.G. Althaus</i>	102
Dynamical structure of the multiple stellar system HD164492 <i>J.F. González, M.E. Veramendi</i>	105
Curvas de luz de supernovas superluminosas: modelos hidrodinámicos <i>M. Orellana, M.C. Bersten, O.G. Benvenuto</i>	108
Uncovering the nature of UV sources observed with <i>Swift</i> <i>G.J.M. Luna, R. Lopes de Oliveira, R.N.E. Nuñez, B. Montané</i>	111
Supernovas provenientes de estrellas sin envolturas <i>G. Folatelli, M.C. Bersten, O.G. Benvenuto</i>	114
Análisis astrosismológico de las estrellas PG 1159 pulsantes SDSS J0349-0059 y VV 47 <i>L.M. Calcaferro, A.H. Córscico, L.G. Althaus</i>	117
Exploring the circumstellar disk-like structure of the B[e] supergiant LHA 120-S 73 <i>A.F. Torres, L. Cidale, M. Kraus, M.L. Arias, G. Maravelias, M. Borges Fernandes, R. Vallverdú</i>	120
Efectos de la difusión en las líneas espectrales de estrellas peculiares magnéticas de helio <i>R. Vallverdú, J. Panei, L. Cidale</i>	123

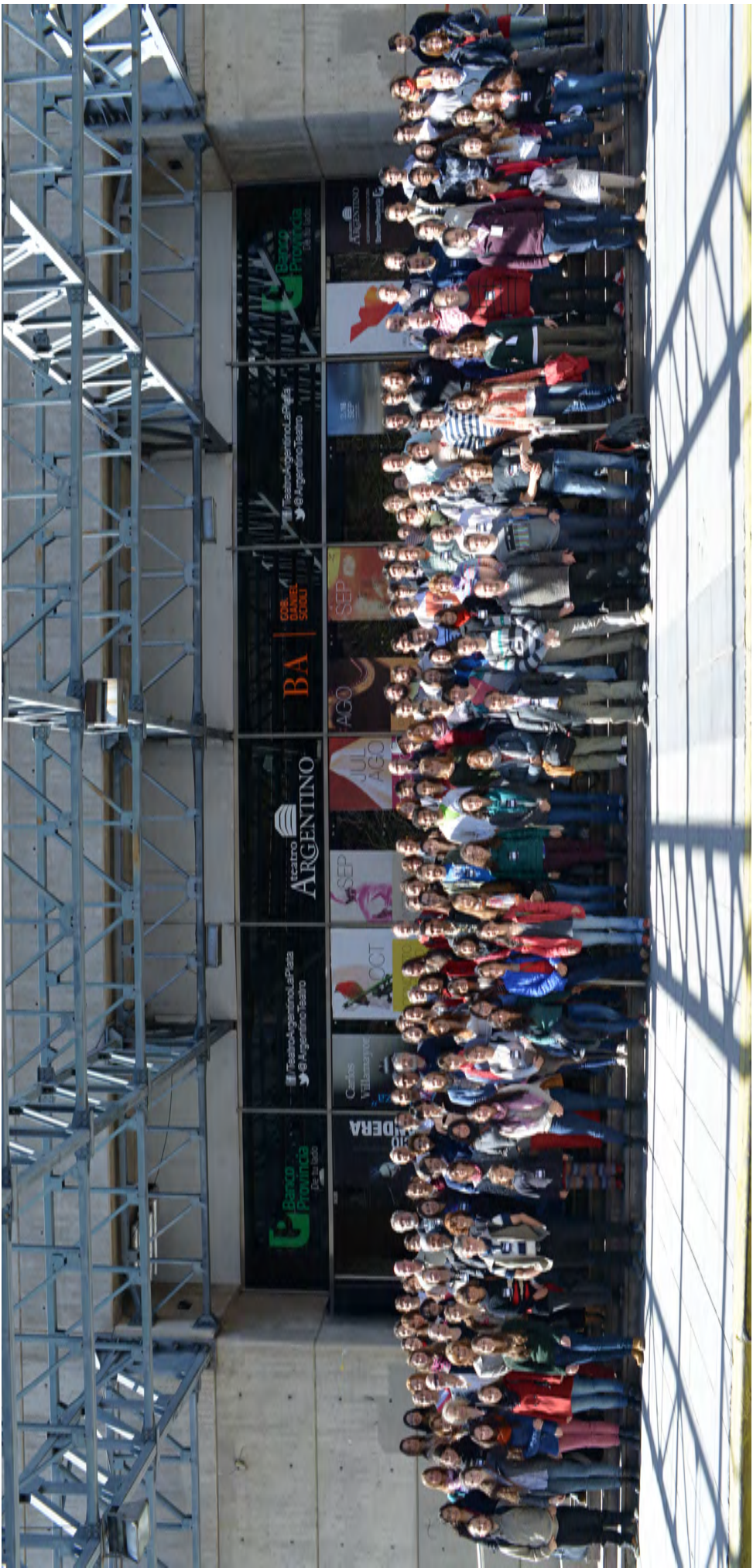
El efecto de la difusión del Ne en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas <i>M.E. Camisassa, M.M. Miller Bertolami, L.G. Althaus, A.H. Córscico</i>	126
Hacia la búsqueda sistemática de estrellas variables en asociaciones estelares: escarbando VSX y ASAS <i>M. Jaque Arancibia, J.F. González, R.H. Barbá, M.G. Flores, M.E. Veramendi</i>	129
Exploración del catálogo de objetos en emisión H de Henize y <i>All Sky Automated Survey</i> : nuevas variables y tipos espectrales <i>M. Jaque Arancibia, R.H. Barbá, A. Collado, R. Gamen, J.I. Arias</i>	132
Discos en estrellas centrales de nebulosas planetarias <i>L. Saker, M. Gómez</i>	135
Secuencias evolutivas e isocronas para estrellas de baja masa e intermedia <i>J. Panei, G. Baume</i>	138
Difusión de los elementos químicos en atmósferas estelares con campos magnéticos <i>J.A. Panei, R. Vallverdú, L.S. Cidale, M. Haucke, Y.J. Aidelman</i>	141
Nuevas estrellas preenanas blancas pulsantes de masa extremadamente baja descubiertas en el CASLEO <i>M. Corti, A. Kanaan, A.H. Córscico, S.O. Kepler, L.G. Althaus, D. Koester, J. Sánchez Arias</i>	144
Estrellas variables en campos de cúmulos abiertos galácticos detectadas en el relevamiento VVV <i>T. Palma, I. Dékány, J.J. Clariá, D. Minniti, J.A. Alonso-García, S. Ramírez Alegría, C. Bonatto</i>	147
Inestabilidad radiativa en un disco de acreción en sistemas binarios interactuantes <i>M.A. De Vito, O.G. Benvenuto, J.E. Horvath</i>	150
La Región de formación estelar masiva IRAS 085894714 <i>H. Saldaño, J. Vázquez, C.E. Cappa, M. Gómez, M. Rubio</i>	153
Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades evolutivas y pulsacionales de enanas blancas DB <i>T. Battich, L.G. Althaus, A.H. Córscico</i>	156
Asynchronous rotation in the massive binary system HD 93343? <i>C. Putkuri, R. Gamen, N.I. Morrell</i>	159
Variabilidad espectral en el IR de estrellas Be <i>Y.R. Cochetti, M.L. Arias, L. Cidale, A. Granada</i>	162
SE. Sistemas Estelares	165
Búsqueda y análisis de asociaciones estelares en NGC247 <i>M.J. Rodríguez, G. Baume, C. Feinstein</i>	165
Poblaciones estelares en una región de Carina: detección de estrellas masivas altamente enrojecidas <i>J.A. Molina-Lera, R. Gamen, G.L. Baume, G. Carraro, E. Costa</i>	168
What do we know about mass ejection in B Supergiant Stars? <i>M. Haucke, S. Tomić, L. Cidale, M. Kraus, A. Aret</i>	171
Metallicities and radial velocities of two stellar clusters located in the outer regions of the Small Magellanic Cloud <i>L.V. Gramajo, M.C. Parisi, J.J. Clariá, D. Geisler, S. Vásquez, G. Da Costa, E.K. Grebel</i>	174
ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos	177
Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas. Física espacial <i>C. Bertucci</i>	177
Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas. Astronomía óptica en Argentina <i>G. Folatelli</i>	179

Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas. Uso científico de la Antena de Espacio Profundo DSA 3	
<i>M. Colazo</i>	181
El programa científico de la Agencia Espacial Europea	
<i>C. Gabriel</i>	183
Medición de coeficientes de extinción en CASLEO y características del CCD ROPER-2048B del telescopio JS	
<i>E. Fernández-Lajús, R. Gamen, M. Sánchez, M.C. Scalia, G.L. Baume</i>	190
Automatización de la adquisición de campos planos de cielo durante el atardecer	
<i>M.B. Areal, J.A. Acosta, A.P. Buccino, P. Perna, O. Areso, P. Mauas</i>	194
Telescopio prototipo complementario de HASTA para observaciones de la cromósfera y fotosfera solares	
<i>C. Francile, M.L. Luoni, C.E. López, J.I. Castro, A. Costa</i>	197
Kcoirama; the first Chilean–state owned observatory under desert skies	
<i>F. Char, E. Unda-Sanzana, J. Colque, S. Fossey, M. Rocchetto</i>	200
MI. Medio Interestelar	203
Studying the molecular gas towards the R Coronae Australis dark cloud	
<i>S. Paron, M. Celis Peña, M.E. Ortega, M. Cunningham, P.A. Jones, M. Rubio</i>	203
Study of young stellar objects around SNR G18.8+0.3	
<i>M. Celis Peña, S. Paron</i>	206
GS118+0144: una supercáscara de H I con contrapartida en el IR medio y lejano	
<i>L.A. Suad, S. Cichowolski, A. Noriega-Crespo, E.M. Arnal, J.C. Testori, N. Flagey</i>	209
The Supernova Remnant RCW 86 and its environment	
<i>L. Duvidovich, G. Dubner, E. Giacani, M. Caragiulo, B. Condon, J.W. Hewitt, F. Giordano, M. Lemoine-Goumard, E. Reynoso</i>	212
An outflow linked to a YSO in Gum 31?	
<i>M.M. Vazzano, C.E. Cappa, G. Bosch, J. Vásquez</i>	215
OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías	218
Black holes: fundamentals and controversies	
<i>G.E. Romero</i>	218
A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD 93129A	
<i>S. del Palacio, G.E. Romero, V. Bosch-Ramon, P. Benaglia</i>	225
Estrellas híbridas: una aproximación analítica a temperatura finita	
<i>M. Mariani, M. Orsaria</i>	228
Scalar-Tensor-Vector Gravity: solutions with matter content	
<i>F.G. Lopez Armengol, G.E. Romero</i>	231
Observaciones combinadas XMM-Newton/Chandra del remanente de supernova G306.3-0.9	
<i>A. Filócomo, J.A. Combi, F. García, A.E. Suárez, P.L. Luque-Escamilla, S. Parón</i>	234
Estudio de fuentes de rayos X asociadas a la fuente de rayos γ no identificada 2FGL J0534.8-0548	
<i>P. Kornecki, J.A. Combi, F. García</i>	237
Spectral energy distribution; radio maps and polarization of Cygnus X-1: a leptohadronic model	
<i>G.S. Vila, C. Pepe, G.E. Romero</i>	240
Un sistema protoestelar a bajas frecuencias en radio	
<i>C.S. Peri, P. Benaglia, J. Martí, J.R. Sánchez-Sutil, C.H. Ishwara-Chandra</i>	243

Magnetares como fuentes para potenciar supernovas superluminosas <i>M.C. Bersten, O.G. Benvenuto</i>	246
SH. Sol y Heliosfera	249
Morfología de eyecciones coronales de masa: avances e interrogantes pendientes <i>H. Cremades</i>	249
Forma y acción de la liberación de energía en la atmósfera solar <i>C.H. Mandrini</i>	256
Eyecciones coronales de masa observadas en cuadratura exhibiendo sus perspectivas axial y lateral <i>I. Cabello, H. Cremades, L. Balmaceda, I. Dohmen</i>	263
Implementación numérica del efecto Hall; difusión ambipolar y difusión de Ohm en un código MHD <i>L. Krapp, P. Benítez-Llambay</i>	266
Determinación de la masa evacuada en una región de oscurecimiento coronal y su relación con la masa de su CME asociada <i>F.M. López, H. Cremades, F.A. Nuevo, L. Balmaceda, A.M. Vázquez</i>	269
Comparative analysis of solar minima with EUV tomography <i>D.G. Lloveras, F.A. Nuevo, A.M. Vázquez, R.A. Frazin</i>	272
Energy budget in the magnetic loops of the quiet Sun <i>C. Mac Cormack, F.A. Nuevo, A.M. Vázquez, M. López Fuentes, R.A. Frazin, E. Landi, C.H. Mandrini</i>	275
Desarrollo de un detector de rayos cósmicos de la colaboración LAGO en Buenos Aires - Aplicaciones en meteorología espacial <i>M. Coppola, F. Bezzecchi, A.M. Gulisano, J.J. Masías-Meza, O. Areso, M. Ramelli, S. Dasso, LAGO (colaboración)</i>	278
Caracterización de los cinturones de radiación durante tormentas geomagnéticas de origen solar <i>V. Lanabere, S. Dasso</i>	281
SSE. Sistemas Solar y Extrasolares	284
Estrellas; ríos; planetas; bacterias y telescopios <i>P. Mauas</i>	284
Efectos dinámicos de las resonancias orbitales en el Sistema Solar <i>T. Gallardo</i>	291
<i>FOTOMCAp</i> : a new quasi-automatic code for high-precision photometry <i>R. Petrucci, J.E. Jofré</i>	298
Análisis DEM 3D de arcos en regiones activas solares <i>F.A. Nuevo, C.H. Mandrini, A.M. Vázquez, M. López Fuentes</i>	301
Discos de polvo en sistemas exoplanetarios múltiples <i>M. Hobson, M. Gómez</i>	304
Catastrophic disruption threshold for planetesimals <i>I.L. San Sebastián, M.G. Parisi</i>	307
Estudio de la interacción de mareas en sistemas exoplanetarios observados: Estimación de las probabilidades de captura en resonancias espín-órbita <i>S.H. Luna, M.D. Melita, H.D. Navone</i>	310
Compaction; cratering and collision frequency on chondritic parent objects <i>M.G. Parisi, E. Beitz, J. Blum</i>	313
Giant planet formation via pebble accretion <i>O.M. Guilera</i>	316

<i>PLANETALP338: Un nuevo código para la síntesis poblacional de sistemas planetarios</i> <i>M.P. Ronco, O.M. Guilera, G.C. de Elía</i>	319
Formando planetas habitables en estrellas M3 <i>A. Dugaro, G.C. de Elía, A. Brunini</i>	322
Posible influencia de exoplanetas sobre la actividad estelar <i>M. Flores, C. Saffe, A.P. Buccino, M. Jaque Arancibia, P. Mauas</i>	325
Dispersión planetaria en estrellas de baja masa: formación y evolución de reservorios de cuerpos helados <i>M. Zanardi, G.C. de Elía, R.P. Di Sisto, O.M. Guilera, A. Brunini</i>	328
HEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía	331
La trama celeste: por qué educar en astronomía. Una oportunidad de aprendizajes múltiples <i>B. García</i>	331
Archaeoastronomy and the orientation of old churches <i>A. Gangui</i>	338
El Programa de Fortalecimiento de Capacidades de COSPAR <i>C. Gabriel</i>	341

345 **Índice alfabético**





Mesa redonda: Materia oscura vs. gravitación alternativa

Evidencias observacionales de la existencia de materia oscura

M.G. Abadi¹

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contacto / mario@oac.uncor.edu

Resumen / Se resumen algunas de las evidencias observacionales más importantes que se han ido acumulando a través de más de 80 años en favor de la existencia de la materia oscura.

Abstract / The evidence for the existence of dark matter along the last 80 years is reviewed.

Keywords / cosmology: theory — dark matter

1. Introducción

En 1781, William Herschel descubrió el planeta Urano. Al cabo de aproximadamente un período orbital completo (84 años), se notó que no seguía exactamente la órbita predicha por la ley de la gravitación universal de Newton. En ese entonces, de manera simultánea e independiente, John Adams y Urbain Le Verrier predijeron la existencia de un hipotético planeta, estimando su posición en la esfera celeste. El 23 de septiembre de 1846, Johann Galle observó Neptuno a menos de un grado de la posición angular predicha por Le Verrier. Este ejemplo es, quizás, el primero del descubrimiento de materia oscura en el Universo, en el sentido que primero se predice la existencia de masa para luego ser detectada observacionalmente. Envalentonado por el éxito de la predicción teórica, Le Verrier intentó explicar las irregularidades observadas en la órbita de Mercurio con la existencia de un hipotético planeta llamado Vulcano que estaría ubicado entre el Sol y Mercurio. En este caso, la supuesta existencia de “materia oscura” fracasó en explicar las anomalías orbitales detectadas. En 1915, es decir varias décadas más tarde, Albert Einstein explicó el movimiento secular de la órbita de Mercurio utilizando su teoría de la relatividad, que abarca a la teoría de la gravitación de Newton. Este contraejemplo muestra que no siempre la materia oscura es la respuesta correcta para explicar las observaciones, sino que comparte con la modificación de la gravedad esa tarea.

2. Evidencia observacional

Según sabemos, Jaan Oort en 1932 fue el primero en predecir y estimar la cantidad de materia oscura que debía haber a nivel galáctico (Oort, 1932). Utilizando datos de nuestra galaxia, la Vía Láctea, estimó la densidad local de materia oscura necesaria para explicar los mo-

vimientos de las estrellas en la dirección perpendicular al plano galáctico de la vecindad solar.

Un año más tarde, en 1933, Fritz Zwicky sorprendentemente concluyó que, a nivel extragaláctico, la cantidad de materia oscura debía ser unas 400 veces mayor que la cantidad de materia luminosa para poder explicar las velocidades de 1000 km s^{-1} que se observan en las galaxias del cúmulo de Coma (Zwicky, 1933).

Décadas más tarde, a principios de los años 80, Vera Rubin y colaboradores (Rubin et al., 1980) observaron que las curvas de rotación de las galaxias espirales, en lugar de mostrar a grandes distancias del centro el decaimiento kepleriano esperado, se mantenían constantes o incluso crecían desde el centro hacia las partes externas. Esto es usualmente interpretado como la prueba de la existencia de grandes halos de materia oscura que rodean a las galaxias, con perfiles de densidad que crecen linealmente con el radio en lugar de seguir la distribución acotada que muestra la materia luminosa.

En 1998, dos equipos internacionales competidores, utilizando supernovas lejanas del tipo Ia como candelas estándar, anunciaron el descubrimiento inesperado de que el Universo se estaba expandiendo aceleradamente (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999). Si bien la expansión del Universo se conocía desde 1927 a través de los resultados de Lemaître (1927) y Hubble (1929), lo que estos equipos descubrieron fue que esta expansión es acelerada. (Cabe destacar que ni Lemaître ni Hubble recibieron el premio Nobel por su extraordinario descubrimiento, ya que la astronomía solo fue considerada como una rama de la física a partir de 1953, año en el que Hubble murió sin poder obtener ese preciado galardón.) La energía asociada a esta expansión acelerada se supone que proviene de una constante cosmológica análoga a la que introdujera Einstein buscando un modelo estático del Universo. Debido a que no se conoce de dónde proviene esta energía, es llamada genéricamente energía

oscura, y sus propiedades más distintivas son que genera una presión negativa y que está distribuida homogéneamente a través del espacio. Mientras que la densidad de la materia disminuye con el tiempo debido a la expansión del Universo, la densidad de la energía oscura se mantiene constante. Los resultados de las supernovas muestran que, en la actualidad, aproximadamente el 70 % de la densidad de energía del Universo proviene de la energía oscura, mientras que el 30 % corresponde a la materia oscura más la materia ordinaria.

Posteriormente, en 2003, el satélite *WMAP* midió la anisotropía en la temperatura de la radiación de fondo de microondas, que tiene un valor medio de $T = 2.73$ °K, y generó un mapa de dichas fluctuaciones, que son del orden de 10^{-5} en unidades relativas. La radiación de fondo de microondas había sido descubierta por dos ingenieros de la compañía telefónica Bell, Arno Penzias y Robert Wilson, cuando buscaban fuente de ruidos en las telecomunicaciones (Penzias & Wilson, 1965). Por este descubrimiento, Penzias y Wilson fueron galardonados con el premio Nobel de física en 1978. La radiación de fondo de microondas sigue una distribución energética conocida como curva de cuerpo negro de Planck con una temperatura, como ya dijimos, de $T = 2.73$ °K. Esta distribución espectral tiene un máximo en longitudes de onda $\lambda \sim 1$ mm (ondas milimétricas). Desafortunadamente, la atmósfera terrestre absorbe prácticamente el 100 % de la radiación en la región milimétrica, y por lo tanto es necesario observar esta radiación desde fuera de la atmósfera utilizando satélites. Penzias y Wilson detectaron la cola de la distribución espectral en microondas (desde 1 mm a 1 m) debido a la ventana atmosférica existente en ese rango. En el año 1992 el satélite *COBE* midió la forma del espectro de cuerpo negro de la radiación de fondo de microondas y la anisotropía de la misma (Smoot et al., 1992). Por este descubrimiento, John Mather y George Smoot recibieron el premio Nobel de física en 2006. El espectro de potencia angular, es decir cuánto varía la temperatura en función del ángulo de separación entre dos puntos de la esfera celeste, brinda información detallada acerca del contenido del Universo. Los resultados muestran que el Universo es plano y que está dominado por una densidad de energía de vacío (otro nombre para la energía oscura) que contribuye con el 73 % del total, habiendo un 23 % de materia oscura y solo un 4 % que corresponde a la materia ordinaria hecha de protones, neutrones y electrones.

Tanto los resultados de las supernovas tipo Ia como de la radiación de fondo de microondas se han convertido en los pilares del modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ CDM, por su siglas en inglés). Este modelo cosmológico ha sido aceptado como el modelo cosmológico estándar de nuestros días, en el cual la existencia de la materia oscura parece ser un ingrediente indispensable.

En escalas de distancia correspondientes a cúmulos de galaxias, en el año 2006, el cúmulo bala (*Bullet cluster* en inglés) ha brindado otra prueba de la existencia de materia oscura. Se cree que este cúmulo es el resultado del choque de dos cúmulos individuales, donde la segregación espacial detectada entre las estrellas y el gas caliente, observado a través de las mediciones del satélite

Chandra, ha sido interpretada como una de las mejores evidencias a favor de la materia oscura. Mientras que las galaxias y los mapas de reconstrucción de masa a través de lentes gravitacionales muestran dos cúmulos separados con centros bien diferenciados, el gas caliente ocupa la zona central formando una sola estructura. La distribución espacial de masa reconstruida por el efecto de las lentes gravitacionales sigue la distribución de las galaxias y no del gas. En las teorías de gravedad modificada, las lentes gravitacionales deberían reconstruir la componente más masiva, es decir el gas caliente y no las galaxias. El hecho que reproduzcan la distribución de galaxias permite inferir que la mayoría de la masa está en forma de materia oscura, siguiendo la distribución de las galaxias y no del gas como sería esperable en las teorías de la gravedad modificada.

Más recientemente, en el año 2013, el satélite cosmológico *Planck* (denominado así en honor al físico alemán Max Planck) mejoró los resultados de sus predecesores *COBE* y *WMAP*, proveyendo medidas de precisión para los parámetros cosmológicos. De acuerdo a los resultados publicados, el Universo contiene un 4 % de materia ordinaria, un 26 % de materia oscura y un 69 % de energía oscura, porcentajes muy similares a los obtenidos por los equipos que detectaron la expansión acelerada del Universo utilizando supernovas.

3. Conclusiones

Desde hace más de 80 años, una variedad de resultados observacionales en diferentes escalas de distancia, que van desde las galaxias hasta la estructura en gran escala, apuntan a que vivimos en un Universo cuya densidad de materia esá dominada por una variedad desconocida a la que llamamos genéricamente materia oscura. Sin embargo, hasta el momento, la detección de la partícula de materia oscura ha sido elusiva, no habiéndose podido identificarla fehacientemente, aunque existen numerosos candidatos como los WIMPS (*weakly interacting massive particles*), los axiones o los gravitinos. Solo cuando ocurra esta identificación, podrá decirse que habrá comenzado a resolverse uno de los misterios más acuciantes de la ciencia actual.

Referencias

- Hubble E., 1929, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168
- Lemaître G., 1927, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, 47, 49
- Oort J. H., 1932, Bulletin of the Astronomical Institutes of The Netherlands, 6, 249
- Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, ApJ, 142, 419
- Perlmutter S., et al., 1999, ApJ, 517, 565
- Riess A. G., et al., 1998, AJ, 116, 1009
- Rubin V. C., Ford W. K. J., Thonnard N., 1980, ApJ, 238, 471
- Smoot G. F., et al., 1992, ApJL, 396, L1
- Zwicky F., 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110



Round table: Dark matter vs. alternative gravitation Dark matter or another kind of gravity?

G.E. Romero^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / romero@iar-conicet.gov.ar

Resumen / En esta nota ofrezco una breve discusión sobre la necesidad de postular la materia oscura para nuestra comprensión del Universo.

Abstract / I offer a brief discussion on the dispensability of dark matter for our understanding of the Universe.

Keywords / gravitation — dark matter

1. Introduction: the dark matter problem

The so-called Standard Model of Cosmology includes: 1) gravitation described by general relativity (GR), 2) the assumption of the large-scale homogeneity and isotropy of space-time, 3) around 5% of ordinary matter (baryons and leptons), 4) $\sim 25\%$ of dark matter (DM), 5) $\sim 70\%$ of a field with negative energy density (dark energy), and 6) initial conditions that ensure expansion and the formation of structure in the cosmic fluid. Not surprisingly, this model is somehow uncomfortable: $\sim 95\%$ of whatever exists remains unknown and, even worst, mysterious. This tension is usually alleviated by the slightest possible modification to 1): a term with a “cosmological constant” is introduced in order to allow for a gravitational repulsive behavior that results in the accelerated expansion inferred from astronomical observations of supernovae of Type 1a. The resulting model is dubbed the Λ CDM model. The observed anomalous dynamics on size-scales from galaxies to clusters of galaxies is explained in this model by the existence of an hypothetical “cold dark matter” (CDM) component. This matter can exert gravitational interactions but is immune to electromagnetic and nuclear forces. The only particle in the standard model of particle physics with these characteristics is the neutrino (and its anti-particle) but cosmological constraints require a non-relativistic equation of state for the DM. Hence, if DM exists it must be something radically different from what we know. The primary candidate are weakly interactive massive particles (WIMPs), in particular supersymmetric partners of neutrinos. Alas, supersymmetry has never been proved to be a symmetry of nature and supersymmetric particles remain completely speculative so far. Moreover, all experiments designed for detecting DM particles have failed. Indirect searches based on the detection of annihilation radiation from putative DM particles have also been unsuccessful. After many years of systematic searches and despite huge

efforts, the only evidence for DM is gravitational: the very reason of its postulation as an ingredient of the Universe.

2. Ontological economy

The scholastic thinker William of Ockham is famously charged with the sentence *Entia non sunt multiplicanda sine necessitate* —although this well-known formulation of the principle of ontological parsimony is not to be found in any of Ockham’s extant writings. He actually formulated it as: “For nothing ought to be posited without a reason given”. Of course, many theoretical entities have been posited in theoretical science before their actual discovery. The neutrino, the positron, and planet Neptune are just a few examples. Other entities, once postulated and considered very real, are now vanished shadows. In this category we find once popular concepts such as the aether and the phlogiston, among many others.

What makes the postulation of an entity a justified scientific step in the search for a valid explanation? The basic answer is related to the explanatory power of the new concept. If a new idea or concept can explain the known data and lead to new predictions that are successfully tested, then the new concept remains. Otherwise, it is supplemented with new hypothesis in order to face the new evidence, until this process becomes too costly and the whole hypothesis is abandoned. Let us consider, for instance, the aether. It was postulated to reconcile some predictions of electromagnetic field theory with the classical mechanics of waves. When experiment was unable to detect the aether, subsidiary hypotheses were added: the Earth, in its motion, drags the aether, and then we cannot detect relative motion with respect to the latter. This, in turn, introduces new tensions (if the aether is frictionless as required by the stability of the Solar System, how is it possible to drag it?). The accumulation of lack of positive evidence and the absence of

new predictions make the whole system of hypotheses to collapse when an alternative theory, with plenty new propositions about reality, is proposed. When relativity theory was formulated, the aether conjecture fell apart.

What is the ontological status of DM in our current cosmological theories? Well, I maintain that it is not too different from that of the aether in electromagnetic theory at the beginning of 20th Century. My reasons are: 1) we are trying to explain observations that are at variance with our most accepted theory of gravitation by postulating entities that obey gravity but require unknown physics with respect to the other forces, i.e. we are explaining the unknown by something that it is even more unknown. Conversely, when we postulated the neutrino or the positron, we were just using well-known conservation laws. 2) Of course, new physical laws can be legitimately postulated in scientific research, but then overwhelming experimental results should support the existence of these new laws. So far, and after decades of search, we have not the slightest evidence for the existence of WIMPs or any other DM candidate. 3) If supersymmetric partners are not found in particle accelerators, it is always possible to claim that they exist but “at higher energies”. This makes this hypothesis degenerative from an epistemological point of view.

Under such conditions, it seems legitimate to ask: is it possible to explain the phenomena attributed to DM only with gravity? Not surprisingly the answer is yes.

3. Modifying gravity

There are different types of theories of modified gravity. Milgrom (1983) proposed a non-covariant modification of Newtonian gravity that reproduces pretty well the observed rotation curves of galaxies. Bekenstein (2004) and Moffat (2006) proposed covariant gravitational theories that in the adequate limits reduce to Einstein’s and Milgrom’s theories. In particular, the scalar-tensor-vector gravity theory (STVG), also referred as M^Odified Gravity (MOG), is an alternative theory for the gravitational interaction formulated by John Moffat, where the gravitational coupling, G , is a scalar field whose numerical value can exceed Newton’s constant G_N . This assumption serves to describe correctly the rotation velocity curves of HI in galaxies (Brownstein & Moffat, 2006), the dynamics of clusters of galaxies (Moffat & Rahvar, 2014), the Bullet Cluster phenomenology (Brownstein & Moffat, 2007), and cosmological data (Moffat & Toth, 2007), without requiring the existence of DM. Moffat proposed also a gravitational repulsive Yukawa vector field ϕ^μ through whose effects STVG coincides with GR in the Solar System.

In STVG theory, gravity is not only an interaction mediated by a tensor field, but has also scalar and vector aspects. The action of the full gravitational field is:

$$S = S_{\text{GR}} + S_\phi + S_S + S_M, \quad (1)$$

where

$$S_{\text{GR}} = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \frac{\sqrt{-g}R}{G}, \quad (2)$$

$$S_\phi = -\omega \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^\mu \phi_\mu \right), \quad (3)$$

$$S_S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{G^3} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \nabla_\mu G \nabla_\nu G + V(G) \right) + \frac{1}{G\mu^2} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \mu \nabla_\nu \mu + V(\mu) \right) \right]. \quad (4)$$

Here, $g_{\mu\nu}$ denotes the spacetime metric, R is the Ricci scalar, ∇_μ the covariant derivative, ϕ^μ denotes a Proca-type massive vector field, μ is the mass, $B_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi_\nu - \partial_\nu \phi_\mu$, and ω is the empirical constant $1/\sqrt{12}$. $V(G)$ and $V(\mu)$ denote possible potentials for the scalar fields $G(x)$ and $\mu(x)$, respectively. I adopted the metric signature $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, and units such that $c = 1$. The term S_M refers to possible matter sources.

Varying the action with respect to $g^{\mu\nu}$ and doing some simplifications, the field equations result $G_{\mu\nu} = 8\pi G (T_{\mu\nu}^M + T_{\mu\nu}^\phi)$, where $G_{\mu\nu}$ denotes the Einstein tensor, and $T_{\mu\nu}^M, T_{\mu\nu}^\phi$ are the matter and vector field energy-momentum tensors, respectively. The enhanced gravitational coupling is $G = G_N(1 + \alpha)$, where G_N denotes Newton’s gravitational constant, and α is a free parameter. STVG coincides with GR for $\alpha = 0$.

Variation of the simplified action with respect to ϕ_μ yields:

$$\nabla_\nu B^{\mu\nu} = -\frac{\sqrt{\alpha G_N}}{\omega} J^\mu, \quad (5)$$

where J^μ denotes the four-current matter density, and $\sqrt{\alpha G_N}$ is determined to adjust the phenomenology. This vector field is completely absent in GR.

4. Tests

How can we test the validity of theories such as STVG? The answer: through their strong field effects. In this regime the field behaves differently from GR. Hence, studies of black holes, radiative effects in their surroundings, neutron stars, and other astrophysical objects where gravity is strong, are paramount to establish the validity of these theories well beyond the regime for which they were devised and originally applied.

5. Summing up

Dark matter is not a name for a type of known matter. It is just a hypothesis. And as any hypothesis in science, it must be put to the test. Only if it survives such tests and its explanatory power is stronger than alternative hypotheses, it will survive in our conceptual framework for understanding the Universe. Otherwise, it will perish, as many other illustrious conjectures of the past have perished before.

References

- Bekenstein J. D., 2004, Phys. Rev. D, 70, 083509
- Brownstein J. R., Moffat J. W., 2006, ApJ, 636, 721
- Brownstein J. R., Moffat J. W., 2007, MNRAS, 382, 29
- Milgrom M., 1983, ApJ, 270, 365
- Moffat J. W., 2006, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 3, 4
- Moffat J. W., Rahvar S., 2014, MNRAS, 441, 3724
- Moffat J. W., Toth V. T., 2007, ArXiv e-prints



Mesa redonda: Materia oscura vs. gravitación alternativa

Aciertos y problemas de ambos paradigmas

S. Landau¹

¹ *Instituto de Física de Buenos Aires, CONICET-UBA, Argentina*

Contacto / slandau@df.uba.ar

Resumen / El paradigma de materia oscura fue propuesto en 1933 para intentar explicar el comportamiento de las curvas de rotación en galaxias y cúmulos. Posteriormente, se propusieron otras explicaciones basadas en modificaciones a la teoría de la gravitación vigente. En este artículo se describen brevemente ambas propuestas, destacando los aciertos y problemas en cada caso. En el caso de la materia oscura, el principal problema es su no detección en experimentos terrestres. Las teorías alternativas de gravitación, por su parte, no han podido explicar los datos del fondo cósmico de radiación ni la estructura a gran escala observada en los censos de galaxias.

Abstract / The dark matter paradigm was proposed in 1933 to try to explain the behavior of the rotation curves of galaxies and clusters. Subsequently, other explanations based on modifications to the current theory of gravitation were proposed. This article briefly describes both proposals, highlighting the successes and problems in each case. In the case of dark matter, the main problem is not detecting it in terrestrial experiments. On the other hand, the alternative theories of gravity couldn't explain the data from the cosmic background radiation and the large-scale structure observed in galaxy surveys.

Keywords / cosmology: theory — dark matter — cosmology: miscellaneous

1. Materia oscura vs. teorías alternativas de la gravedad

Los primeros indicios de que las leyes de Kepler no predicen adecuadamente las curvas de rotación en galaxias y cúmulos de galaxias fueron reportados por Oort en 1932 y Zwicky en 1933. Estos astrónomos encontraron que la masa de los cúmulos de galaxias debe ser mucho mayor que la masa luminosa de sus estrellas. Esto se confirmó en 1970 cuando fue posible medir velocidades de rotación en galaxias espirales y no se observó la dependencia kepleriana con la distancia $v^2 = GM/r$ (siendo v la velocidad de rotación, G la constante de gravitación, r la distancia al centro de la galaxia y M la masa de la galaxia). Para resolver esta diferencia entre la predicción de la teoría de gravedad (newtoniana o einsteniana) y las curvas de rotación observadas, se postularon dos posibles soluciones:

- Proponer la existencia de un nuevo tipo de materia, la “materia oscura”, que no emite ni absorbe radiación electromagnética, pero que puede interactuar gravitatoriamente y sus efectos pueden ser estudiados al estudiar propiedades de la materia visible.
- Modificar la teoría de la gravedad de Einstein.

Los principales candidatos a materia oscura considerados actualmente son: i) neutrinos, ii) *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMPs), compañeros supersimétricos de los bosones de *gauge*: neutralino, axino, gravitino, y iii) *Weakly Interacting Slim Particles* (WISPs), axiones pseudoescalares y partículas similares a los axiones que se acoplan a los fotones.

1.1. Materia oscura: propuestas, aciertos y problemas

Entre los aciertos más importantes del paradigma de materia oscura se cuenta el poder explicar varios datos astronómicos independientes sin necesidad de modificar la teoría de la gravedad (incluyendo la dependencia kepleriana de las velocidades). Dichos datos astronómicos tienen información de distintos momentos de la evolución del Universo: la comparación entre las observaciones de rayos X y las realizadas mediante el efecto de lente gravitatoria en el cúmulo Bala ($z = 0.296$) (Clowe et al., 2006), las luminosidades de supernovas tipo Ia ($0.1 < z < 1$) (Sullivan et al., 2011; Suzuki et al., 2012; Amanullah et al., 2010), los datos recientes del fondo cósmico de radiación (FCR) ($z \simeq 1000$) (Planck Collaboration et al., 2015) y las oscilaciones acústicas de bariones obtenidas con censos de galaxias (Anderson et al., 2012; Beutler et al., 2011; Padmanabhan et al., 2012; Blake et al., 2011) ($0.1 < z < 0.8$).

Entre los problemas del paradigma de la materia oscura podemos destacar:

- Cúspide–Núcleo: En las galaxias espirales enanas y de bajo brillo superficial, la materia oscura necesaria para explicar las curvas de rotación cerca del centro es menor que la necesaria para ajustarlas lejos del centro. Se han propuesto modificaciones a los modelos físicos que describen estas curvas para resolver este problema pero no se ha podido verificar aún que estas propuestas lo resuelvan definitivamente (Primmack, 2015).
- No se ha detectado materia oscura en la Tierra pese

a la gran cantidad de experimentos dedicados directa o indirectamente a ello (Klasen et al., 2015).

En la actualidad se llevan a cabo tres modalidades de experimentos para detectar materia oscura en la Tierra:

- Detección directa en el laboratorio: Hay dos tipos de experimento: i) detección de la colisión de una partícula de materia oscura con núcleos atómicos; ii) detección de señales de mezcla de fotones con partículas escalares o pseudoescalares en cavidades resonantes.
- Detección indirecta: Se intenta medir el decaimiento y/o aniquilación de partículas de materia oscura en rayos cósmicos, fotones y neutrinos.
- Detección en aceleradores de partículas: Se buscan faltantes de energía en reacciones con partículas conocidas.

Actualmente, se han reportado señales de detección de materia oscura en tres experimentos: i) en el *DARk MATter/Large Sodium Iodide Bulk for Rare Processes* (DAMA/LIBRA, centelleador de NaI(Tl)), ii) en el *Coherent Germanium Neutrino Telescope* (CoGeNT, detector de Ge) y iii) en el *Cryogenic Dark Matter Search II* (CDMS-II, detectores de Si). Sin embargo, en otros experimentos (*China Dark Matter Experiment* (CDEX-0), *Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers* (CRESST)), que utilizan el mismo tipo de arreglo experimental que en cada uno de los tres casos mencionados anteriormente, no se ha confirmado esta detección. Cada experimento tiene sensibilidad para detectar materia oscura en cierto intervalo de masa y con determinada sección eficaz de dispersión con los núcleos atómicos utilizados. Por lo tanto, es importante destacar que no se ha explorado aún toda la región posible del espacio de estos dos parámetros. Para los próximos años, están previstos experimentos con mayor sensibilidad que permitirán estudiar regiones de este espacio aún no exploradas (Billard et al., 2014).

1.2. Teorías de gravedad modificada: propuestas, aciertos y problemas

Se llaman teorías de gravedad modificadas a las teorías de gravedad alternativas a la relatividad general de Einstein (RG). Algunas se han propuesto para explicar la expansión acelerada del Universo sin necesidad de una constante cosmológica o de agregar campos extras al modelo cosmológico estándar, mientras que otra familia de teorías se ha propuesto como alternativa a la materia oscura para explicar las curvas de rotación de las galaxias. En este trabajo, nos ocuparemos de las segundas. En 1983, M. Milgrom propuso la llamada *MOdified Newtonian Dynamics* (MOND) (Milgrom, 1983, 2008). En esta teoría, la aceleración de una partícula de prueba alrededor de una masa puntual M se puede escribir:

$$a = \frac{MG}{r^2} \nu \left(q, \frac{MG}{r^2 a_0} \right), \quad (1)$$

donde $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$ y ν es una función que depende de la forma de la órbita y de la posición en la misma a través del parámetro q . Para valores de la aceleración $a \gg a_0$, la teoría se comporta como la mecánica de

Newton: $\nu(q, y) = 1$, mientras que para $a \leq a_0$ la teoría se vuelve invariante de escala: $\nu(q, y) = \eta(q)y^{-1/2}$, y en consecuencia $a \simeq \eta(q) (MGa_0)^{1/2} / r$. Si bien esta teoría puede ajustar las curvas de rotación galácticas mejor que el modelo cosmológico estándar (materia oscura) en muchos casos, recientemente Randriamampandry & Carignan (2014) estudiaron 15 galaxias espirales enanas y encontraron que se necesitan diferentes valores de a_0 para ajustar dichas curvas. Por otra parte, esta teoría no puede explicar el efecto de lente gravitatoria ni el choque observado del cúmulo Bala (Clowe et al., 2006).

En 2004, J. D. Bekenstein formuló la versión relativista de MOND, denominada *TEnsor-VEctor-Scalar theory of gravity* (TEVES) (Bekenstein, 2004). La acción está descrita por una métrica $g_{\mu\nu}$ como en la RG, más un campo vectorial A_μ con acción tipo Maxwell y un campo escalar ϕ . La acción del campo gravitatorio y de los campos agregados se escribe en la métrica de Bekenstein $\hat{g}_{\mu\nu}$, mientras que la acción de la materia se escribe en una métrica “universal” $g_{\mu\nu}$. La relación entre ambas es $g_{\mu\nu} = e^{-2\phi} \hat{g}_{\mu\nu} - 2 \sinh(2\phi) A_\mu A_\nu$. Uno de los principales problemas de esta teoría es no poder explicar simultáneamente las curvas de rotación y el efecto de lente gravitatoria, así como tampoco las observaciones del cúmulo Bala (Clowe et al., 2006).

Finalmente, en 2006, J. W. Moffat propuso la teoría denominada *MOdified Gravity* (MOG) (Moffat, 2006). En esta, se agrega a la acción usual de Einstein–Hilbert en RG, un campo vectorial ϕ^μ con acción tipo Maxwell–Proca y tres campos escalares con sus respectivos potenciales. A su vez, hay una sola métrica y los campos adicionales no se acoplan a los campos de materia. La aceleración en esta teoría se puede expresar

$$a(r) = -\frac{GM}{r^2} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{M_0}{M}} \left[1 - e^{-(r/r_0)} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

donde M_0 y r_0 son parámetros libres. En el Universo temprano, la densidad de energía del campo vectorial juega el papel de la densidad de la materia oscura en el modelo cosmológico estándar: $\rho_{\text{DM}} = \rho_\phi$. En el Universo actual, hay una modificación a la constante de gravitación de Newton: $G(\rho_B + \rho_{\text{DM}}) = G(1 + \alpha)\rho_B$, donde ρ_B es la densidad de bariones y ρ_{DM} es la densidad de materia oscura, y la constante de Newton modificada es $G(1 + \alpha)$ con $\alpha \sim 19$.

El principal problema de MOG (que también comparten MOND y TEVES) fue expuesto con claridad por Dodelson (2011): debido a la ausencia de materia oscura en la teoría, el espectro de potencias de la materia presenta oscilaciones que no se observan en los censos de galaxias como por ejemplo el *Sloan Digital Sky Survey* (Anderson et al., 2012). Si bien Moffat & Toth (2009) argumentan que una transformación de la teoría con funciones relacionadas con la obtención de datos permite obtener predicciones iguales a las del modelo cosmológico estándar, no queda claro cómo un efecto puramente físico (ausencia de materia oscura que atenúa las oscilaciones de bariones) puede ser subsanado mediante una corrección asociada a la toma de datos. Otro problema importante que presenta MOG es la predicción del espectro angular del FCR: no es posible obtener esta predicción adaptando los códigos numéricos (CMBFAST,

CAMB) que se utilizan para calcularla en el modelo cosmológico estándar (que incluye materia oscura). Si bien aplicando a MOG la aproximación analítica de Mukhanov para el espectro angular de anisotropías y polarización del FCR se pueden explicar los datos de los tres primeros años del satélite *WMAP* (Moffat & Toth, 2009), para poder explicar los datos actuales del FCR (Planck Collaboration et al., 2015) es necesario hacer predicciones con mayor precisión y esto no es posible para esta teoría alternativa.

1.3. Conclusiones

El paradigma de la materia oscura puede explicar la mayoría de los datos astronómicos disponibles, aunque aún es necesario resolver el ajuste de las curvas de rotación (problema cúspide-núcleo). Entre sus aciertos más importantes se encuentran el choque del cúmulo Bala y las lentes gravitacionales, y su presencia es indispensable en el modelo cosmológico estándar para poder explicar las explosiones de supernovas tipo Ia, los datos del FCR y la estructura a gran escala del Universo. Su principal problema es la ausencia de detección de materia oscura en la Tierra, y en consecuencia la ausencia de un modelo de partículas elementales adecuado para la misma. Se espera que experimentos futuros diseñados para estudiar regiones no exploradas del espacio de parámetros puedan reportar detecciones positivas. Las teorías alternativas de gravitación proveen una buena explicación a las curvas de rotación de las galaxias sin necesidad de incluir una componente de materia adicional en el Universo. Las versiones relativistas de dichas teorías incluyen explicaciones razonables del choque del cúmulo Bala y las lentes gravitacionales. El principal problema de dichas teorías consiste en no poder explicar los datos del FCR y el espectro de potencias de la materia obtenido con censos de galaxias.

Referencias

- Amanullah R., et al., 2010, *ApJ*, 716, 712
 Anderson L., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 3435
 Bekenstein J. D., 2004, *Physical Review D*, 70, 083509
 Beutler F., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 3017
 Billard J., Figueroa-Feliciano E., Strigari L., 2014, *Physical Review D*, 89, 023524
 Blake C., et al., 2011, *MNRAS*, 418, 1707
 Clowe D., et al., 2006, *ApJL*, 648, L109
 Dodelson S., 2011, *International Journal of Modern Physics D*, 20, 2749
 Klasen M., Pohl M., Sigl G., 2015, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 85, 1
 Milgrom M., 1983, *ApJ*, 270, 365
 Milgrom M., 2008, *ArXiv e-prints*
 Moffat J. W., 2006, *JCAP*, 3, 004
 Moffat J. W., Toth V. T., 2009, *Classical and Quantum Gravity*, 26, 085002
 Padmanabhan N., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 2132
 Planck Collaboration et al., 2015, *ArXiv e-prints*
 Primack J. R., 2015, *ArXiv e-prints*
 Randriamampandry T. H., Carignan C., 2014, *MNRAS*, 439, 2132
 Sullivan M., et al., 2011, *ApJ*, 737, 102
 Suzuki N., et al., 2012, *ApJ*, 746, 85



Models of galaxy formation and evolution

S.A. Cora^{1,2}

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / sacora@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La comprensión de la formación y evolución de galaxias en un contexto cosmológico es uno de los tópicos más desafiantes de la astrofísica y la cosmología. Desde el punto de vista teórico, durante las últimas décadas se han realizado grandes avances considerando dos enfoques diferentes: mediante el seguimiento de la componente bariónica (gas, estrellas) en simulaciones cosmológicas que incluyen gravedad e hidrodinámica, y a través de modelos semianalíticos, en los cuales se combina una estimación estadística de la distribución de halos de materia oscura y sus historias de fusión, provistos por simulaciones cosmológicas, con recetas simples pero físicamente motivadas que permiten estimar la distribución de propiedades físicas de las galaxias. El modelado de la física en pequeña escala en simulaciones hidrodinámicas se basa en esquemas semejantes a los usados en el método semianalítico. En este artículo, se presentan los resultados que emergen de la aplicación de ambas técnicas, destacando sus logros y fallencias, y haciendo énfasis en los interrogantes que se plantean en cuanto al conjunto de procesos físicos críticos en la determinación de las propiedades de las galaxias.

Abstract / Our understanding of galaxy formation and evolution in a cosmological context is one of the most challenging topics in astrophysics and cosmology. From the theoretical point of view, during the last decades we have been witnesses of big steps considering two different numerical techniques to model the physics that affects the baryonic components (gas, stars): numerical simulations that involve gravity and hydrodynamics, and semi-analytic models of galaxy formation and evolution; the latter combines statistical estimates of the distribution of dark matter halos and their merger trees, provided by cosmological simulations, with simple but physically motivated prescriptions that allow to estimate the distribution of galaxy properties. Many of the physical processes that are not directly resolved in cosmological simulations are modelled in a similar way to that implemented in semi-analytic models. In this paper, we present the results that arise from the application of both techniques, highlighting their achievements and failures, and emphasizing the unanswered questions related to the physical processes involved in the determination of galaxy properties.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — methods: numerical

1. Introduction

The ultimate goal of models of galaxy formation and evolution is to deepen our understanding of the processes by which the observed population of galaxies formed and evolved over cosmic time. In general, these models are developed within a cosmological context. There have been enormous advances in the study of cosmic structure in the past two and a half decades, regarding its origin and the way in which it is manifested in the large-scale matter distribution. New generation of galaxy surveys, like 2-degree Field Galaxy Redshift Survey (Colless et al., 2001) and Sloan Digital Sky Survey (York et al., 2000) have shown that galaxies, groups and clusters are linked together in a pattern of sheets and filaments, known as the cosmic web. These have been complemented by surveys of quasar absorption and gravitational lensing. On the one hand, absorption features observed in the spectra of distant quasars, such that Lyman- α forest, provide a one-dimensional tomographic image of the intervening large-scale structure, giving qualitatively new data on the distributions of diffuse intergalactic gas and of dark matter (e.g. McDonald et al., 2006; Bautista et al., 2015). On the other

hand, weak and coherent distortions of the images of faint galaxies measured by weak lensing as their light travels through the intervening cosmic web provide direct and quantitative measures of large-scale structure at lower redshifts (e.g. Mandelbaum et al., 2006; Schrabback et al., 2015). Numerous large surveys devoted to the study of weak gravitational lensing are underway around the world (the ongoing CFHT Legacy Survey and Pan-STARRS, and the planned Dark Energy Survey and Large Synoptic Survey Telescope). All three measures are consistent both with each other and with the Standard Model of cosmology Λ CDM, which considers the contribution of cold dark matter (CMD) and dark energy, the latter being represented by a cosmological constant Λ that is driving an acceleration of the expansion of the Universe. This is also probed by distant type Ia Supernovae (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), a discovery that was awarded with the Nobel Prize in Physics 2011, shared by S. Perlmutter, B. P. Schmidt and A. G. Riess. The Λ CDM model is the leading theoretical paradigm for the formation of structure in the Universe. Together with the theory of cosmic inflation, this model makes a clear prediction for the initial conditions for structure formation and hierarchi-

cal growth of structure through gravitational instability, producing the cosmic web that eventually hosts galaxies. This model has been validated by *WMAP* (2001-2011) and *Planck* (2009-2013) data of the cosmic microwave background radiation which reveals temperature fluctuations that correspond to the seeds that grew to become galaxies. These data allow an accurate determination of the geometry and matter content of the Universe about 380 000 years after the Big Bang (Planck Collaboration et al., 2015). The Universe is flat and comprises only 4.8% atoms (baryonic density $\Omega_b h^2 = 0.02226$, with $h = 0.678$ which defines the value of the Hubble constant $H = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) and 25.9% of dark matter, such that the matter density is $\Omega_m = 0.308$. The biggest fraction of the composition of the Universe corresponds to the dark energy ($\Omega_\Lambda = 0.692$).

Structure grows from weak density fluctuations present in the rapidly expanding early Universe, which are amplified by gravity. Analytical calculations can only be applied to the initial, linear growth of density perturbations. The collapse of fluctuations and the subsequent hierarchical build-up of structure is a highly nonlinear process that calls for direct numerical simulations. These simulations are N -body representations of the CDM which consider a set of discrete point particles that interact only gravitationally (see the review by Springel et al., 2006). When published in 2005, the Millennium Run (Springel et al., 2005) was the largest ever simulation of the formation of structure within the Λ CDM cosmology. It follows the dark matter distribution with 10^{10} particles in a cubic region $500 h^{-1} \text{ Mpc}$ on a side, offering substantially improved spatial and temporal resolutions within a large cosmological volume. Nowadays, the increase in the power of modern computers allows simulations in even larger cosmological volumes and similar or better mass resolution, like MultiDark simulations MDPL and SMDPL (Riebe et al., 2013), each of which have 3840^3 particles in boxes of $1000 h^{-1} \text{ Mpc}$ and $400 h^{-1} \text{ Mpc}$ on a side and mass resolution $1.51 h^{-1} \times 10^9 M_\odot$ and $9.63 h^{-1} \times 10^7 M_\odot$, respectively, and are characterized by Planck cosmological parameters.

The shape of the differential mass function of dark matter halos combined with the assumption of a fixed mass-to-light ratio chosen to match the knee of the observed K -band luminosity function differs substantially from the latter (Benson et al., 2003). Many fundamental processes affecting the baryonic components are involved in galaxy formation during the hierarchical merging of dark matter halos, such as cooling and condensation of gas that triggers star formation, and energetic feedback from supernovae (SN) and active galactic nuclei (AGN). A theory of galaxy formation consists of the modelling of physical processes that affect the baryonic component associated to dark matter halos of different masses.

Two main techniques are currently used to model galaxy formation in a cosmological context, namely, numerical hydrodynamic simulations and semi-analytic models of galaxy formation and evolution (SAMs). While the former solve the equations of gravity, hydrodynamics, and thermodynamics in a self-consistent way,

where dark matter, gas, and stars are represented by particles and/or grid cells, the latter adopt a set of simplified equations that track the circulation of material among bulk components of the galaxies (gaseous and stellar halo, disk and spheroid) which are applied to the merger trees of an underlying dark matter simulation. Despite the differences in the basic methodology of these techniques, they reproduce fundamental observations at a similar level, allowing to achieve qualitatively similar conclusions about galaxy formation and evolution. In this article, we present the main characteristics of both techniques, emphasizing the pros and cons inherent to each of them, and focusing on a set of relations followed by observed galaxy properties.

2. Models of galaxy formation

In this section we present the main features of the two leading techniques used to study the formation and evolution of galaxies. Though, in principle, these two techniques differ from each other, hydrodynamic simulations face the fact of inadequate resolution or lack of understanding to model a certain physical process, being forced to consider “sub-grid” models. These are representations of important small-scale physical processes that occur at length-scales that cannot be resolved, for which similar recipes to those used in SAMs are implemented. Gasdynamic simulations solve hydro equations numerically in full generality but within a limited dynamic range, being unable to explore a variety of sub-grid models. On the other hand, SAMs assume spherical symmetry and consider approximate gas dynamics, but with the advantage of an unlimited dynamic range that allows to easily explore different sub-grid models at a low computational cost.

A recent review that compares these two techniques is given by Somerville & Davé (2015); also, the reviews of Baugh (2006) and Benson (2010) discuss the semi-analytical modelling approach to galaxy formation, including details of the physical processes involved as well as aspects related with numerical N -body simulations.

2.1. Semi-analytic model of galaxy formation and evolution

SAMs are based on the original picture introduced by Rees & Ostriker (1977) and White & Rees (1978), who consider that galaxies form in the center of dark matter halos through the cooling and condensation of gas that follows the distribution of dark matter. Then, White & Frenk (1991) presented a SAM with the main features that characterize the models available nowadays. During the last decades, different groups have developed their own SAMs extending and improving previous implementations of different physical phenomena, and focusing their analysis on distinct aspects of galaxy formation (e.g. Kauffmann et al., 1994; Kauffmann & Charlot, 1998; Kauffmann et al., 1999; Diaferio et al., 1999; Baugh et al., 1999; Benson et al., 2000; Springel et al., 2001; De Lucia et al., 2004; Lanzoni et al., 2005; Nagashima et al., 2005; Baugh et al., 2005; Cora, 2006; Croton et al., 2006; Bower et al., 2006; De Lucia et al.,

2006; Cattaneo et al., 2006; De Lucia & Blaizot, 2007; Cora et al., 2008; Lagos et al., 2008; Lacey et al., 2008; Somerville et al., 2008; Fontanot et al., 2009; Lo Faro et al., 2009; Li et al., 2010; Guo et al., 2011; Benson, 2012; Henriques et al., 2013; Lee & Yi, 2013; Padilla et al., 2014; Porter et al., 2014; Gonzalez-Perez et al., 2014; Henriques et al., 2015; Gargiulo et al., 2015; Croton et al., 2016).

SAMs take the assembly history (merger trees) and structure of dark matter halos and calculate the growth of galaxies within them using simplified phenomenological treatments of baryonic processes which involve efficiencies adjusted to reproduce the properties of the observed galaxy distribution. Merger trees of dark matter halos represent the hierarchical formation of structure through gravitational instability in an expanding Universe. They may be generated by semi-analytic methods, like the Extended Press-Schechter model (Bond et al., 1991; Lacey & Cole, 1993), or constructed from N -body simulations. Both methods have advantages and disadvantages. Some of the first SAMs use the former technique (Kauffmann et al., 1993; Cole et al., 1994; Somerville & Kolatt, 1999), which reaches large dynamic ranges in halo mass and allows to explore different cosmologies and power spectra, but showing discrepancies with numerical simulations. With the increase in the power of modern computers, merger trees extracted from N -body simulations became preferred. However, the method used for identifying halos and sub-halos (structures residing within larger halos) and resolution effects may affect the results (Knebe et al., 2011).

In order to leave aside concerns about the influence of the halo finder (Avila et al., 2014) or tree construction method (Srisawat et al., 2013; Lee et al., 2014), Knebe et al. (2015) present a comparison of the galaxy formation models themselves considering twelve different SAMs for galaxy formation based upon the same cosmological simulation and merger tree information derived from it. As we describe below, the efficiency of the physical processes implemented in SAMs are regulated by free parameters that are tuned for a given cosmological simulation and merger tree realisation according to a set of observational constraints. SAMs included in this comparison project are allowed to use their favourite parameter sets, i.e., they are not recalibrated for the common underlying cosmological simulation. This way, they are able to estimate the scatter across models when given the same cosmological simulation as input, instead of testing different implementations of the same physics. This procedure leads to scatter that could otherwise be reduced if due consideration to calibration with respect to cosmology, resolution, and merger tree prescription were taken into account (e.g. Fontanot et al., 2009; Díaz-Giménez & Mamon, 2010; De Lucia et al., 2011; Contreras et al., 2013; Lu et al., 2014; Lee et al., 2014). This comparison project include also two halo-occupation distribution models (e.g. Berlind & Weinberg, 2002; Zheng et al., 2005). These models, together with conditional luminosity function models van den Bosch et al. (2007), and sub-halo abundance matching models and related techniques (e.g. Behroozi et al., 2010; Moster et al., 2010) do not model physical pro-

cesses but derive connections between observable properties of galaxies and predicted properties of dark matter halos instead; they are not discussed in this article.

Main baryonic processes included in SAMs involve cosmological accretion of gas, radiative gas cooling, star formation, energetic and chemical feedback, and structural and morphological evolution through merging and environmental processes. Gas which experiences a strong virial shock when it is accreted supersonically onto a dark matter halo is heated to the virial temperature of the halo. Hot gas can subsequently cool through radiative processes at a rate that depends on its temperature and metallicity. As the gas cools, its pressure drops and it sinks to the centre of the dark halo on the free-fall or dynamical timescale, forming a rotationally supported disc. When the density of cold gas becomes high enough, star formation in the disc is triggered. A given star formation event generates stars with strong stellar winds and progenitors of different types of SN. The number of core collapse supernova (SNe CC) that contribute to energy feedback is estimated from the initial mass function adopted. More recent versions of SAMs also include the effect of feedback from AGN that arises from mass accretion onto supermassive black holes. The energy injection from both sources regulates the star formation through the transfer of gas and metals from the cold to the hot gas phase. While strong stellar-driven winds and SN feedback are more efficient at low masses, black hole growth and AGN feedback preferentially suppress gas cooling, and the consequent star formation, at the centers of the massive halos of groups and clusters, thus affecting high mass galaxies. These two physical mechanisms are mainly responsible for shaping the luminosity function of galaxy populations. The understanding of most baryonic processes is quite incomplete, being largely based on simplified numerical simulations and on the phenomenology of observed systems.

2.2. Numerical N -body hydrodynamic simulations

Numerical N -body hydrodynamic simulations constitute a direct way to solve the fully nonlinear equations governing the physical processes inherent to galaxy formation. N -body codes are the essence of SAMs or hydrodynamic simulations. They are gravity solvers that build the basic structure for galaxy formation considering collisionless dark matter particles which respond only to the gravitational force. In the case of SAMs, they provide the merger trees required by this technique, as explained in the previous section. In the case of self-consistent hydrodynamic simulations, gas physics is modelled by solving the equations of hydrodynamics (Euler equations) together with the chosen gravity solver, which increases the complexity of the code becoming more computationally expensive than SAMs. Equations of hydrodynamics are solved considering Lagrangian or Eulerian methods. The former is a particle-based method, being the smoothed particle hydrodynamics (SPH) the most popular (Springel et al., 2005). In this case, the information about the fluid is carried by the particles themselves, being obtained via

a kernel-weighted sum over neighboring particles. The latter is a grid method (Ricker et al., 2000; Fryxell et al., 2000; Plewa & Müller, 2001; Quilis, 2004), in which the fluid is discretized onto grid cells, and the advection of properties is computed across the cell boundaries. Each method has specific advantages with respect to the other. While Lagrangian methods like SPH are more adaptive and provide increased dynamic range, being able to track directly the movement of mass, Eulerian methods are able to treat more adequately strong shocks and surface instabilities, with the main strength that the mesh can achieve arbitrarily high resolution, since the resolution of particle-based methods is limited by the particle mass.

The new moving mesh code AREPO (Vogelsberger et al., 2012; Kereš et al., 2012; Sijacki et al., 2012; Torrey et al., 2012; Bird et al., 2013; Nelson et al., 2013) combines the advantages of mesh codes and particle-based methods, using tracer particles in a mesh code. The volume of space is discretized into many individual cells using a Voronoi tessellation to subdivide space around particles. The mesh is re-generated as the particles move, hence these cells move with time, adapting to the flow of gas in their vicinity, as in SPH. As a result, the mesh itself has no preferred directions or grid-like structure.

Whichever method is used, hydrodynamic simulations have been successful in handling the properties of the baryonic fluid (pressure forces, internal energy) that must be added to the dark matter in order to study galaxy formation. However, the addition of other processes involved in galaxy formation, like radiative cooling, star formation, SN and AGN feedback, demands increasing levels of complexity. The detailed treatment of these processes is enormously challenging and is restricted by the fact that the physics of these processes takes place on scales well below the resolution limit of the simulation. This issue is circumvented by “sub-grid scale” modelling which is done using a semi-analytic approach (e.g. Thacker & Couchman, 2000; Kay et al., 2002; Marri & White, 2003; Stinson et al., 2006; Scannapieco et al., 2006; Oppenheimer & Davé, 2008; Booth & Schaye, 2009; Dalla Vecchia & Schaye, 2012; Barai et al., 2013; Keller et al., 2014; Simpson et al., 2015). Hydrodynamic simulations have been steadily improving by increasing in size, both in terms of volume and the number of resolution elements employed, by improving the extent, complexity, and physical fidelity of the sub-grid models and by developing more accurate and efficient numerical methods (Katz et al., 1996; Springel & Hernquist, 2003; Di Matteo et al., 2008; Schaye et al., 2010; Puchwein et al., 2013; Le Brun et al., 2014; Vogelsberger et al., 2014; Genel et al., 2014; Schaye et al., 2015).

Both differences in sub-grid prescriptions and in hydrodynamical techniques yield large variations in results relevant to galaxy formation. From the comparison between the moving mesh code AREPO and the SPH code GADGET, Vogelsberger et al. (2012) demonstrate that uncertainties in hydrodynamic solvers can lead to comparatively large systematic differences in results of cosmological studies of galaxy formation, showing that

AREPO provides a physically more reliable representation of several physical processes. This new approach for simulating gas is particularly convenient for large, cosmological simulations like Illustris (Vogelsberger et al., 2014; Genel et al., 2014), since AREPO is, at the same time, accurate and efficient. The Illustris project represents an unprecedented combination of high resolution, total volume, and physical fidelity.

3. Results from current models

Despite the differences proper to each technique, SAMs and hydrodynamic simulations show remarkable convergence and make predictions that are in qualitative agreement with observations. We can gain insights into the process of galaxy formation from the successes and failures of current models in reproducing global properties and scaling relations. In this article, we focus on results obtained regarding the stellar mass assembly over cosmic time and global scaling relations that involve star formation rates (SFRs) and metals.

3.1. Stellar mass assembly over cosmic time

The formation and evolution of galaxies leave their mark in the evolution of the SFR density of the Universe as a function of look-back time, represented in the so-called Lilly-Madau plot (Lilly et al., 1996; Madau et al., 1996). The information contained in this diagram has been progressively completed with the advent of deep and/or wide photometric and spectroscopic galaxy surveys carried out at different wavelengths. Properties linked to the star formation history, like the stellar mass or the metallicity, are also appropriate parameters to follow the evolution of galaxies.

An increasing number of studies have explored the evolution of the cosmic comoving stellar mass, from which it is inferred that massive galaxies (stellar masses larger than $10^{12} M_{\odot}$) were already in place at redshifts $z \approx 2.4 - 3$, while the mass assembly of galaxies shifts to smaller masses as we move to lower redshifts (e.g. Pérez-González et al., 2008, see their figures 4 and 6). These results are consistent with a “downsizing” scenario for galaxy formation (Cowie et al., 1996), that is, massive galaxies form early and rapidly, while low-mass galaxies form later and with a more extended timescale, contrary to the naïve expectation that the assembly history of galaxies should parallel that of their parent dark matter halos, where low-mass halos actually have earlier formation times than high-mass ones.

The stellar mass function (SMF) is one of the fundamental statistical distributions of global properties for galaxy populations; its shape and normalization at different cosmic epochs constitute a stringent constraint to theoretical models. The main physical processes invoked to reconcile the abundance of low and high mass galaxies with observations are SN and AGN feedback, respectively. Since the theory related to these processes is not very well established, models consider purely phenomenological representations of them. These kinds of assumptions allow models to reproduce fairly good the

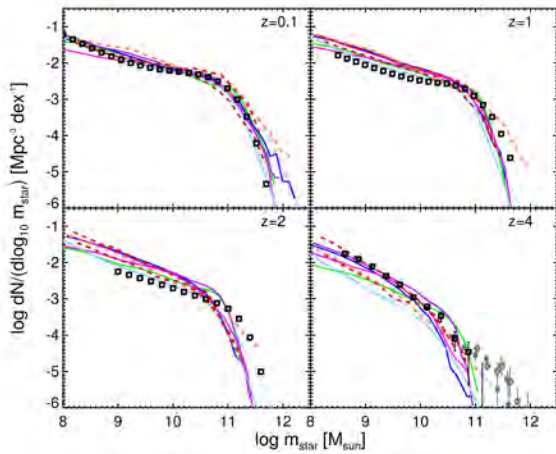


Figure 1: Galaxy SMF at redshifts $z = 0 - 4$ predicted by recent numerical hydrodynamic simulations and SAMs (coloured lines) compared to a double-Schechter fit to a compilation of observational estimates (black squares). Credit: Somerville & Davé (2015).

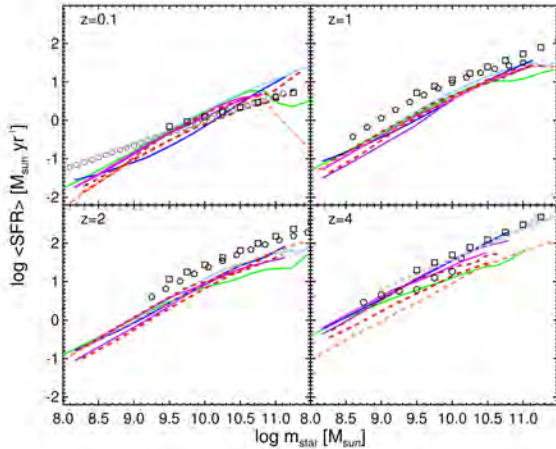


Figure 2: The average SFR in bins of stellar mass at redshifts $z = 0 - 4$ predicted by the same set of numerical hydrodynamic simulations and SAMs considered in Fig. 1 (coloured lines) compared with observational estimates (grey and black symbols). Credit: Somerville & Davé (2015).

SMF of galaxies at $z = 0$, with some discrepancies at the very high mass end. However, they have greater difficulties reproducing the abundances and assembly histories of low-mass galaxies at intermediate redshifts, being a symptom of failure to reproduce downsizing. This can be appreciated in Fig. 1, extracted from the review of Somerville & Davé (2015), which shows a comparison of the SMF predicted by different SAMs and hydrodynamic simulations with observational data in the redshift range $z = 0 - 4$. Both techniques overproduce galaxies with stellar masses $\lesssim 10^{10} M_{\odot}$ by a factor of 2 – 3 over the redshift range $2 < z < 0.5$, as already noted by Fontanot et al. (2009) and Weinmann et al. (2012). This problem also exists for the Illustris simulation (Torrey et al., 2015). Although these results call for modifications of the the sub-grid recipes controlling star

formation and/or SN feedback, the fate of the reheated gas has strong impact in the growth of low-mass systems at high redshift. The excess of low-mass galaxies can be avoided increasing the delay of the time in which the cold gas ejected in a galactic wind is reincorporated to the hot phase (Henriques et al., 2015); this way, it is available for further gas cooling and subsequent star formation at lower redshifts, given place to an increase in the abundance of galaxies below the knee of the SMF from $z = 2$ to the present, as observed.

3.2. Global scaling relation: star formation main sequence

The star formation main sequence (SFMS) is a tight correlation between the SFR and the stellar mass of star-forming galaxies, and is present at both low and high redshifts. The normalisation of the SFMS is observed to increase from the local Universe to the redshift at which the global SFR density peaks ($z \approx 2$). These features of the SFMS are depicted by the symbols of Fig. 2 which correspond to observational estimates. This figure, extracted from Somerville & Davé (2015), also shows the SFMS predicted by different SAMs and hydrodynamic simulations (coloured lines). While the normalisation of the simulated SMFS agrees with observational constraints at $z = 0$, with a steeper trend though, it is significantly lower at intermediate redshifts ($z = 1 - 2$). These discrepancies between the observed SFMS and those predicted by the models have already been noticed by previous studies (e.g. Davé, 2008), including those that consider the Illustris simulation (Sparre et al., 2015). This behaviour also points to a problem related to the formation of low-mass galaxies. Models that are able to reproduce the local SMF give rise to a population of dwarf galaxies that form their stars too early, producing an excess of these galaxies at intermediate redshifts (Fig. 1), which are characterized by levels of SFR well below the observed values (Fig. 2). These two related problems generate a tension between models and observations that, in the case of Illustris, is interpreted as a consequence of having star formation and feedback processes too closely linked to the dark matter accretion rate (Genel et al., 2014).

3.3. Global scaling relation: mass-metallicity relation

The metal content of different baryonic components (stars, cold interstellar gas, and diffuse surrounding gas) is one of the key physical properties of galaxies that constrains galaxy formation models. Understanding the processes that regulate the circulation of metals between these components allows insight into the mechanisms underlying galaxy formation.

Stellar winds and SN expel metals into the interstellar medium or into the hot gas phase via large-scale outflows. As the metal enriched interstellar medium continues to cool and collapse, new stars are formed trapping some metals. The relative distribution of metals in stars, in the cold and hot gas phases and outside of galaxies, is highly sensitive to the star formation history of galaxies

and the depths of their potential wells which determine the efficiency of SN feedback. The mass-metallicity relation (MMR) is a correlation between cold gas phase metallicity and stellar mass, such that more massive galaxies have higher metallicities Tremonti et al. (2004).

Both SAMs and hydrodynamic simulations are able to reproduce the shape and normalization of the MMR at $z = 0$, although with some discrepancies with respect to the observed trend (Somerville & Davé, 2015). When compared to the local relation from Peeples et al. (2014), which uses the average of all of the calibrations presented in Kewley & Ellison (2008), and the local “direct method” MMR from Andrews & Martini (2013), models reach roughly the correct metallicity for galaxies with stellar masses $\approx 10^{10} M_{\odot}$, predicting MMRs that are typically steeper than the observed one to low masses and having a less pronounced turnover to high masses. At higher redshifts ($z > 3$), observations support strong evolution of the MMR (Maiolino et al., 2008; Troncoso et al., 2014), which is not reproduced by models (Yates et al., 2012; De Rossi et al., 2015).

Similar results are obtained with our semi-analytic code SAG (acronym for semi-analytic galaxies). The SAG model originates from a version of the Munich code (Springel et al., 2001), and it has seen substantial development and improvement during the last 15 years. It has a detailed chemical implementation that considers yields from stellar winds and from SN type Ia and SNe CC, taking into account the lifetime of progenitors, thus relaxing the instantaneous recycling approximation generally adopted by other models (Cora, 2006). Effects of AGN feedback and disk instabilities are also included (Lagos et al., 2008). The model allows the possibility of changes in the direction of the angular momentum of a galaxy disc as it accretes matter, which affects the quiescent SFR taking place in discs and the timescale between disc instability events (Padilla et al., 2014). Bursts triggered by both disc instabilities and mergers consume the available gas gradually (Gargiulo et al., 2015). Environmental effects like ram pressure stripping (Tecce et al., 2010) and tidal stripping are also implemented. Besides, the code has the capabilities of considering an integrated galactic initial mass function dependent on the SFR (Gargiulo et al., 2015) and of computing the spectral energy distribution of galaxies with emission lines (Orsi et al., 2014). Fig. 3 presents the evolution of the MMR obtained with the SAG model. Model predictions are compared with the MMR at $z = 2.2$ Maiolino et al. (2008), and $z = 3.5$ Troncoso et al. (2014). We find a very mild evolution for galaxies with stellar masses $\gtrsim 10^{10} M_{\odot}$, with lower metallicities at higher redshifts. Although the model achieves good agreement with observations at $z = 0$, the discrepancy becomes increasingly pronounced towards higher redshifts. Galaxies move along the relation that we see at $z = 0$ as they evolve, meaning that metal enrichment took place too quickly and the MMR was set at higher redshift in the simulations compared to real galaxies. This failure of the models is another face of the same coin, being connected with the problems found in the SMF and the SFMS (Weinmann et al., 2012).

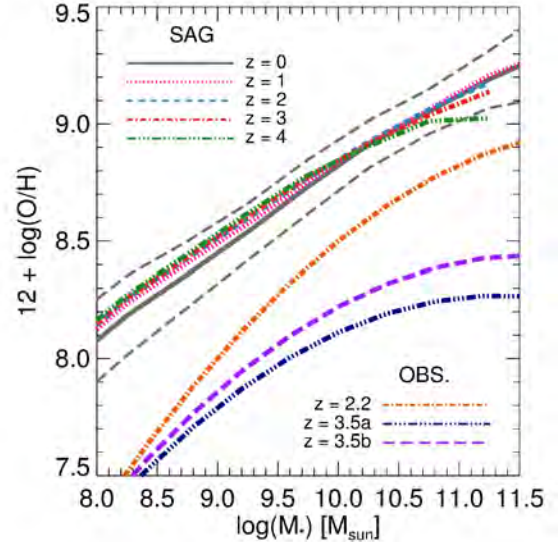


Figure 3: MMR predicted by the SAG model at redshifts $z = 0 - 4$, as indicated in the keys. The grey solid and dashed lines denote the mean value and standard deviation of the MMR at $z = 0$. Model results at $z > 2$ are compared to the observed MMR at $z = 2.2$ given by Maiolino et al. (2008) (dashed-dotted orange line) and at $z = 3.5$ given by Troncoso et al. (2014) (dashed violet line and dashed-triple-dotted blue line, for the mean and median values, respectively).

4. Concluding remarks

We have presented a general overview on models of galaxy formation and evolution, briefly describing the two main leading techniques, that is, SAMs and hydrodynamic simulations. We have shown that both methodologies yield similar answers in basic tests relevant to galaxy formation, with pretty common successes and failures. Focusing on a set of galaxy properties that involves stellar masses, SFRs and metallicities, the main result that emerges from the current state-of-the-art codes is that local observed galaxy properties can be fairly good reproduced, although the evolution of relations in which these properties are involved are not tracked properly. This fact evidences drawbacks in the models that point to the so called “dwarf conundrum”, in which low mass galaxies form too early producing low levels of specific SFR (SFR over mass) at $z = 2$ and giving rise to an enhanced metal enrichment at earlier epochs that prevents recovering the evolution of the MMR as observed. These discrepancies found between theory and observation give hints about those physical aspects that are still poorly understood. Huge efforts have been devoted to improve the representation of physical processes at the sub-grid levels. The achievements reached are encouraging.

Acknowledgements: SAC acknowledges the Scientific Committee of the AAA Meeting for inviting her to present this review. Some results presented here are part of a work partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (Argentina) and the Universidad Nacional de La Plata (Argentina) and were obtained with the Geryon cluster at the Centro de Astro-Ingeniería UC, Chile. SAC also acknowledges grants from CON-

ICET (PIP-220) and Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT-2013-0317), Argentina, and thanks Rachel Somerville for giving permission to include figures from her work (Somerville & Davé, 2015).

References

- Andrews B. H., Martini P., 2013, *ApJ*, 765, 140
 Avila S., et al., 2014, *MNRAS*, 441, 3488
 Barai P., et al., 2013, *MNRAS*, 430, 3213
 Baugh C. M., 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 3101
 Baugh C. M., et al., 1999, *MNRAS*, 305, L21
 Baugh C. M., et al., 2005, *MNRAS*, 356, 1191
 Bautista J. E., et al., 2015, *JCAP*, 5, 060
 Behroozi P. S., Conroy C., Wechsler R. H., 2010, *ApJ*, 717, 379
 Benson A. J., 2010, *Phys. Rep.*, 495, 33
 Benson A. J., 2012, *New A.*, 17, 175
 Benson A. J., et al., 2003, *ApJ*, 599, 38
 Benson A. J., et al., 2000, *MNRAS*, 314, 557
 Berlind A. A., Weinberg D. H., 2002, *ApJ*, 575, 587
 Bird S., et al., 2013, *MNRAS*, 429, 3341
 Bond J. R., et al., 1991, *ApJ*, 379, 440
 Booth C. M., Schaye J., 2009, *MNRAS*, 398, 53
 Bower R. G., et al., 2006, *MNRAS*, 370, 645
 Cattaneo A., et al., 2006, *MNRAS*, 370, 1651
 Cole S., et al., 1994, *MNRAS*, 271, 781
 Colless M., et al., 2001, *MNRAS*, 328, 1039
 Contreras S., et al., 2013, *MNRAS*, 432, 2717
 Cora S. A., 2006, *MNRAS*, 368, 1540
 Cora S. A., et al., 2008, *MNRAS*, 386, 96
 Cowie L. L., et al., 1996, *AJ*, 112, 839
 Croton D. J., et al., 2006, *MNRAS*, 365, 11
 Croton D. J., et al., 2016, *ApJS*, 222, 22
 Dalla Vecchia C., Schaye J., 2012, *MNRAS*, 426, 140
 Davé R., 2008, *MNRAS*, 385, 147
 De Lucia G., Blaizot J., 2007, *MNRAS*, 375, 2
 De Lucia G., et al., 2011, *MNRAS*, 414, 1439
 De Lucia G., Kauffmann G., White S. D. M., 2004, *MNRAS*, 349, 1101
 De Lucia G., et al., 2006, *MNRAS*, 366, 499
 De Rossi M. E., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 486
 Di Matteo T., et al., 2008, *ApJ*, 676, 33
 Diaferio A., et al., 1999, *MNRAS*, 307, 537
 Díaz-Giménez E., Mamon G. A., 2010, *MNRAS*, 409, 1227
 Fontanot F., et al., 2009, *MNRAS*, 397, 1776
 Fontanot F., et al., 2009, *MNRAS*, 392, 553
 Fryxell B., et al., 2000, *ApJS*, 131, 273
 Gargiulo I. D., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 3820
 Genel S., et al., 2014, *MNRAS*, 445, 175
 Gonzalez-Perez V., et al., 2014, *MNRAS*, 439, 264
 Guo Q., et al., 2011, *MNRAS*, 413, 101
 Henriques B. M. B., et al., 2015, *MNRAS*, 451, 2663
 Henriques B. M. B., et al., 2013, *MNRAS*, 431, 3373
 Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., 1996, *ApJS*, 105, 19
 Kauffmann G., Charlot S., 1998, *MNRAS*, 294, 705
 Kauffmann G., et al., 1999, *MNRAS*, 303, 188
 Kauffmann G., Guiderdoni B., White S. D. M., 1994, *MNRAS*, 267, 981
 Kauffmann G., White S. D. M., Guiderdoni B., 1993, *MNRAS*, 264, 201
 Kay S. T., et al., 2002, *MNRAS*, 330, 113
 Keller B. W., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 3013
 Kereš D., et al., 2012, *MNRAS*, 425, 2027
 Kewley L. J., Ellison S. L., 2008, *ApJ*, 681, 1183
 Knebe A., et al., 2011, *MNRAS*, 415, 2293
 Knebe A., et al., 2015, *MNRAS*, 451, 4029
 Lacey C., Cole S., 1993, *MNRAS*, 262, 627
 Lacey C. G., et al., 2008, *MNRAS*, 385, 1155
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, *MNRAS*, 388, 587
 Lanzoni B., et al., 2005, *MNRAS*, 361, 369
 Le Brun A. M. C., et al., 2014, *MNRAS*, 441, 1270
 Lee J., Yi S. K., 2013, *ApJ*, 766, 38
 Lee J., et al., 2014, *MNRAS*, 445, 4197
 Li Y.-S., De Lucia G., Helmi A., 2010, *MNRAS*, 401, 2036
 Lilly S. J., et al., 1996, *ApJL*, 460, L1
 Lo Faro B., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 827
 Lu Y., et al., 2014, *ApJ*, 795, 123
 Madau P., et al., 1996, *MNRAS*, 283, 1388
 Maiolino R., et al., 2008, *A&A*, 488, 463
 Mandelbaum R., et al., 2006, *MNRAS*, 367, 611
 Marri S., White S. D. M., 2003, *MNRAS*, 345, 561
 McDonald P., et al., 2006, *ApJS*, 163, 80
 Moster B. P., et al., 2010, *ApJ*, 710, 903
 Nagashima M., et al., 2005, *MNRAS*, 363, L31
 Nelson D., et al., 2013, *MNRAS*, 429, 3353
 Oppenheimer B. D., Davé R., 2008, *MNRAS*, 387, 577
 Orsi Á., et al., 2014, *MNRAS*, 443, 799
 Padilla N. D., et al., 2014, *MNRAS*, 443, 2801
 Peeples M. S., et al., 2014, *ApJ*, 786, 54
 Pérez-González P. G., et al., 2008, *ApJ*, 675, 234
 Perlmutter S., et al., 1999, *ApJ*, 517, 565
 Planck Collaboration et al., 2015, *ArXiv e-prints*
 Plewa T., Müller E., 2001, *Comp. Phys. Comm.*, 138, 101
 Porter L. A., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 942
 Puchwein E., Baldi M., Springel V., 2013, *MNRAS*, 436, 348
 Quilis V., 2004, *MNRAS*, 352, 1426
 Rees M. J., Ostriker J. P., 1977, *MNRAS*, 179, 541
 Ricker P. M., Dodelson S., Lamb D. Q., 2000, *ApJ*, 536, 122
 Riebe K., et al., 2013, *Astronomische Nachrichten*, 334, 691
 Riess A. G., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
 Scannapieco C., et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1125
 Schaye J., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 521
 Schaye J., et al., 2010, *MNRAS*, 402, 1536
 Schrabback T., et al., 2015, *MNRAS*, 454, 1432
 Sijacki D., et al., 2012, *MNRAS*, 424, 2999
 Simpson C. M., et al., 2015, *ApJ*, 809, 69
 Somerville R. S., Davé R., 2015, *ARA&A*, 53, 51
 Somerville R. S., et al., 2008, *MNRAS*, 391, 481
 Somerville R. S., Kolatt T. S., 1999, *MNRAS*, 305, 1
 Sparre M., et al., 2015, *MNRAS*, 447, 3548
 Springel V., Frenk C. S., White S. D. M., 2006, *Nature*, 440, 1137
 Springel V., Hernquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 289
 Springel V., et al., 2005, *Nature*, 435, 629
 Springel V., et al., 2001, *MNRAS*, 328, 726
 Srisawat C., et al., 2013, *MNRAS*, 436, 150
 Stinson G., et al., 2006, *MNRAS*, 373, 1074
 Tecce T. E., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 2008
 Thacker R. J., Couchman H. M. P., 2000, *ApJ*, 545, 728
 Torrey P., et al., 2015, *MNRAS*, 447, 2753
 Torrey P., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 2224
 Tremonti C. A., et al., 2004, *ApJ*, 613, 898
 Troncoso P., et al., 2014, *A&A*, 563, A58
 van den Bosch F. C., et al., 2007, *MNRAS*, 376, 841
 Vogelsberger M., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 1518
 Vogelsberger M., et al., 2012, *MNRAS*, 425, 3024
 Weinmann S. M., et al., 2012, *MNRAS*, 426, 2797
 White S. D. M., Frenk C. S., 1991, *ApJ*, 379, 52
 White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
 Yates R. M., Kauffmann G., Guo Q., 2012, *MNRAS*, 422, 215
 York D. G., et al., 2000, *AJ*, 120, 1579
 Zheng Z., et al., 2005, *ApJ*, 633, 791



Generating a Magellanic star cluster catalog with ASteCA

G.I. Perren¹, A.E. Piatti^{2,3} & R.A. Vázquez¹

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

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Contact / gabrielperren@gmail.com

Resumen / Un número creciente de herramientas de software se está empleando desde hace unos años para el tratamiento automatizado o semiautomatizado de datos astronómicos. Las principales ventajas de la utilización de tales herramientas sobre un análisis estándar a ojo incluyen: velocidad (en particular para grandes bases de datos), homogeneidad, reproducibilidad y precisión. Al mismo tiempo, permiten un estudio estadísticamente correcto de las incertidumbres asociadas con el análisis, en contraste con los errores establecidos manualmente, o la práctica aún generalizada de simplemente no asignar errores.

Presentamos un catálogo compuesto por 210 cúmulos estelares ubicados en las Nubes Mayor y Menor de Magallanes, observados con fotometría CT_1 en el sistema de Washington. Los parámetros fundamentales de los cúmulos fueron estimados mediante un proceso homogéneo, automatizado y completamente autónomo, a través del paquete de análisis de cúmulos *Automated Stellar Cluster Analysis* (ASTECA). Nuestros resultados son comparados con dos tipos de estudios sobre estos cúmulos: uno donde la fotometría es la misma, y otro donde el sistema fotométrico es distinto del usado por ASTECA.

Abstract / An increasing number of software tools have been employed in the recent years for the automated or semi-automated processing of astronomical data. The main advantages of using these tools over a standard by-eye analysis include: speed (particularly for large databases), homogeneity, reproducibility, and precision. At the same time, they enable a statistically correct study of the uncertainties associated with the analysis, in contrast with manually set errors, or the still widespread practice of simply not assigning errors.

We present a catalog comprising 210 star clusters located in the Large and Small Magellanic Clouds, observed with Washington CT_1 photometry. Their fundamental parameters were estimated through an homogeneous, automatized and completely unassisted process, via the Automated Stellar Cluster Analysis package (ASTECA). Our results are compared with two types of studies on these clusters: one where the photometry is the same, and another where the photometric system is different than that employed by ASTECA.

Keywords / catalogs — galaxies: star clusters: general — galaxies: Magellanic Clouds

1. Introduction

In a recent article (Perren et al., 2015) we presented ASTECA*, a new package for the automatic analysis of star clusters. The package is still in the development process, but it can already be applied on clusters with observations in at least two passbands of the supported photometric systems. One of the major advantages of using this tool, is the possibility of performing a valid error analysis on the obtained parameter values. In these type of studies, uncertainties are normally either manually estimated or simply not given.

We run ASTECA on 210 observed clusters (OCs) from the Magellanic Clouds, and here present a comparison of the obtained results with those taken from twenty-five published studies.

2. Clusters database

The entire set of OCs in our sample, 150 Large Magellanic Cloud (LMC) and 60 Small Magellanic

Cloud (SMC) clusters, was observed through the CT_1 Washington photometric system (Canterna, 1976).

All fundamental cluster parameters (metallicity, age, distance, reddening, binary fraction, and total initial mass) are simultaneously obtained by ASTECA to prevent the introduction of biases via their known correlations. The binary fraction was the only parameter that we fixed to a value of 0.5 for all the OCs. We did this to avoid introducing an unnecessary number of degrees of freedom into the analysis. The rest of the parameters were allowed to vary within appropriate ranges.

The OCs' parameters are estimated automatically by the code, starting from center coordinates and a radius value assigned to the cluster region. A decontamination algorithm is applied to assign membership probabilities to stars within the OC region. This aims at preventing field stars located at the foreground/background of the cluster from disrupting the fundamental parameters finding process. As was shown in Perren et al. (2015) this algorithm works very well even for highly contaminated OCs, although becomes less accurate when the number of field stars within the OC region is more than twice than that of actual members.

*<http://asteca.github.io/>

The code handles the obtention of an OC’s fundamental parameters via a minimum likelihood analysis, performed on a large set of synthetic clusters (SCs). The only restrictions imposed on ASTECA are the allowed ranges of variation for each parameter, and the steps between each valid parameter value within that range. As the ranges increase in size and the steps are made smaller, the number of possible solutions (i.e.: combinations of parameter values that produce a unique SC) increases. In our study, the number of solutions/SCs that the code could assign to each of the OCs was approximately 1.8×10^7 .

The quality of the match between the OC and the set of SCs is assessed applying the Poisson likelihood rate developed in Dolphin (2002). A genetic algorithm takes care of finding the minimum likelihood value or best match, between the OC and the SCs.

Finally, a bootstrap process assigns errors to each derived parameter in a statistically valid way. This requires the OC versus SC matching to be re-run several times and thus is rather expensive timewise.

3. Results

3.1. Comparison with the literature

We compare the final parameters obtained by the code with the values presented in 18 published articles where each of the OCs in our sample was studied. These articles (hereafter referred to as the “literature”) used the same Washington CT_1 photometry datasets as those used in the present work.

In Fig. 1 we show the distribution of values obtained by ASTECA for the fundamental parameters metallicity, age, extinction, and true distance modulus, compared with the values assigned in the literature (masses are not given in the latter). The metallicity is dispersed around the identity line, with slightly larger values derived by the code for both galaxies. On average ASTECA assigns metallicity values in excess of 0.2 dex compared to their literature counterparts. The largest difference, $\Delta [\text{Fe}/\text{H}] > 1$, is found for two SCM clusters.

A concentration around $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.4$ and $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8$ can be seen for the LMC/SMC clusters, respectively. This result is expected as these are the known present-day metallicities of both Clouds. Overall the metal content determined by the code, albeit somewhat larger, is in good agreement with the literature.

The age assignment depends strongly on the correct identification of an OC’s turnoff point. In cases of heavy field star contamination or very few members, this task can easily produce incorrect solutions (specially if done by eye). Despite this constraint, the age parameter shows the closest agreement with literature values, presenting a noticeable dispersion mostly for OCs younger than $\log(\text{age}/\text{yr}) = 8$.

There are eight clusters for which the difference in age found by the code is larger than $\Delta \log(\text{age}/\text{yr}) = 0.5$, all but one of these have smaller age values assigned by ASTECA.

As can be seen in Fig. 1 extinction values differ for the LMC and the SMC, with considerably larger values

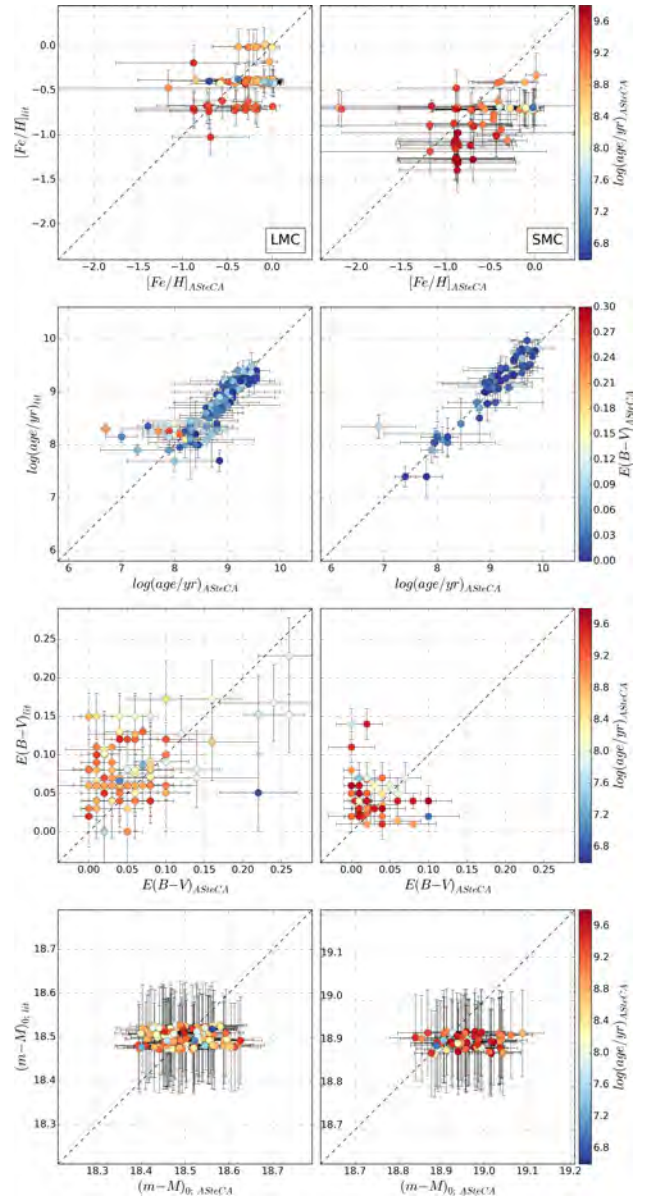


Figure 1: Left column: metallicity, age, extinction and true distance modulus values in the literature versus the ones found by ASTECA, for the LMC OCs. The colors coding corresponds to the colorbar to the right. Right column: idem for the SMC.

found for the former. Almost all OCs in both galaxies have reddening estimations that differ within 0.1 mag from the literature values.

The distance moduli used in the literature are fixed to 18.5 and 18.9 for the LMC/SMC respectively. We let the code assign values in an interval of ± 0.1 mag around the values 18.5 and 18.96, taken from de Grijs et al. (2014) and de Grijs & Bono (2015) for the LMC/SMC. The distances obtained by ASTECA are rather uniformly spread within this range, with an associated uncertainty of up to 0.07 mag.

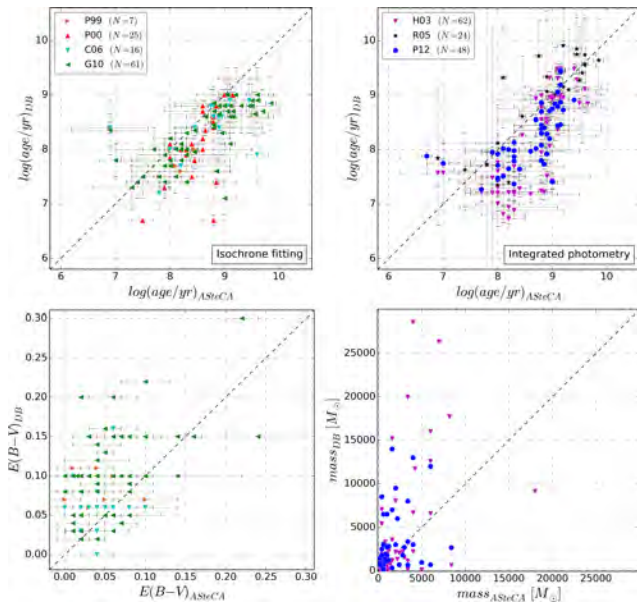


Figure 2: Top: comparison of ages ASTECA vs. databases; isochrone fitting to the left and integrated photometry to the right. Bottom: left, extinction distribution for those databases that provided this parameter. Right, mass distribution for those databases that provided this parameter.

3.2. Comparison with databases

Our results are also compared with those taken from seven articles, for those clusters that could be cross-matched in each of them, hereafter referred to as the “databases”: Pietrzynski & Udalski (1999, P99), Pietrzynski & Udalski (2000, P00), Chiosi et al. (2006, C06), Glatt et al. (2010, G10), Hunter et al. (2003, H03), Rafelski & Zaritsky (2005, R05), Popescu et al. (2012, P12). These databases were generated combining two to four of the *UBVRI* passbands, depending on the article, which means that the photometric system employed is different from the one used in this work.

The first four databases applied a by-eye isochrone fitting method to estimate ages and extinction, and the last three used integrated photometry. The distribution of ages, extinction and mass for those clusters that could be cross-matched in each database, are shown in Fig. 2.

Both methods (Fig. 2, top) assign lower age values on average to the analyzed clusters, an effect that is more pronounced in the integrated photometry analysis. This is somewhat expected since this method is known to be less accurate. In particular the ages estimated from integrated photometry can be easily biased by the presence of a few bright field stars, skewing the results towards smaller values.

The isochrone analysis also shows smaller age estimates when compared with ASTECA values. These discrepancies can be explained by known biases in these databases. P00 for example uses a fixed distance modulus of 18.24 mag for the LMC. de Grijs & Anders (2006) estimate that had they used a value of 18.5 mag, their ages would have been $\log(\text{age}/\text{yr}) \approx 0.3$ smaller.

C06 use a mean metal content of $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.4$ which is larger than the usual -0.8 value used for the

SMC. Given the negative correlation between the age and the metallicity, this certainly contributes to its smaller age values. In the case of the G10 database, the $\Delta \log(\text{age}/\text{yr}) \approx 0.5$ offset found here is entirely consistent with the results previously obtained by Piatti et al. (2014, 2015). This is most likely the result of G10 not applying a proper decontamination algorithm previous to its isochrone fitting process.

The extinction comparison diagram (Fig. 2, bottom left panel) shows that the databases assign on average larger values than ASTECA, which again due to the negative correlation with the age, contributes to the smaller values given to this parameter.

The masses (Fig. 2, bottom right panel) are only derived by two integrated photometry databases and thus contain significant error. Below $M \approx 5000 M_{\odot}$ the values obtained by ASTECA show a reasonable agreement with those taken from H03 and P12. Beyond that value both articles assign much larger values than the ones found by the code.

4. Summary

We showed how the ASTECA package allows the automatic (unassisted) determination of the fundamental parameters of a star cluster. The results of this analysis demonstrate that the assigned values are in good agreement with studies that used the same Washington photometry. Studies that used different photometric systems were also compared and while the discrepancy is larger, it can be explained by effects outside the code.

The ASTECA package is thus shown to be capable of operating on large databases of observed clusters producing reasonable estimations of their properties, along with a necessary statistically valid error analysis.

References

- Canterna R., 1976, *AJ*, 81, 228
- Chiosi E., et al., 2006, *A&A*, 452, 179
- de Grijs R., Anders P., 2006, *MNRAS*, 366, 295
- de Grijs R., Bono G., 2015, *AJ*, 149, 179
- de Grijs R., Wicker J. E., Bono G., 2014, *AJ*, 147, 122
- Dolphin A. E., 2002, *MNRAS*, 332, 91
- Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50
- Hunter D. A., et al., 2003, *AJ*, 126, 1836
- Perren G. I., Vázquez R. A., Piatti A. E., 2015, *A&A*, 576, A6
- Piatti A. E., et al., 2015, *ArXiv e-prints*
- Piatti A. E., et al., 2014, *A&A*, 570, A74
- Pietrzynski G., Udalski A., 1999, *AcA*, 49, 157
- Pietrzynski G., Udalski A., 2000, *AcA*, 50, 337
- Popescu B., Hanson M. M., Elmegreen B. G., 2012, *ApJ*, 751, 122
- Rafelski M., Zaritsky D., 2005, *AJ*, 129, 2701



Caracterización espectro-fotométrica del entorno de una muestra de blazares en el óptico

J. Torres-Zafra^{1,2}, S.A. Cellone^{1,2} & I. Andruchow^{1,2}

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

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / jtzafra@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los objetos BL Lac son una clase de núcleos galácticos activos caracterizados por presentar espectros ópticos sin rasgos evidentes, razón por la cual es muy difícil determinar sus corrimientos al rojo (z). En este trabajo realizamos un estudio espectro-fotométrico del entorno de tres objetos de tipo BL Lac: 3C 66A, PG 1553+113 y PKS 0332-403, a partir de datos obtenidos con el instrumento *Multi-Object Spectrograph and Camera* de los telescopios de 8 m, Gemini Norte y Gemini Sur. El análisis de estos datos nos permitió detectar candidatos a cúmulos de galaxias con corrimientos al rojo de 0.34, 0.265 y 0.101 respectivamente, por lo cual se analiza la probabilidad de pertenencia de nuestras fuentes a estas estructuras.

Abstract / BL Lac objects are a class of active galactic nuclei characterized by presenting optical spectra without evident features; for this reason it is very difficult to determine their redshifts (z). In this paper we perform a spectrophotometric study of the environment of three BL Lac type objects: 3C 66A, PG1,553+113 and PKS0332-403, using data obtained with the Multi-Object Spectrograph and Camera, instrument at the 8 m Gemini North and Gemini South telescopes. The analysis of these data allows us to detect galaxy cluster candidates with redshifts of 0.34, 0.265 and 0.101 respectively. Therefore, we discuss the probability of membership of the sources studied here to these structures.

Keywords / BL Lacertae objects: individual: PKS 0332-403 — BL Lacertae objects: individual: PG 1553+113 — BL Lacertae objects: individual: 3C 66A — galaxies: clusters: general — galaxies: distances and redshifts

1. Introducción

Los blazares son núcleos galácticos activos (AGN, por sus siglas en inglés) que presentan sus chorros de materia (*jets*) orientados cerca de la línea de la visual (Urry & Padovani, 1995). Esta orientación particular genera que la emisión electromagnética del *jet* resulte ampliada por efectos relativistas, dominando por sobre la radiación de cualquier otra componente del AGN y por consiguiente exhibiendo una distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) que se extiende hasta energías de TeV. Dentro de este escenario, para los objetos de la subclase BL Lac resulta difícil detectar la radiación térmica proveniente de la región de líneas anchas (BLR, por sus siglas en inglés), del disco de acreción o de la galaxia anfitriona, lo que en muchos casos impide una medición directa de su corrimiento al rojo espectroscópico (z). A partir de observaciones realizadas con el *Telescopio Espacial Hubble* (HST) se ha podido establecer que los objetos de tipo BL Lac residen en galaxias elípticas gigantes. Dado que estas se hallan en entornos densos, una técnica potencialmente útil para determinar cotas al corrimiento al rojo de un BL Lac es el estudio de las magnitudes, colores y velocidades radiales de las galaxias que se encuentran en el entorno inmediato de estos blazares. Es por eso que hemos realizado un estudio espectro-fotométrico del entorno de una muestra de tres objetos BL Lac cuyos corrimientos al rojo siguen siendo indeterminados: 3C 66A, PG 1553+113 y

PKS 0332-403. El objetivo de este trabajo es la búsqueda de concentraciones de objetos con propiedades similares alrededor de cada blazar, que hablen de la posible presencia de cúmulos de galaxias sobre los cuales se estudia la probabilidad de pertenencia de los BL Lac como miembros, compartiendo por lo tanto el mismo valor de z (Muriel et al., 2015).

2. Observaciones y datos

Para este trabajo se observaron tres campos centrados en los blazares 3C 66A, PG 1553+113 y PKS 0332-403, haciendo uso del tiempo argentino en los telescopios de 8.1 m Gemini Norte y Gemini Sur y de los instrumentos *Multi-object spectrograph and camera* (GMOS)* obteniendo imágenes profundas en las bandas g' e i' de aproximadamente 5.5×5.5 arcmin² con una excelente resolución (FWHM entre 0.53 y 0.72 arcseg). Al mismo tiempo se obtuvieron espectros con los mismos instrumentos en modo MOS (*Multi-Object Spectroscopy*), tanto de cada blazar como de una serie de objetos seleccionados alrededor de estos (Fig. 1) de forma simultánea.

Las imágenes fueron reducidas con tareas propias del telescopio Gemini (GPREPARE, GBIAS, GIFLAT, GIREDUCE, GMOSAIC e IMCOADD), incluidas en IRAF y posterior-

*Propuestas GN-2009B-Q-2 (PI: Andruchow), GN-2011A-Q-28 (PI: Cellone) y GS-2012B-Q-32 (PI: Torres-Zafra) respectivamente.

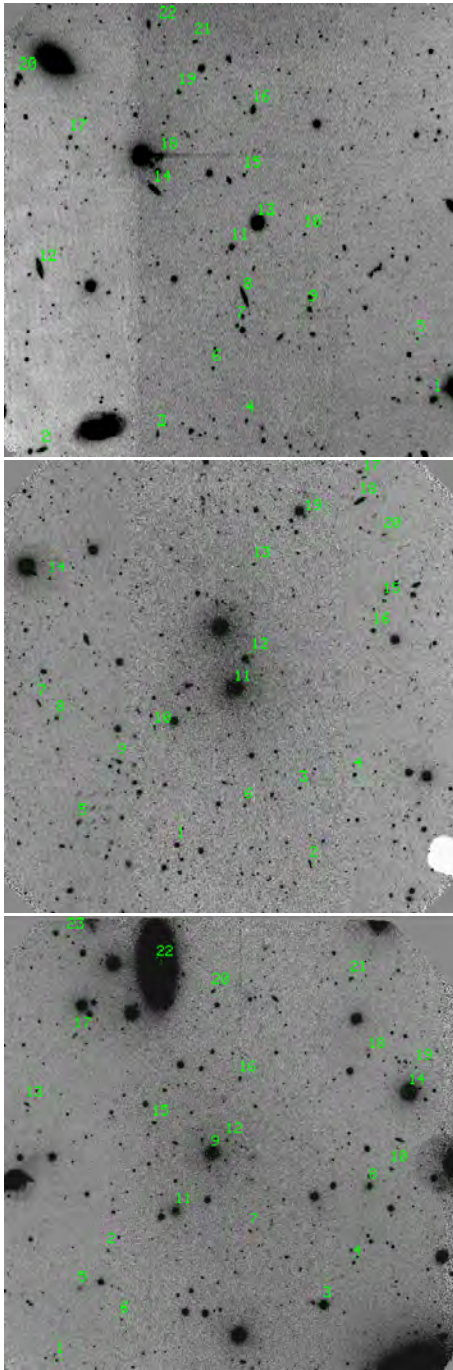


Figura 1: Imágenes de los campos PKS 0332-403 (arriba), PG 1553+113 (centro) y 3C 66A (abajo), obtenidas con GMOS-N y GMOS-S (en los tres casos el blazar es el objeto central).

mente analizadas con el software SEXTRACTOR. Este programa permitió identificar todas las fuentes presentes en cada campo, clasificarlas (con un código numérico que permite identificar a las fuentes puntuales con 1 y a las extendidas con 0), y calcular sus magnitudes instrumentales.

De la misma forma las imágenes espectrales fueron reducidas con tareas IRAF (GSREDUCE, GSFLAT, GSCUT, GSWAVELENGTH, GSCRSPEC, GSTRANSFORM) y poste-

riormente los espectros fueron extraídos con la tarea APALL (en la Fig. 2 se muestra el espectro individual de los blazares en donde solo se logran visualizar absorciones telúricas). Sobre el total de espectros extraídos se calcularon las velocidades radiales a través de un proceso de correlación cruzada realizado con la tarea FXCOR. Para este procedimiento se utilizaron dos espectros de referencia: el espectro de una galaxia tardía (NGC 4449) para objetos que presentaron líneas de emisión y el espectro de una galaxia temprana (NGC 4387) para aquellos que presentaron absorciones. Ambos, descargados de la base de datos *NASA / IPAC Extragalactic Database (NED)*.

3. Análisis y resultados

Con las magnitudes estándar obtenidas se elaboraron diagramas color–magnitud (CMD, *color–magnitude diagram*) para cada campo, sobre los cuales se ubicaron dos modelos de evolución de galaxias en función de su corrimiento al rojo: el primero de una galaxia E gigante y el segundo de una galaxia Sc, corregidos por evolución y corrección k .

Objetos con el mismo valor de velocidad radial representan la más clara evidencia de un grupo o cúmulo de galaxias que rodea o se encuentra cercano a los objetos estudiados. Por lo tanto sobre cada CMD se graficaron, con una simbología distinta, aquellas galaxias analizadas espectroscópicamente que mostraron el mismo valor de corrimiento al rojo (Fig. 3) con la intención de observar su distribución.

Para el campo de PKS 0332-403 se evidencia una “secuencia roja” de objetos que comparten un $z \sim 0.101$ y un grupo de galaxias tardías que se encuentran a $z \sim 0.33$. En el CMD de PG 1553+113 se observan parejas de galaxias que comparten el mismo z pero solo una de ellas (a $z \sim 0.265$) está ubicada en una sobredensidad que podría representar un cúmulo de galaxias (Farina et al., 2015). Y finalmente para el campo de 3C 66A se observa un solo grupo de galaxias que además de compartir el mismo corrimiento al rojo ($z \sim 0.34$), presentan una sobredensidad evidente en su CMD.

El método *cluster red sequence* (CRS, por sus siglas en inglés) aprovecha el hecho de que en los cúmulos ricos, la mayoría de las galaxias de tipo temprano se encuentran a lo largo de una relación color–magnitud lineal llamada “secuencia roja”. Este método detecta cúmulos como sobredensidades en posición angular proyectada, color y magnitud de forma simultánea. El color de estas “secuencias rojas” es un estimador de z preciso para cúmulos detectados (Gladders & Yee, 2000). De esta forma, en nuestro trabajo se seleccionaron objetos cercanos a cada blazar que mostraron una sobredensidad en su CMD, vinculando los objetos de nuestra muestra con estas grandes estructuras, logrando estimar un valor aproximado de z .

4. Conclusiones

Se realizó un estudio espectro–fotométrico detallado del entorno de tres objetos de tipo BL Lac con z indeterminado, suponiendo que alguna sobredensidad de galaxias

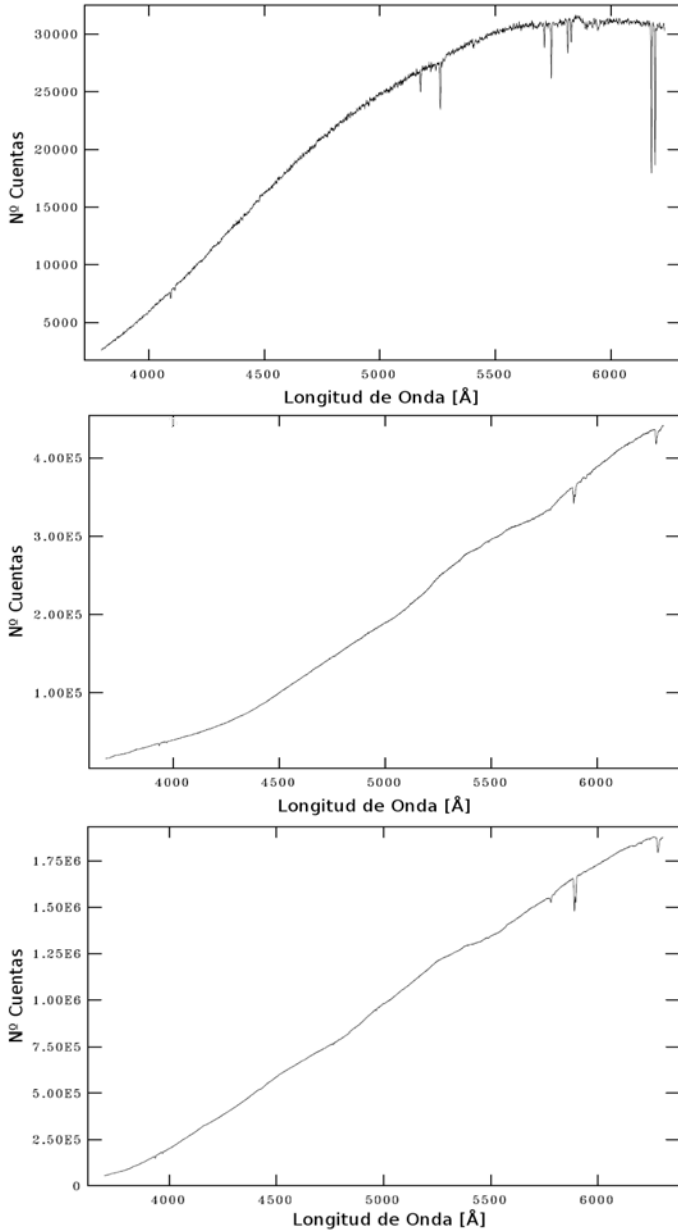


Figura 2: Espectro óptico (nro. de cuentas vs. λ) de PKS 0332–403 (arriba), PG 1553+113 (centro), 3C 66A (abajo).

con propiedades similares (z y ubicación) presente en sus respectivos CMD, constituye un cúmulo al cual probablemente esté asociado el blazar. Se obtuvo el mismo valor de z para seis de las galaxias seleccionadas dentro del campo de 3C66A. Estas galaxias se encuentran ubicadas en una región de sobredensidad dentro de su CMD, lo cual habla de un valor estimativo para el blazar de $z = 0.34$. Para el objeto PG1553+113 se obtuvieron cuatro parejas de datos con valores distintos de z , por lo cual se consideró como más probable el valor de la pareja que se ubica en una región de sobredensidad dentro de su CMD cercano al modelo de la galaxia E gigante, de $z = 0.265$.

Dentro del CMD de PKS0332–403 se presenta, por

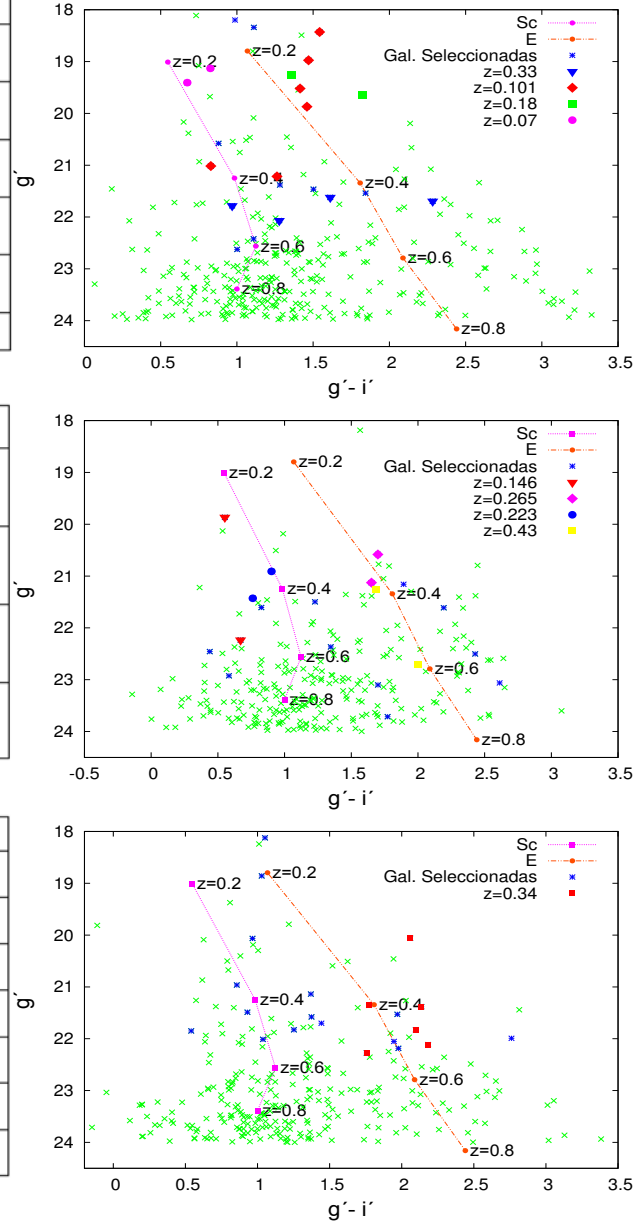


Figura 3: Diagramas color–magnitud de los campos PKS 0332–403 (arriba), PG 1553+113 (centro), 3C 66A (abajo).

un lado una secuencia roja de objetos a $z = 0.101$ y por otro un grupo de galaxias a $z = 0.33$. Si el blazar estuviera ubicado a $z \sim 0.101$, existiría una alta probabilidad de detectar la galaxia anfitriona, lo que no fue posible en este estudio. Entonces, se relaciona este objeto con el valor de $z \sim 0.33$.

Referencias

- Farina E. P., et al., 2015, ArXiv e-prints
 Gladders M. D., Yee H. K. C., 2000, AJ, 120, 2148
 Muriel H., et al., 2015, A&A, 574, A101
 Urry C. M., Padovani P., 1995, PASP, 107, 803



Properties of early-type galaxies in a cosmological framework

M.S. Rosito¹, S.E. Pedrosa¹ & P.B. Tissera^{1,2}

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

² *Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Santiago, Chile*

Contact / msrosito@iafe.uba.ar

Resumen / El objetivo de este trabajo es analizar las propiedades de las galaxias elípticas en un marco cosmológico. Usamos simulaciones cosmológicas que son parte del proyecto *Fénix*. Estas simulaciones fueron corridas usando el código GADGET-3 que incluye tratamientos para el enfriamiento radiativo dependiente de la metalicidad, formación estelar estocástica y *feedback* de supernovas químico y energético. Estudiamos las relaciones de escala fundamentales y arribamos a resultados preliminares que tienen un buen acuerdo con las observaciones.

Abstract / In this work, we aim to analyse the physical properties of elliptical galaxies within a cosmological framework. We use cosmological simulations that are part of the Fenix Project. These simulations were run using the code GADGET-3 which includes metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, chemical and energetic supernovae feedback. We study the fundamental scaling relations and we achieved some preliminary results that are in good agreement with observations.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: fundamental parameters

1. Introduction

In this work we show preliminaries results of a study about the formation and evolution of early-type galaxies (ETGs) using numerical simulations. In order to understand their formation process we analyse the properties and scaling relations of ETGs and compare our simulated results with observations. At this stage we focused on three important aspects:

- The Faber-Jackson (Faber & Jackson, 1976) relation that connects photometric and kinematic properties: luminosity increases with velocity dispersion.
- The most notable relation that ETGs obey: the so-called Fundamental Plane, hereafter FP (Dressler et al., 1987) that links three properties of elliptical galaxies: the effective radius, the stellar velocity dispersion and the average surface brightness. The observed parameters of the FP show a tilt from the virial theorem prediction. The origin of this tilt is still unknown. One possible explanation is a power-law variation of mass-to-light ratio M/L with mass (Cappellari et al., 2013). Also, Robertson et al. (2006) found that gas dissipation in major mergers may be related to this tilt.
- Fitting the Sérsic profile (Sérsic, 1968) can be useful to distinguish between two kinds of elliptical galaxies: giant ellipticals and normal and dwarf ellipticals. There are many substantial differences between them, and therefore Kormendy (2009) refers to this as E-E dichotomies. Contrary to giant ellipticals, normal and dwarf ellipticals have Sérsic

indexes $n < 4$ and have extra light at the center with respect to an inward extrapolation of the Sérsic profile. Those kinds of galaxies are expected to have different formation processes (Kormendy, 2009).

There are many other open questions related to ETGs. For example, these galaxies were thought to be characterized by their lack of star formation. In spite of this, recent observations suggest that there are young stars in ETGs but the role of those stars is not clear yet (McDermid et al., 2015)

2. Numerical simulations

We used a numerical simulation (S230D, Pedrosa & Tissera, 2015) consistent with the concordance Λ -CDM universe with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.04$, and $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$. The simulated volume represents a box of $10 \text{ Mpc } h^{-1}$ comoving with 2×230^3 initial particles. We achieved a mass resolution of $5.9 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ and $9.1 \times 10^5 h^{-1} M_\odot$ for the dark matter and initial gas particles, respectively. These simulations were run using a version of the code GADGET-3, an update of GADGET-2 (Springel & Hernquist, 2003; Springel, 2005), which includes treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, chemical and energetic supernovae feedback (Scannapieco et al., 2005, 2006). The maximum gravitational softening is $0.5 \text{ kpc } h^{-1}$. We identified galactic systems by combining the friends-of-friends technique and the SUBFIND algorithm (Springel et al., 2001).

3. Simulated galaxies

3.1. Characterization

We identified 317 galaxies in a cosmological simulation, S230D, that is part of the Fenix Project (Pedrosa et al., 2014). We selected those with more than 10000 baryonic particles within the optical radius (the radius that encloses the $\sim 80\%$ of the total light) in order to diminish numerical resolution issues. This sub-sample is formed by 39 galaxies with stellar masses in the range from $4 \times 10^9 M_\odot$ to $2 \times 10^{11} M_\odot$.

3.2. Identification of elliptical galaxies

We decompose each galaxy in their dynamical components. In order to make that decomposition, we used the method described by Tissera et al. (2012): for each particle we calculated a parameter $\epsilon = J_z/J_{z,\max}(E)$ where J_z is the angular momentum component in the direction of the total angular momentum and $J_{z,\max}(E)$ is the maximum J_z over all particles at a given binding energy, E . If $\epsilon > 0.5$ then the particle belongs to a disk, else it is part of a spheroidal component.

We considered a galaxy to be elliptical if the ratio of the stellar mass disk component and the total stellar mass of the galaxy was less than 0.5. Thus, the final sample is composed by 18 ETGs.

4. Results

4.1. The Faber-Jackson relation

The Faber-Jackson relation establishes that:

$$L \propto \sigma^\gamma, \quad (1)$$

where L is the luminosity, σ the central velocity dispersion (within 1 kpc) and γ a constant. We used a mass-to-light ratio equal to one to convert stellar masses into luminosities. By fitting the central velocity dispersion against the luminosity of the simulated data, we obtained a slope of 0.313 with a rms of 0.035.

To compare with observational data, we used the Atlas^{3D} Project (Cappellari et al., 2013) observations which consists of a sample of 260 ETGs. We fitted the observational data using the method of Cappellari et al. (2013), finding a value for the slope of 0.36 ± 0.01 . This comparison between simulated and observational results regarding the slope of the Faber-Jackson relation is shown in Fig. 1.

4.2. The fundamental plane

The quintessential relation obeyed by ETGs is the FP:

$$R_e \propto \sigma_e^\alpha I_e^\beta. \quad (2)$$

Here, R_e is the effective radius, σ_e is the velocity dispersion at R_e and $I_e = \frac{L}{2\pi R_e^2}$ is the average surface brightness. The parameters α and β according to the virial theorem are $\alpha = 2$ and $\beta = -1$. However, we observe a deviation or a tilt from this predictions.

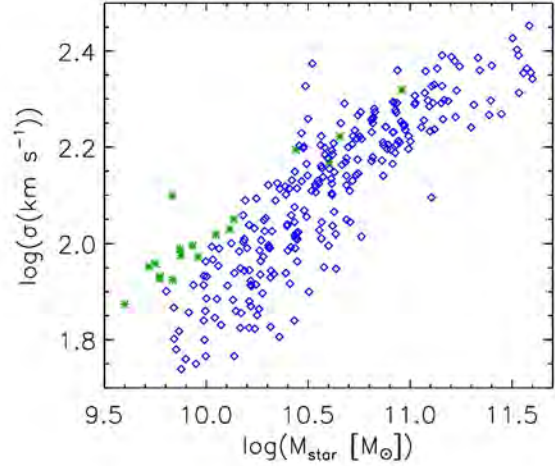


Figure 1: Faber-Jackson relation. Blue diamonds and green asterisks correspond to observed and simulated galaxies respectively.

Cappellari et al. (2013) calculated those parameters and obtained $\alpha = 1.063 \pm 0.041$ and $\beta = -0.765 \pm 0.023$.

We find simulated ETGs to be in agreement with this FP by assuming a mass-to-light ratio $M/L = 1$. The mean rms ($\langle \text{rms} \rangle$) obtained is 0.158.

4.3. Surface brightness profile and Sérsic index

It is now well established a clear distinction between classical bulges and the so-called pseudobulges, in terms of different factors. There is a clear bimodality in the Sérsic index, with the pseudo-bulge peak at $n = 1 - 2$, and the classical bulge peak at $n = 4$ (Fisher & Drory, 2008; Tonini et al., 2016; Combes, 2009). We fitted a Sérsic profile (Sérsic, 1968) to the mass surface density for each simulated galaxy in our sample:

$$I(R) = I_0 \exp(-(R/R_b)^{1/n}). \quad (3)$$

I_0 is the central surface brightness density, R_b is a scale factor and n is the so called Sérsic index. Note that we used the stellar mass instead of luminosity.

The Sérsic indexes obtained from our galaxies are shown in Fig. 2. As can be seen, our bulges are consistent with pseudobulges.

In a future paper, we will investigate the origin of these properties in relation to their history of formation.

Acknowledgements: This work was partially supported by PICT 2011-0959 and PIP 2012-0396 (Mincyt, Argentina). PBT acknowledges partial support from Núcleo UNAB 2015 of Universidad Andrés Bello and Fondecyt 1150334.

References

- Cappellari M., et al., 2013, MNRAS, 432, 1709
 Combes F., 2009, in Jogee S., Marinova I., Hao L., Blanc G. A., eds, Galaxy Evolution: Emerging Insights and Future Challenges Vol. 419 of Astronomical Society of the

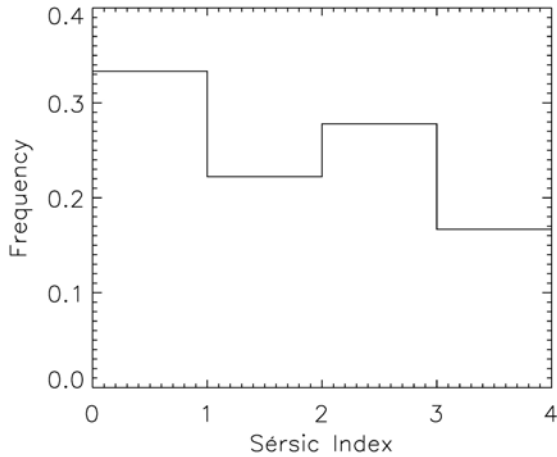


Figure 2: Histogram of Sérsic indexes obtained from the simulated elliptical systems.

- Pacific Conference Series, Secular Evolution and the Assembly of Bulges. p. 31
- Dressler A., et al., 1987, *ApJ*, 313, 42
- Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, 204, 668
- Fisher D. B., Drory N., 2008, *AJ*, 136, 773
- Kormendy J., 2009, in Jogee S., Marinova I., Hao L., Blanc G. A., eds, *Galaxy Evolution: Emerging Insights and Future Challenges* Vol. 419 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, *The Elliptical-Spheroidal and Elliptical-Elliptical Galaxy Dichotomies*. p. 87
- McDermid R. M., et al., 2015, *MNRAS*, 448, 3484
- Pedrosa S. E., Tissera P. B., 2015, *A&A*, 584, A43
- Pedrosa S. E., Tissera P. B., De Rossi M. E., 2014, *A&A*, 567, A47
- Robertson B., et al., 2006, *ApJ*, 641, 21
- Scannapieco C., et al., 2005, *MNRAS*, 364, 552
- Scannapieco C., et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1125
- Sérsic J. L., 1968, *Atlas de galaxias australes.. Córdoba: Observatorio Astronómico de Córdoba*
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., Hernquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 289
- Springel V., Yoshida N., White S., 2001, *New A.*, 6, 79
- Tissera P. B., White S. D. M., Scannapieco C., 2012, *MNRAS*, 420, 255
- Tonini C., et al., 2016, *MNRAS*



Fundamental metallicity scaling relations in cosmological simulations

M.E. De Rossi¹, T. Theuns², A.S. Font³ & I.G. McCarthy³

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

² *Institute for Computational Cosmology, University of Durham, Durham, Reino Unido*

³ *Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Liverpool, Reino Unido*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / En este trabajo analizamos relaciones de escala en la metalicidad de galaxias utilizando las simulaciones *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation*. Nuestros resultados muestran que la metalicidad estelar correlaciona con la masa estelar, en acuerdo con las observaciones. A una dada masa, los sistemas con menores fracciones de gas o menores tasas de formación estelar están, en promedio, más enriquecidos con metales. Además, las galaxias satélites tienden a tener mayores metalicidades que las galaxias centrales de masas similares. La relación entre masa y metalicidad estelar no evoluciona significativamente con el corrimiento al rojo. Estas tendencias obtenidas para la fase estelar son más débiles que aquellas encontradas para la componente gaseosa en estudios previos.

Abstract / In this work, we analyse metallicity scaling relations of galaxies by using *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation* simulations. Our results show that stellar metallicity correlates with stellar mass, in agreement with observations. At a given mass, systems with lower gas fractions or lower star formation rates are, on average, more metal-enriched. In addition, satellite galaxies tend to have higher metallicities than central galaxies of similar masses. The relation between mass and stellar metallicity does not evolve significantly with redshift. These trends obtained for the stellar phase are weaker than those found for the gas component in previous studies.

Keywords / methods: numerical — galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: star formation

1. Introduction

In the local Universe, there is a clear and strong correlation between stellar mass (M_*) and metallicity in the sense that larger galaxies are more metal-enriched. The mass-metallicity relation of galaxies (MZR) has been widely studied over the last decade from the observational and theoretical point of views (e.g. Tremonti et al., 2004; Erb et al., 2006; de Rossi et al., 2007; Maiolino et al., 2008; Romeo Velonà et al., 2013; Davé et al., 2011; De Rossi et al., 2015). This relation seems to evolve with redshift (z) in such a way that systems of similar masses exhibit higher metallicities towards lower z .

In recent years, it has been proposed that the MZR is the manifestation of a more fundamental 3D relation between M_* , metallicity and star formation rate (SFR) (e.g. Lara-López et al., 2010; Mannucci et al., 2010). This fundamental metallicity relation (FMR) does not evolve significantly with z , at least since $z \sim 2.5$ (Troncoso et al., 2014). The FMR implies a positive correlation between M_* and metallicity for a fixed SFR and a negative correlation between SFR and metallicity at a given M_* . Thus, part of the evolution of the MZR might be explained because observational surveys at high z tend to be biased towards higher-SFR galaxies (e.g. Stott et al., 2013). Recently, Bothwell et al. (2013) have also suggested that the FMR could be the conse-

quence of a more fundamental correlation between M_* , metallicity and HI mass.

De Rossi et al. (2015) used the galaxies-intergalactic medium interaction calculation (GIMIC) simulations to study fundamental metallicity scaling relations of galaxies, finding similar trends to those observed. In that work, we focused mainly on the metallicity of star forming gas. Here, we extend that study discussing also about the metallicity of the stellar component (Z_*).

2. Simulations

The GIMIC simulations are described in detail in Crain et al. (2009). They consist of a set of hydrodynamical re-simulations of five nearly-spherical regions ($\sim 20 h^{-1}$ Mpc in radius, with $h = 0.73$) extracted from the Millennium Simulation (Springel et al., 2005). The regions were selected to have overdensities at $z = 1.5$ that represent $(+2, +1, 0, -1, -2)\sigma$, where σ is the rms deviation from the mean in this spatial scale. The simulations include treatments for metal-dependent radiative cooling, star formation, mass and energy feedback from supernovae SNeIa and SNeII, as well as enrichment due to asymptotic giant branch stars.

Here, we present results obtained from the high-resolution $(0, -2)\sigma$ runs. We have checked that our results exhibit a negligible dependence on the cosmological environment. Initial gas particles have masses of

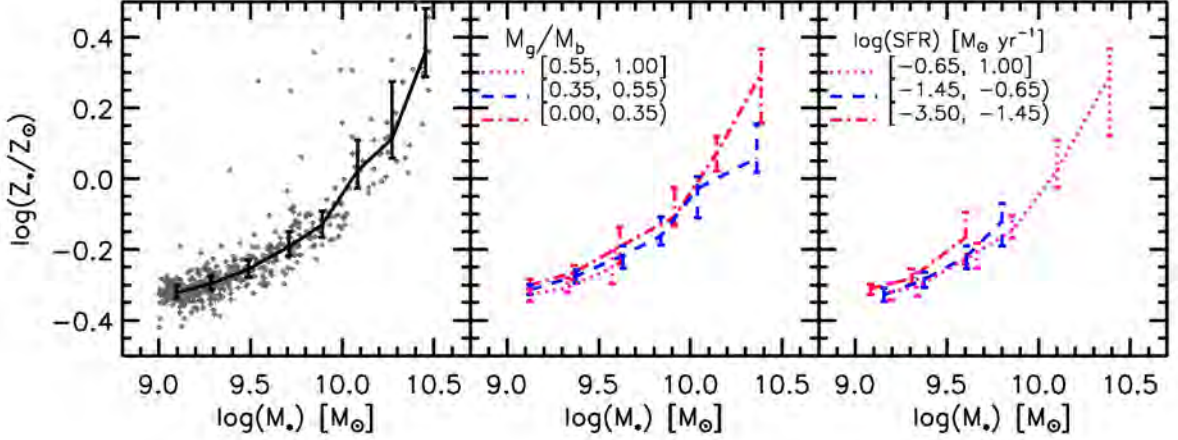


Figure 1: Left panel: Z_* as a function of M_* for GIMIC galaxies (symbols) at $z = 0$. Middle panel: Z_* as a function of M_* for different M_g/M_b bins, as indicated in the figure. Right panel: Similar to left panel but using SFR bins. In all cases the different curves and error bars depict the median relations with the corresponding 25th and 75th percentiles.

$\approx 1.45 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ and masses of dark matter particles are a factor of 4.56 higher. As shown in De Rossi et al. (2015), our results seem to be robust against numerical resolution.

Dark matter halos are identified by using a friends-of-friends (FoF) algorithm. Individual self-bounded substructures within FoF groups are then selected by applying the SUBFIND technique of Dolag et al. (2009). In this work, we analyse only substructures of dark matter halos containing more than 2000 particles.

For our analysis, we use *smoothed* chemical abundances as opposed to particle abundances (see discussion in Wiersma et al. 2009), but we have verified that our conclusions are not sensitive to this choice.

Unless otherwise specified, we only analyse central galaxies in this work.

3. Results

The stellar metallicity Z_* of simulated galaxies correlates tightly with M_* (Fig. 1) in such a way that Z_* increases by almost one order of magnitude between $M_* \sim 10^9 M_\odot$ and $M_* \sim 10^{10.5} M_\odot$. As shown by De Rossi et al. (2015), this trend is consistent with observations (Gallazzi et al., 2005) with the only exception of very massive systems ($M_* \gtrsim 10^{10.5} M_\odot$), which are more metal-enriched in the simulations. The lack of a model for feedback from active galactic nuclei in GIMIC produces overcooling in more massive systems (McCarthy et al., 2012), with resulting high stellar fractions and, consequently, high metal abundances.

The scatter of the MZR provides information about the dependence of metallicity on secondary parameters. In middle and right panels of Fig. 1, we see that there is a slight tendency for systems with higher SFRs or higher gas fractions (i.e. M_g/M_b , where M_g and M_b stand for the gas and baryonic mass, respectively) to have lower metal abundances at a given mass. This behaviour is in agreement with the trends found by De Rossi et al.

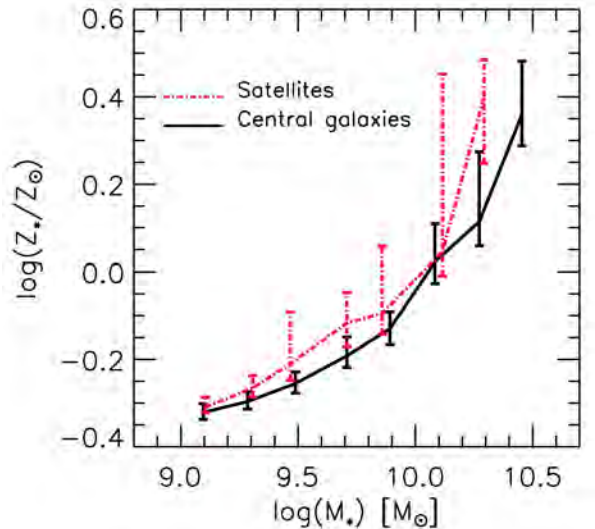


Figure 2: Mass-metallicity relation for the stellar component of satellites (dot-dashed red curve) and central galaxies (solid black curve) at $z = 0$. Curves and error bars depict the median relations with the corresponding 25th and 75th percentiles.

(2015) for the gas-phase. However, in the case of the stellar component, the trend is weaker. As shown in the aforementioned work, accreted low-abundance gas might cause the decrease in metal abundances, and the increase in SFRs.

In Fig. 2, we compare the MZR described by satellites and central galaxies. For a fixed mass, satellites tend to be, on average, more metal-enriched by ~ 0.1 dex than central galaxies. This behaviour is consistent with observational findings by Pasquali et al. (2012), although the latter authors reported a lower offset (~ 0.06). In addition, the scatter of the MZR asso-

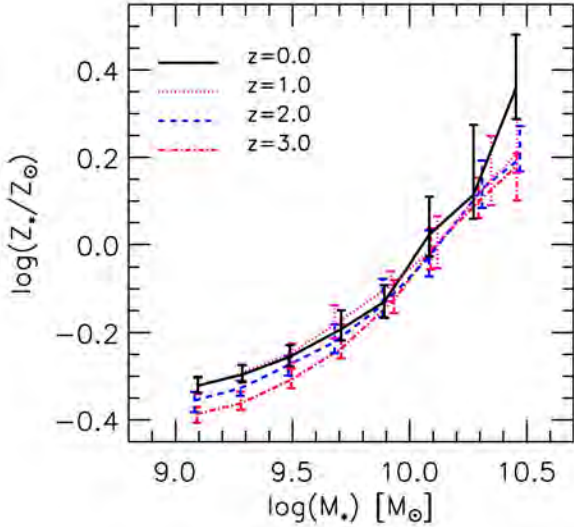


Figure 3: Mass-metallicity relation at: $z = 0, 1, 2$ and 3 (solid black, dotted pink, dashed blue and dot-dashed red curves, respectively). Curves and error bars depict the median relations with the corresponding 25th and 75th percentiles.

ciated to satellites is larger than that shown by central galaxies. As indicated by De Rossi et al. (2015), similar trends are obtained if using the gas-phase metallicity instead of the stellar one.

Finally, in Fig. 3, we analyze the evolution of the MZR since $z = 3$ to $z = 0$. At a fixed M_* , the stellar metal content of galaxies increases by about ~ 0.1 dex in the considered redshift range, which is too low when compared to the observed evolution corresponding to the gas-phase (~ 1 dex, Maiolino et al. 2008). In addition, the shape of the relation does not exhibit significant changes with time. De Rossi et al. (2015) also found a non significant evolution of gas-phase metallicities for GIMIC galaxies at a given mass. This is partly due to the old mass-weighted averaged ages associated to the simulated stellar components (~ 10 Gyr). As GIMIC galaxies form too much stellar mass too early, the MZR is set at higher z than what observations suggest. As mentioned, the existence of a FMR also partly explains the stronger evolution found in observational studies. Nevertheless, it is worth mentioning that there are controversies about the exact level of evolution of the MZR. The use of different calibrations, apertures and observational methods make the comparison between observational studies a very difficult task.

4. Conclusions

We have investigated the chemical properties of galaxies in GIMIC galaxies, focusing mainly on the stellar component. We compared these trends to those reported by De Rossi et al. (2015) for the gas-phase.

Our results show that simulated galaxies follow a clear correlation between mass and stellar metallicity since $z = 3$. At a given mass, there is also a systematic

trend for systems with higher M_g/M_b or higher SFR to be more metal-poor. Accretion of low-metallicity gas might be partly responsible for this behaviour. Satellites tend to be more metal-enriched than central galaxies of similar stellar masses, consistently with observations. In the case of satellites, ram-pressure stripping seems to remove the metal-poor gas that normally surrounds galaxies and dilutes their gas-phase metallicities (via cooling/accretion on to the disc). Consequently, these systems tend to form stars from more metal-enriched material. By studying the MZR at different z 's, we found a lower evolution than what observations suggest (e.g. ~ 1 dex, Maiolino et al. 2008).

All these trends are consistent, but somewhat weaker, to those reported by De Rossi et al. (2015) for the gaseous component. The reader is referred to De Rossi et al. (2015) for more details and results about this work.

Acknowledgements: We acknowledge support from the European Commission's Framework Programme 7, through the Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme LACEGAL (PIRSES-GA-2010-269264). M.E.D.R. is grateful for the partial financial help from the *Asociación Argentina de Astronomía* which made possible her participation in this meeting. This work was supported by the Science and Technology Facilities Council [grant number ST/F001166/1], and by the Interuniversity Attraction Poles Programme initiated by the Belgian Science Policy Office ([APP7/08 CHARM]. This work used the DiRAC Data Centric system at Durham University, operated by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). This equipment was funded by BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grant ST/H008519/1, and STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 and Durham University. DiRAC is part of the National E-Infrastructure.

References

- Bothwell M. S., et al., 2013, MNRAS, 433, 1425
- Crain R. A., et al., 2009, MNRAS, 399, 1773
- Davé R., Finlator K., Oppenheimer B. D., 2011, MNRAS, 416, 1354
- De Rossi M. E., et al., 2015, MNRAS, 452, 486
- de Rossi M. E., Tissera P. B., Scannapieco C., 2007, MNRAS, 374, 323
- Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
- Erb D. K., et al., 2006, ApJ, 644, 813
- Gallazzi A., et al., 2005, MNRAS, 362, 41
- Lara-López M. A., et al., 2010, A&A, 521, L53
- Maiolino R., et al., 2008, A&A, 488, 463
- Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
- McCarthy I. G., et al., 2012, MNRAS, 427, 379
- Pasquali A., Gallazzi A., van den Bosch F. C., 2012, MNRAS, 425, 273
- Romeo Velonà A. D., et al., 2013, ApJ, 770, 155
- Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
- Stott J. P., et al., 2013, MNRAS, 436, 1130
- Tremonti C. A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
- Troncoso P., et al., 2014, A&A, 563, A58
- Wiersma R. P. C., et al., 2009, MNRAS, 399, 574



Comparación de las predicciones de cosmologías alternativas al modelo estándar con datos del fondo cósmico de radiación

M.P. Piccirilli¹, S.J. Landau^{2,3} & G. León³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Física de Buenos Aires, CONICET-UBA, Argentina*

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

Contacto / mpp@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El fondo cósmico de radiación es reconocido actualmente como una de las mejores herramientas que permite responder preguntas básicas sobre el origen y la evolución del Universo. A su vez, a través de análisis estadísticos con datos observacionales, es posible testear modelos cosmológicos alternativos al modelo cosmológico estándar. En este trabajo consideramos modelos de inflación donde la emergencia de un universo anisótropo e inhomogéneo a partir de un estado inicial isótropo y homogéneo se puede explicar mediante el colapso dinámico de la función de onda del campo inflatón. Se proponen distintos esquemas para describir de manera fenomenológica este colapso. Algunos resultan muy similares al modelo estándar, mientras que otros necesitan ser contrastados con los datos observacionales. En una primera etapa, realizamos análisis estadísticos utilizando el primer relevamiento del satélite *Planck*, el *Atacama Cosmology Telescope*, el *South Pole Telescope*, la sonda *WMAP* y el *Sloan Digital Sky Survey*, obteniendo buen acuerdo entre datos y predicciones teóricas. Seguidamente, buscaremos abordar los datos del segundo relevamiento de *Planck* para obtener límites más estrictos sobre los parámetros libres de los modelos alternativos propuestos en este trabajo.

Abstract / The cosmic microwave background radiation is one of the most powerful tools to study the early Universe and its evolution, providing also a method to test different cosmological scenarios. We consider alternative inflationary models where the emergence of the seeds of cosmic structure from a perfect isotropic and homogeneous universe can be explained by the self-induced collapse of the inflaton wave function. Some of these alternative models may result indistinguishable from the standard model, while others require to be compared with observational data through statistical analysis. In this article we show results concerning the first *Planck* release, the Atacama Cosmology Telescope, the South Pole Telescope, the *WMAP* and Sloan Digital Sky Survey datasets, reaching good agreement between data and theoretical predictions. For future works, we aim to achieve better limits in the cosmological parameters using the last *Planck* release.

Keywords / cosmic background radiation — cosmological parameters — inflation

1. Introducción

Denominamos *Big Bang* a la teoría que postula el comienzo del Universo como un estado de muy alta densidad que luego se fue expandiendo. Las primeras fracciones de segundo de evolución requieren (debido a la escala de energía asociada) un tratamiento cuántico, mientras que los últimos millones de años se describen a través de la teoría de la relatividad general.

La etapa inflacionaria alude a una fase de expansión acelerada al comienzo del Universo (entre 10^{-34} y 10^{-32} segundos), que se ha postulado para resolver problemas del modelo cosmológico estándar: horizonte, planitud, monopolos y, sobre todo, para explicar la generación de perturbaciones primordiales responsables de dar origen a las estructuras cosmológicas (galaxias, estrellas, planetas, etc.).

Sin embargo, esta propuesta no puede resolver de manera satisfactoria el problema de la transición del estado vacío del campo inflatón (responsable de la expansión acelerada), que es simétrico, a un estado no simétri-

co mediante un proceso cuya dinámica preserve dicha simetría. En consecuencia, no es posible explicar, en la descripción del modelo cosmológico estándar, la transición a un universo anisótropo e inhomogéneo a partir de condiciones iniciales isotrópicas y homogéneas.

2. Modelos alternativos de inflación

Para abordar el problema descripto anteriormente, D. Sudarsky y colaboradores propusieron el colapso de la función de onda del inflatón como mecanismo responsable de la ruptura de la isotropía y homogeneidad a cada escala, construyendo así un enfoque alternativo dentro del modelo estándar de inflación (Perez et al., 2005; Sudarsky, 2011). En este trabajo, describiremos este colapso de manera fenomenológica sin recurrir a un mecanismo particular.

Hipótesis de colapso: Para algún valor del tiempo conforme η_k^c el estado de vacío que describe al modo \mathbf{k} colapsa a un nuevo estado, el cual deja de ser isótropo y homogéneo (en la escala correspondiente a ese modo).

El tiempo conforme en que ocurre el colapso será determinado a partir de análisis estadísticos utilizando datos observacionales. Proponemos una expresión fenomenológica para esta cantidad e introducimos dos parámetros libres adicionales A y B relacionados del siguiente modo (León et al., 2015; Landau et al., 2012):

$$\eta_k^c = \frac{A}{k} + B. \quad (1)$$

El valor de A es un factor de escala que se ajusta a los datos para cada esquema y funciona como una simple normalización, mientras que B es un apartamiento (pequeño) respecto al modelo estándar. La dependencia con k surge de su comparación con el modelo estándar y tiene que ver con la escala de cada modo. Esta forma funcional responde al requerimiento de que si $B = 0$ las predicciones teóricas dadas por la propuesta de colapso y el enfoque tradicional son exactamente las mismas. Esto provee un método de control para estudiar la factibilidad de los esquemas propuestos.

3. Modelos de colapso

3.1. Esquemas de colapso

A fin de comparar con los datos observacionales del fondo cósmico de radiación (FCR), proponemos diferentes maneras de caracterizar el colapso que denominamos esquemas (León et al., 2015):

Independiente: colapsan el valor esperado del campo junto con el de su variable conjugada, sin correlación entre ambos.

Newtoniano: sólo cambia el valor esperado del momento conjugado con el colapso.

Wigner: tanto el valor esperado del campo como el de su variable conjugada se modifican como consecuencia del colapso, correlacionados a través de la función de distribución de Wigner.

En todos los casos haremos la distinción “dentro” y “fuera” del horizonte donde nos estamos refiriendo a los casos donde el modo colapsa antes o después de cruzar el radio de Hubble, respectivamente.

Las predicciones teóricas de los esquemas propuestos pueden apreciarse gráficamente en las modificaciones que sufre el espectro primordial de fluctuaciones escalares (Fig. 1). Las gráficas de un modelo estándar de inflación (al cual denominamos modelo canónico) y los modelos de colapso han sido deliberadamente separadas para apreciar las diferencias y similitudes en la forma funcional, ya que sólo nos interesa evaluar la pendiente. Las consecuencias observacionales sólo son apreciables hasta el valor de $k = 0.1$ (línea de puntos); a partir de allí los valores de k no son relevantes para construir el espectro de anisotropías.

En la Fig. 2 se muestran las predicciones para el espectro angular de anisotropías en la temperatura del FCR para un modelo cosmológico estándar (al cual denominamos modelo canónico) y para los modelos de colapso propuestos en este trabajo. A su vez, es importante mencionar que el modelo canónico elegido corresponde al mejor ajuste de un modelo estándar a los mismos datos observacionales que se utilizan para ajustar los parámetros de colapso (FCR y censos de galaxias).

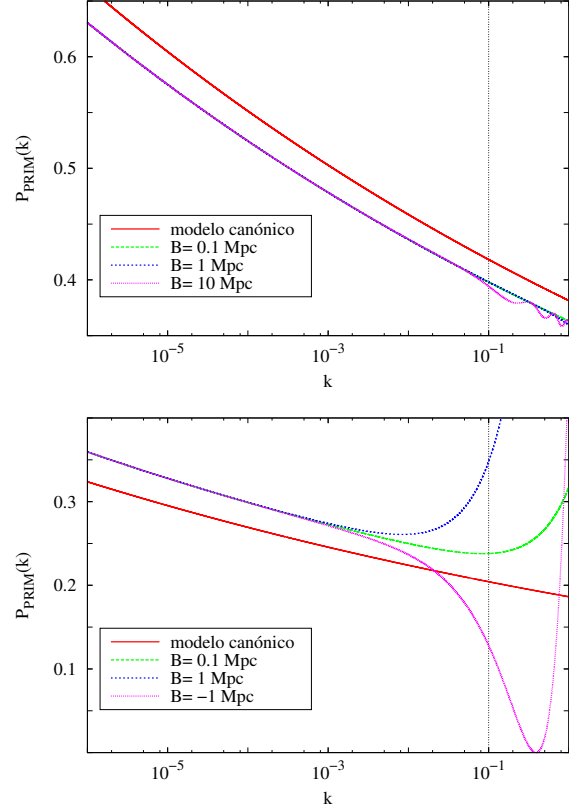


Figura 1: Espectros primordiales para tiempos de colapso dentro del horizonte de Hubble. Arriba: esquema Independiente, $A = -10^2$. Abajo: esquema de Wigner, $A = -10^6$. Se aprecia la variación según los valores asignados al tiempo propio de colapso parametrizado con A y B .

Se observan las consecuencias de modificar el espectro primordial para los distintos tiempos propios de colapso. Los multipolos más bajos ($2 < l < 29$) se representan en escala logarítmica mientras que para el resto ($30 < l < 2200$) se utiliza escala lineal.

4. Análisis estadísticos

Del análisis previo vemos que la predicción para el espectro angular del FCR para el esquema Independiente no difiere del modelo canónico.

Los esquemas Newtoniano y de Wigner presentan diferencias en el espectro del FCR según el valor del tiempo de colapso, por lo que se debe realizar un análisis estadístico con datos recientes para testear el modelo, variando los parámetros del modelo estándar: la densidad de materia bariónica $\Omega_B h^2$ (siendo h la constante de Hubble en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), la de materia oscura $\Omega_{\text{CDM}} h^2$, la constante de Hubble H_0 , la profundidad óptica de reionización τ_{re} , el índice espectral y la amplitud de las perturbaciones escalares n_s y A_s , junto con η_k^c que está parametrizado con A y B . Hemos detectado varios mínimos en la función de probabilidad ajustando simultáneamente todos los parámetros; por lo cual la metodología será fijar un valor para A mientras varía B .

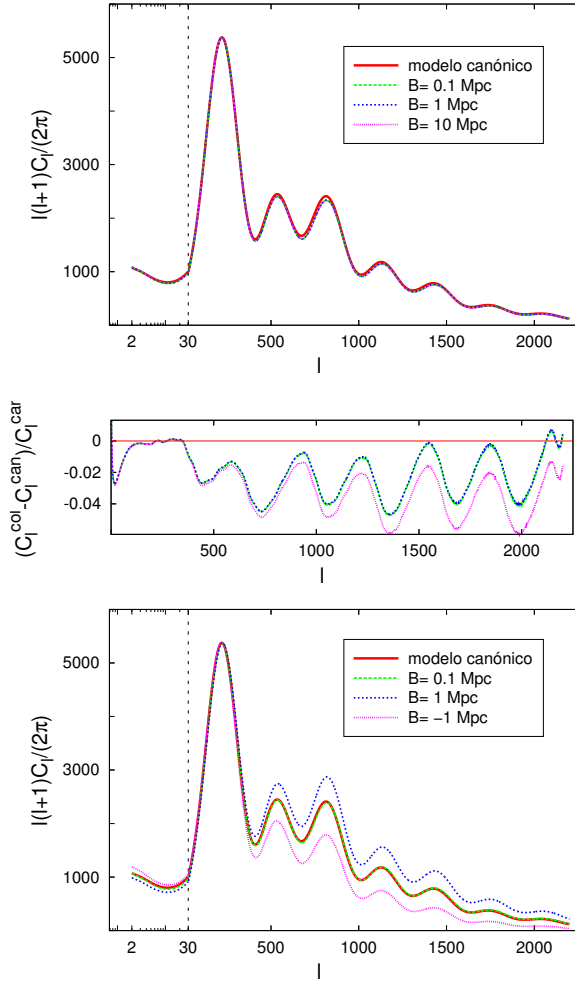


Figura 2: Espectro angular de las fluctuaciones de temperatura del FCR. Se muestran modelos de colapso con valores de η_k^c dentro del horizonte de Hubble. Arriba: esquema Independiente con $A = -10^2$. Las curvas son muy similares entre sí. Para poner de manifiesto los apartamientos se muestran las diferencias relativas (centro), corroborando que los mismos son pequeños. Abajo: esquema de Wigner, $A = -10^6$.

En la Tabla 1 se presentan los resultados de los análisis estadísticos para un valor fijo de A , utilizando los datos de *Planck* de 2013 (Planck Collaboration et al., 2014) y de *Atacama Cosmology Telescope* (Das et al., 2014), *South Pole Telescope* (Reichardt et al., 2012) y *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (Bennett et al., 2013). Incorporamos además los censos de galaxias del *Sloan Digital Sky Survey* (Anderson et al., 2014).

Los análisis estadísticos arrojan además límites sobre los parámetros $\Omega_B h^2$, $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ y H_0 (en el contexto del modelo alternativo considerado). Los resultados son consistentes con los obtenidos por el primer relevamiento de la colaboración *Planck*, que utiliza el modelo cosmológico estándar.

Dado que el valor de χ^2 no tiene una variación significativa entre los ajustes realizados con el modelo canónico y los modelos propuestos en este trabajo, todos los modelos son igualmente probables. Desde el punto de

Tabla 1: Valores más probables de B para los esquemas Newtoniano y de Wigner con tiempos propios de colapso dentro del horizonte de Hubble. En todos los casos el valor de χ^2 correspondiente al ajuste es igual al que resulta del modelo canónico, siendo el mismo 5266.

A	B^{NEWT}	B^{WIG}
-10^1	$-0.12^{+0.12}_{-0.15}$	$0.11^{+0.12}_{-0.12}$
-10^2	$0.16^{+0.19}_{-0.16}$	$-0.058^{+0.058}_{-0.068}$
-10^3	$-0.068^{+0.071}_{-0.084}$	$0.14^{+0.15}_{-0.15}$
-10^4	$-0.15^{+0.23}_{-0.41}$	$0.035^{+0.032}_{-0.037}$
-10^5	$-0.021^{+0.84}_{-0.59}$	$0.085^{+0.085}_{-0.1}$
-10^6	$0.2^{+0.27}_{-0.22}$	$-0.041^{+0.040}_{-0.048}$

vista fenomenológico, es preferible el modelo de inflación estándar por tener menos parámetros libres. Sin embargo, desde el punto de vista teórico, el modelo de colapso provee una descripción clara y precisa del surgimiento de las anisotropías e inhomogeneidades del Universo que está ausente en el modelo de inflación estándar.

Recientemente, se han liberado nuevos datos de la colaboración *Planck* que incluyen mediciones más precisas e incorporan datos de polarización. El trabajo a futuro consiste en realizar nuevamente los análisis estadísticos para los modelos de colapso incluyendo estos nuevos datos.

5. Otros modelos de colapso

Analizamos también la posibilidad de que el colapso ocurra durante la época de radiación. Los resultados no se distinguen del modelo estándar, logrando completo acuerdo con los datos (León et al., 2014).

Existen otros modelos de colapso que intentan dar un marco teórico específico para el mecanismo de emergencia de las asimetrías durante el período de inflación, en los que se aplica el principio de localización espontánea continua al colapso de la función de onda en el contexto cosmológico (Cañate et al., 2013). Estudiaremos la factibilidad de estos modelos respecto a su consistencia con los datos actuales del FCR.

Referencias

- Anderson L., et al., 2014, MNRAS, 441, 24
 Bennett C., et al., 2013, ApJS, 208, 20
 Cañate P., Pearle P., Sudarsky D., 2013, Physical Review D, 87, 104024
 Das S., et al., 2014, JCAP, 1404, 014
 Landau S. J., Scóccola C. G., Sudarsky D., 2012, Physical Review D, 85, 123001
 León G., Landau S. J., Piccirilli M. P., 2014, Physical Review D, D 90, 083525
 León G., Landau S. J., Piccirilli M. P., 2015, European Physical Journal C, 75, 393
 Perez A., Sahlmann H., Sudarsky D., 2005, Classical and Quantum Gravity, 23, 2317
 Planck Collaboration et al., 2014, A&A, 571, A16
 Reichardt C., et al., 2012, Astrophys.J., 755, 70
 Sudarsky D., 2011, International Journal of Modern Physics D, 20, 509



Dust effects on LGRB host galaxies in cosmological simulations

L.A. Bignone¹, L.J. Pellizza², P.B. Tissera^{1, 3, 4}

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

² *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

³ *Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Santiago, Chile.*

⁴ *Instituto Milenio de Astrofísica, Santiago, Chile*

Contact / lbignone@iafe.uba.ar

Resumen / Las erupciones largas de rayos gamma (LGRBs por sus siglas en inglés) constituyen una herramienta muy importante para el estudio de la evolución cosmológica del Universo hasta corrimientos al rojo muy altos. En el presente trabajo estudiamos las propiedades de las galaxias anfitrionas de LGRBs usando simulaciones numéricas de formación de galaxias. Combinamos el catálogo de galaxias de una simulación cosmológica hidrodinámica con un modelo propio para los LGRBs, que incluye cotas para la masa y la metalicidad de sus progenitores. Esto nos permite analizar la evolución química y de las propiedades físicas tanto de los LGRBs como de sus galaxias anfitrionas. Una problemática actual consiste en distinguir los efectos introducidos en la muestra observada por un posible sesgo en la metalicidad de los progenitores, de aquellos producidos por la presencia de polvo en las galaxias anfitrionas. Proponemos explorar este problema modelando este último efecto mediante un código de transferencia radiativa. En este artículo presentamos resultados preliminares de esta línea de trabajo.

Abstract / The very energetic long gamma-ray bursts (LGRBs) constitute an extremely important tool to study the cosmological evolution of the Universe up to very high redshift. In this work we study the properties of LGRB host galaxies using numerical simulations of galaxy formation. We combine the galaxy catalogue of a hydrodynamical cosmological simulation with a model for LGRBs, which includes constraints for the mass and metallicity of their progenitors. This allows us to analyse the chemical and physical properties of both LGRBs and their hosts. A current problem is to disentangle the bias introduced on the observed host properties by a possible metallicity dependence of the progenitors, from the selection effects produced by dust obscuration in the hosts. We explore this issue by modelling the effect of dust in host galaxies, using radiative transfer codes. In this work we present preliminary results of this research line.

Keywords / gamma-ray burst: general — galaxies: star formation

1. Introduction

Long gamma-ray bursts (LGRBs) are very energetic and brief pulses of γ -ray radiation, observed in galaxies up to very high redshift. The high amount of energy released in such a short time suggests that their origin is related to the gravitational collapse of a compact object. The currently most accepted engine for LGRBs is the collapse of very massive young stars (Woosley, 1993). This model is favoured by observations that show that LGRBs are found preferentially in low-metallicity systems, compared with typical star-forming galaxies (Savaglio et al., 2009; Graham & Fruchter, 2013; Jimenez & Piran, 2013).

A problem arises when trying to disentangle the bias introduced on the observed host properties by a possible metallicity dependence of the progenitors, from the selection effects produced by dust obscuration, mainly because the dust content of a galaxy depends on its metallicity. We propose to explore this issue by combining the galaxy catalogues of hydrodynamical cosmological simulations with a model for LGRBs, which includes constraints for the mass and metallicity of LGRB progenitors, and modelling the effect of dust in LGRB

host galaxies using a radiative transfer code (Steinacker et al., 2013).

2. Cosmological simulation

We use a numerical simulation (which we will refer to as S230D) computed with the TREEPM/SPH code P-GADGET3, an updated version of GADGET2 (Springel, 2005) that includes star formation, chemical enrichment, metal-dependent cooling, a multiphase treatment of gas, and supernova (SN) feedback. The simulation represents a periodic comoving volume of $(10h^{-1})^3 \text{ Mpc}^3$ that evolves up to redshift $z = 0$ according to a Λ CDM cosmology with parameters $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, $\sigma_8 = 0.9$.

The SN feedback includes Type II (SNII) and Type Ia (SNIa) events, which distribute energy and metals within the cold and hot phases constituting the multiphase model of the gas component. The cold phase is defined as gas particles surrounding the star particle, with temperatures $T < 2T_*$ and densities $\rho > 0.1\rho_*$ ($T_* = 4 \times 10^4 \text{ K}$ and $\rho_* = 7 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$, Scannapieco et al. 2006), while the rest of the gas par-

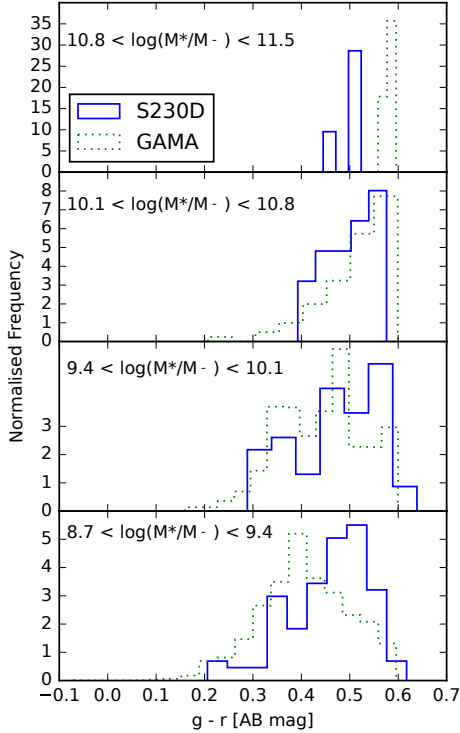


Figure 1: Distributions of $g-r$ colours for S230D hosts, compared to the GAMA survey.

ticles represent the hot phase. The fraction of energy ϵ_c that is injected into the cold phase has been set to $\epsilon_c = 0.5$.

3. Dust model and radiative transfer computation

In order to compare the properties of the simulated and the observed LGRB hosts, we have to take into account the luminosity of the galaxies as well as the absorption due to the presence of dust in the host galaxy. We used the 3D radiative code SKIRT (Baes et al., 2011) to compute the rest frame absolute magnitude of each host galaxy in a variety of filters. Dust extinction is implemented using the metal distribution predicted by the simulations, assuming that 30 per cent of the metal mass is locked up in dust grains. Only material within a spherical aperture with a radius of 30 kpc from the galactic center is included in the radiative transfer calculation.

In Fig. 1 the simulation results are compared with observations from the Galaxy And Mass Assembly (GAMA) survey (Taylor et al., 2015). Galaxy colours, which are sensitive to both metallicity and dust content, are well reproduced for low-mass galaxies, while there is a small shift towards redder colours for galaxies at the high mass end.

Table 1: LGRBs progenitor models.

model	$Z_{\text{th}} [Z/Z_{\odot}]$	$M_{\text{prog}} [M_{\odot}]$
I	–	80
II.1	0.6	54
II.2	0.3	20
II.3	0.1	8

4. Selection and properties of LGRB hosts

While the physical details of LGRB events are still a matter of debate, it is reasonable to assume that the probability for a LGRB to be produced in a given galaxy is proportional to the mass of young stars of the latter. In cosmological simulations of galaxy formation, stars are not represented individually; particles represent single stellar populations. The number of LGRBs produced in a given galaxy (g) can then be computed as

$$N_{\text{grb}}(g) = \sum_{i \in g} M_i \frac{\int_{M_{\text{prog}}}^{100M_{\odot}} \psi(m) dm}{\int_{0.1M_{\odot}}^{100M_{\odot}} m \psi(m) dm}, \quad (1)$$

where ψ is the Chabrier (2003) initial mass function, M_{prog} the minimum progenitor mass, and M_i the mass of each young stellar population i belonging to the galaxy. We adopt an age cutoff of 10 Myr for young stellar populations.

At fixed redshift z , the probability that a galaxy could be observed hosting an LGRB can be expressed by

$$p_{\text{grb}}(g, z) = N_{\text{grb}}(g, z)/N_{\text{tot}}(z), \quad (2)$$

where $N_{\text{tot}}(z)$ is the total number of LGRBs produced at that redshift.

Additionally, in selecting the stellar progenitors of LGRBs we consider the existence of a metallicity bias, according to which no LGRB is produced above a certain metallicity threshold. We study a total of four models, each described by a different metallicity threshold (Z_{th}). The additional requirement that the model reproduces the LGRB rate observed by the BATSE experiment on the *Compton Gamma-Ray Observatory*, allows us to fix the value of the minimum progenitor mass. The values adopted for Z_{th} and those obtained for M_{prog} are shown in Table 1.

Once the number of LGRBs produced in each galaxy of the simulation is known, the mean observed properties of LGRB hosts at each redshift can be obtained by averaging the properties of each galaxy, weighted by the probability that the galaxy hosts an LGRB. For any observable X , the mean value $\langle X \rangle$ can then be computed as

$$\langle X \rangle(z) = \sum_g p_{\text{grb}}(g, z) X(g, z). \quad (3)$$

The number of galaxies considered in the average decreases with redshift, from 221 galaxies at $z = 0$ to 41 galaxies at $z = 3.5$.

5. Results and discussion

Fig. 2 shows the mean absolute AB magnitude in the K band, for the galaxies in our simulation. The results of

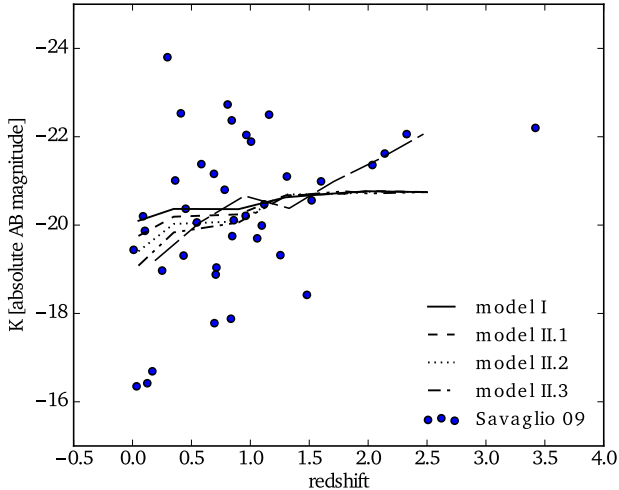


Figure 2: Mean absolute AB magnitudes in the K band. Lines represent all models considered (I: solid, II.1: dashed, II.2: dotted, II.3: dot-dashed), whereas circles represent the observations by Savaglio et al. (2009). The long-dashed line represents the average of the observations, binned in redshift.

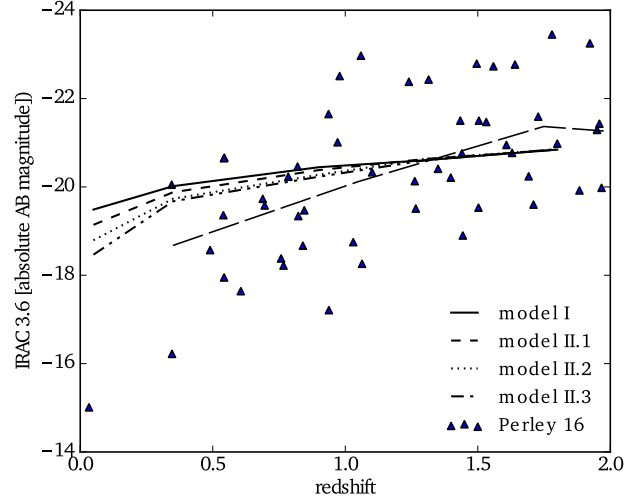


Figure 3: Mean absolute AB magnitudes in the IRAC 3.6 μm band. Lines represent all models considered (I: solid, II.1: dashed, II.2: dotted, II.3: dot-dashed), whereas triangles represent the observations by Perley et al. (2016). The long-dashed line represents the average of the observations, binned in redshift.

each model are compared to the observational sample of LGRBs compiled by Savaglio et al. (2009). All our models predict almost the same trend at high redshift. The effect of the metallicity bias in the K band magnitude is observable only at $z < 1$. However, the dispersion of the data is much larger than the differences produced by the metallicity bias, and the trend of the mean observed K magnitude is well represented by all our models, hence no conclusion on the latter can be made.

Fig. 3 shows the mean absolute AB magnitude in the 3.6 μm band of the Infrared Array Camera (IRAC) on the *Spitzer Space Telescope*, calculated using the radiative transfer code SKIRT, together with the sample of LGRB hosts compiled by Perley et al. (2016). In this case, the metallicity effects in the models are observed only at $z < 0.5$. Although the dispersion of the data is large, there is a clear difference between the trend followed by the models and that of the observations. Observed galaxies are fainter than those predicted by the models at these wavelengths. Recalling that the models take into account the effect of dust on the galaxy light, but not on the detectability of LGRBs, this result can be interpreted as the lack of the latter. Any detectability effect produced by dust should decrease the probability of observing LGRBs in dusty, IR-luminous galaxies, effectively biasing observations to fainter objects.

The Savaglio et al. (2009) and Perley et al. (2016) samples represent a population of galaxies that tends to be less massive, bluer and with lower metallicity than typical local galaxies. We have shown in Fig. 1 that our simulation is able to reproduce the color trends of the general local galaxy population represented by the GAMA survey. The comparison to the Savaglio et al. (2009) and Perley et al. (2016) samples allows us to contrast the distinct population of LGRB hosts in our

simulation with observations.

In summary, we have shown that the problem of the metallicity bias of LGRB progenitors can be addressed using cosmological simulations coupled to radiative transfer codes that take into account the effects of dust. The results of the simulations can be confronted to recent observations of LGRB hosts to determine the importance of the effects of both metallicity and dust. Our preliminary results suggest that not only the change in galaxy magnitudes and colours produced by dust must be taken into account, but also the lower LGRB detectability in dusty galaxies, due to the obscuration of the LGRB optical afterglow. The quantification of the metallicity effects requires the latter to be modelled, a task that we are undertaking in the near future.

References

- Baes M., et al., 2011, *ApJS*, 196, 22
- Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
- Graham J. F., Fruchter A. S., 2013, *ApJ*, 774, 119
- Jimenez R., Piran T., 2013, *ApJ*, 773, 126
- Perley D. A., et al., 2016, *ApJ*, 817, 7
- Savaglio S., Glazebrook K., Le Borgne D., 2009, *ApJ*, 691, 182
- Scannapieco C., et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1125
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Steinacker J., Baes M., Gordon K. D., 2013, *ARA&A*, 51, 63
- Taylor E. N., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 2144
- Woosley S. E., 1993, *ApJ*, 405, 273



Estudio de variabilidad del blazar BL Lacertae: desde radio hasta rayos gamma (2008-2015)

A. Pichel¹ & A.C. Rovero¹

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

Contacto / anapichel@iafe.uba.ar

Resumen / El objetivo de este trabajo es estudiar al blazar BL Lacertae concentrándonos en períodos largos de tiempo (mayores que semanas), a través de caracterizar las variaciones de los flujos y la polarización en las bandas del óptico, radio, rayos X y rayos gamma, e investigar las correlaciones entre las diferentes bandas. También buscamos periodicidad en las variaciones del flujo en las distintas bandas, con el propósito de encontrar criterios para predecir los estados de alta actividad. Para ello utilizamos las observaciones multifrecuencia de BL Lacertae obtenidas durante los años 2008–2015, desde radio hasta rayos gamma de muy alta energía. Durante estos años, la fuente permaneció principalmente en bajo estado de actividad para las bandas de mayor energía, presentando varios episodios de mucha actividad (fulguraciones) en diferentes bandas, con algunos episodios observados simultáneamente en varias bandas.

Abstract / The aim of this work is to study the blazar BL Lacertae during extended periods (greater than weeks), by characterizing the changes in flux and polarization at optical, radio, X-rays and gamma rays; also to investigate the possible correlations between different bands. We look for periodicity in the flux variations in different bands, looking for criteria to predict high activity states of the source. We use multi-frequency observations of BL Lacertae obtained during the years 2008–2015, from radio to very-high-energy gamma rays. During this period, the source remained mainly in a low state of activity at the high energy bands, with several episodes of high activity (flares) in different bands, some of them observed simultaneously in several bands.

Keywords / galaxies: active — galaxies: nuclei — BL Lacertae objects: BL Lacertae

1. Introducción

Los blazares son una subclase de núcleos activos de galaxias (AGN por sus siglas en inglés) en los que las eyecciones (*jets*) apuntan hacia la línea de la visual del observador. Estas eyecciones tienen la propiedad de presentar una alta luminosidad, y están caracterizadas por emisiones transitorias con variabilidad rápida e irregular en escalas de tiempo que pueden ir desde algunos minutos hasta meses. Esta variabilidad está posiblemente asociada con regiones de emisión compactas cercanas a la base de la eyección. Esto representa un reto en el estudio de estos objetos, ya que una adecuada caracterización de la emisión requiere de un monitoreo durante meses en todo el espectro electromagnético. Por otro lado, la variabilidad de los blazares es útil como herramienta, ya que a partir de observaciones multifrecuencia simultáneas o cuasi contemporáneas durante las fulguraciones, se podrían romper degeneraciones entre los distintos modelos de emisión (Tavecchio et al., 1998; Maraschi et al., 1999; Krawczynski et al., 2001). Se han observado varias fulguraciones con escalas de variabilidad temporal de horas en blazares con máximos en altas frecuencias (*high-frequency-peaked*, HBL) en varios rangos de energía, especialmente en rayos X y rayos gamma.

BL Lacertae (1ES 2200 420, $z = 0.0688$, Miller et al. 1978), es un blazar con máximo en bajas frecuencias (*low-frequency-peak*, LBL). Fue detectado por primera vez en un rango de energía muy alta con el *Major*

Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope (MAGIC) en 2005 (Albert et al., 2007) y es monitoreado constantemente desde 2008 en la banda del óptico por el Observatorio Steward, en rayos X por el *Swift X-Ray Telescope* (Swift-XRT) y el *Burst Alert Telescope* (BAT), en radio por el *Very Long Baseline Array* (VLBA) y en rayos gamma por el *Fermi Large Area Telescope* (Fermi-LAT). Las observaciones del *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System* (VERITAS) en 2011 permitieron ver una brillante y extremadamente rápida fulguración en el rango de energía de TeV con observaciones contemporáneas en otras longitudes de onda (Arlen et al., 2013). Esta fulguración fue muy importante porque fue la primera vez que se detectó esta rápida variabilidad de horas en los blazares de tipo LBL.

BL Lacertae es muy estudiado durante fulguraciones o períodos de muy alta actividad, por lo que en este trabajo nos concentramos en el estudio de variabilidad de períodos largos. Las observaciones utilizadas en este trabajo fueron obtenidas de bases de datos públicas, salvo las de Fermi-LAT, que fueron analizadas por los autores.

2. Estudio de las curvas de luz

2.1. Variabilidad

BL Lacertae es intensamente monitoreado en todo el espectro electromagnético, con instrumentos que reali-

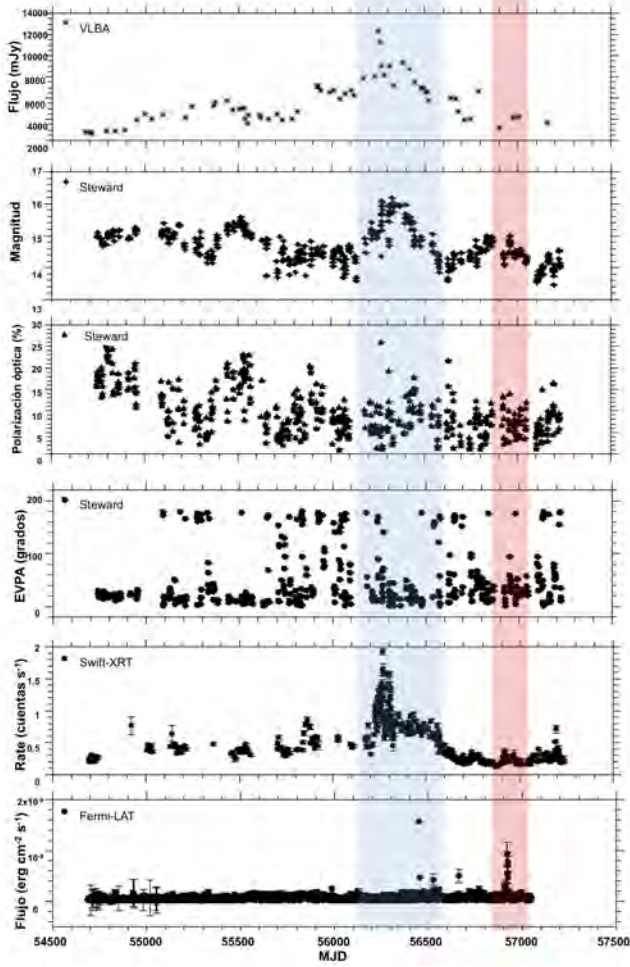


Figura 1: Curvas de luz de BL Lacertae desde 2008 hasta 2015. De arriba hacia abajo: VLBA en 5 GHz; banda V medida en el Observatorio Steward; polarización óptica medida en el Observatorio Steward; EVPA medido en el Observatorio Steward; cuentas obtenidas en la banda 0.3–10 keV tomadas con Swift-XRT; flujo obtenido en la banda de los rayos gamma de alta energía con Fermi-LAT. En azul está señalado el período 1 (MJD 56100–600) de alta actividad y en rojo el período 2 (MJD 56907–26).

zan observaciones diarias, cada varios días o semanas, dependiendo del nivel de intensidad de la fuente y la dedicación que tenga disponible el instrumento. En la Fig. 1 se pueden observar los resultados para el monitoreo durante 2008–2015, desde radio hasta rayos gamma. Para medir la variabilidad, se realizó un ajuste con una función constante para todas las bandas de energía. La curva de luz en la banda de radio se mostró estable, en bajo estado de actividad, con un flujo promedio de (5617 ± 260) mJy. Solo se observó un alto estado de actividad para el período 1 (MJD 56100–600; ver Fig. 1), obteniéndose un máximo en el flujo de 2.1 veces el flujo promedio. En la banda del óptico, se observó una variabilidad del orden de días, mucho más rápida que la observada a altas energías, con valores promedio de $9.8 \pm 0.2\%$ para el grado de polarización y de 47.6 ± 2.4 grados para el ángulo de polarización. Debido a esta

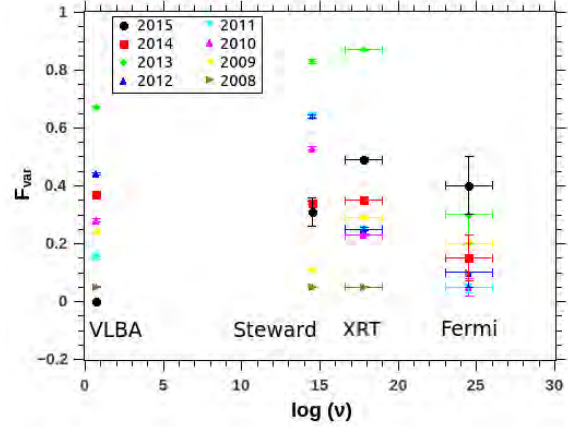


Figura 2: Variabilidad (F_{var}) para todos los instrumentos desde 2008 hasta 2015.

rápida variabilidad, se buscó visualmente la existencia de periodicidad del orden de días, pero no se encontró.

En la banda de los rayos X, la fuente se mostró estable con un flujo promedio de (0.53 ± 0.01) cuentas s^{-1} , en general en bajo estado de actividad. Fueron detectadas algunas pequeñas fulguraciones pero sin obtener variaciones similares en altas energías. En la banda de los rayos gamma, se detectaron con Fermi-LAT dos fulguraciones, en abril de 2009 y enero de 2010 (Abdo et al., 2011), pero sin observarse cambios significativos en los rayos X que acompañaron a las fulguraciones —aunque no hubo observaciones estrictamente simultáneas. Tampoco se observó ninguna fulguración con retraso de días o semanas en esa banda que pudiera correlacionar ambos eventos. Las curvas en el óptico mostraron una variación de moderada a fuerte, pero no se observó ningún cambio significativo en el comportamiento del grado de polarización o en el ángulo eléctrico de polarización (EVPA por sus siglas en inglés) en los momentos cercanos a las fulguraciones detectadas por Fermi-LAT y VERITAS. En septiembre de 2014 (MJD 56907–26, período 2), la fuente fue observada por Fermi-LAT en un muy alto estado de actividad durante todo el mes, con una intensidad de flujo 10 veces mayor que la emisión promedio en los siete años estudiados. Este período de alta intensidad tampoco tiene contraparte en bandas de menor energía. Debido a que la duración del estado de alta actividad es de días, es difícil que no se haya detectado en otras longitudes de onda, y por lo tanto hay que realizar mayores estudios para poder encontrar el origen de esta emisión que, *a priori*, no tiene contraparte a bajas energías.

Una correlación de la variabilidad en diferentes longitudes de onda puede dar indicaciones, o poner restricciones, sobre los procesos que intervienen en los mecanismos de emisión. Aunque se ha observado a menudo en los blazares una correlación entre la variabilidad en rayos X y en rayos gamma (p.ej. Horan et al. 2009), ha habido casos donde no fue así (p.ej. Krawczynski et al. 2004). El primer paso para buscar variabilidad es establecer si existe una variabilidad intrínseca en una sola banda del espectro. En este trabajo, la primera prueba

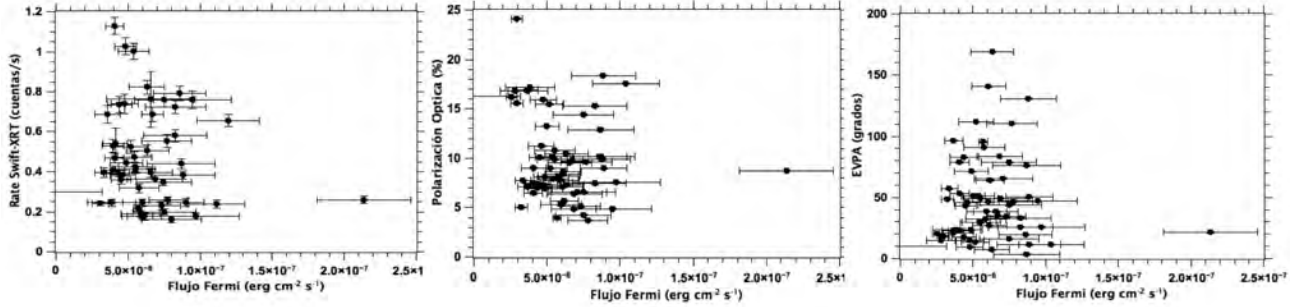


Figura 3: Izquierda: gráfico del flujo promediado mensualmente de Fermi-LAT y de Swift-XRT. Centro: gráfico del flujo de rayos gamma vs. el grado de polarización óptica, con promedios mensuales. Derecha: gráfico del flujo de rayos gamma vs. el ángulo del vector eléctrico de polarización, con promedios mensuales.

de la variabilidad se realizó mediante el ajuste de la curva de luz con un valor de flujo constante. Con el fin de ir más allá en la cuantificación de la variabilidad del flujo, se obtuvo la variabilidad en la amplitud fraccional, F_{var} (Zhang et al., 2005) para todos los instrumentos involucrados y para los distintos años considerados en este trabajo, utilizando la siguiente expresión:

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{S^2 - \langle \sigma^2 \rangle}{\langle F \rangle^2}}, \quad (1)$$

donde $\langle F \rangle$ es el promedio del flujo, S es la desviación estándar del total de N medidas de flujo, y $\langle \sigma^2 \rangle$ es el error cuadrático medio de esos N valores de flujo, todo para un intervalo de energía dado. F_{var} es utilizada para medir la variabilidad de una serie de observaciones típicamente obtenidas durante una campaña, en donde el intervalo de tiempo entre observaciones no se mantiene constante (p.ej. Edelson et al. 2002). Un valor de F_{var} cercano a cero indica que no hubo variabilidad significativa, y un valor cercano a uno indica una gran variabilidad. En la Fig. 2 se observan los resultados de la F_{var} calculada para los distintos instrumentos para cada año de observación. Se observa que la fuente presentó variabilidad en el flujo en casi todas las bandas, presentando una alta variabilidad para el año 2013 que incluye los meses de alta actividad que fue observada en todas las bandas del espectro. También se observa una variabilidad moderada a alta en todos los instrumentos involucrados.

2.2. Correlaciones

BL Lacertae estuvo en un estado de baja actividad durante estos siete años, salvo el período de alta actividad (período 1) detectado desde radio hasta rayos gamma, y el detectado solamente por Fermi-LAT (período 2). Se estudió si existe una correlación entre las distintas bandas (rayos gamma con rayos X y óptico) a través de un ajuste lineal entre ambos, exceptuando el período 1 de alta actividad. Se puede apreciar en la Fig. 3 que se observa una modesta correlación entre los rayos X y los rayos gamma para los períodos de baja actividad ($\chi^2/\text{dof} = 7.1$), sobre todo cuando se utilizan los conjuntos de datos en tiempos largos (meses). No se observa

ninguna tendencia entre los rayos gamma con la polarización óptica y el EVPA ($\chi^2/\text{dof} > 100$). Se puede apreciar en la figura que la fulguración detectada por Fermi-LAT no tiene su contraparte en energías más bajas.

3. Discusión

BL Lacertae es un blazar tipo LBL que es monitoreado constantemente en varios rangos de energía. Este blazar permaneció en un estado de baja actividad desde 2008 hasta 2015, pero exhibiendo unos meses de alta actividad a bajas energías (MJD 56100–600), con varias fulguraciones detectadas a altas energías con Fermi-LAT y VERITAS. Estudiando los datos promediados mensualmente, se obtuvo una leve correlación entre las emisiones de rayos X y rayos gamma en los períodos de baja actividad. Este comportamiento no se encontró para otras longitudes de onda como el óptico. Debido a la rápida e irregular variabilidad que presentan los blazares, el monitoreo es importante para detectar las fulguraciones y poder explicar cómo y dónde se producen.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por subsidios otorgados por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y por la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica. Los autores son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET, Argentina.

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2011, ApJ, 730, 101
- Albert J., et al., 2007, ApJL, 666, L17
- Arlen T., et al., 2013, ApJ, 762, 92
- Edelson R., et al., 2002, ApJ, 568, 610
- Horan D., et al., 2009, ApJ, 695, 596
- Krawczynski H., et al., 2004, ApJ, 601, 151
- Krawczynski H., et al., 2001, ApJ, 559, 187
- Maraschi L., et al., 1999, ApJL, 526, L81
- Miller J. S., French H. B., Hawley S. A., 1978, in Wolfe A. M., ed., BL Lac Objects Optical spectra of BL Lacertae objects. pp 176–187
- Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G., 1998, ApJ, 509, 608
- Zhang Y. H., et al., 2005, ApJ, 629, 686



Curvas de luz de supernovas ricas en hidrógeno

M.L. Rojas Kaufmann¹ & M. Bersten²

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina

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

Contacto / lupemlrkauf@gmail.com

Resumen / Las supernovas de tipo II (SNs II) son las explosiones más comunes en el Universo. Existe un subgrupo pequeño y peculiar de estos objetos que muestran curvas de luz similares a la famosa SN 1987A. En este trabajo presentamos un análisis de cómo la variación de ciertos parámetros físicos como la masa y el radio de la estrella, la energía de la explosión y la cantidad de material radiactivo afectan la curva de luz de estos objetos a partir de modelos que simulan explosiones estelares. En particular, analizaremos el caso de la SN 2009mw, una de las pocas SNs con características similares a la SN 1987A.

Abstract / Type II supernovae (SNe II) are the most common type of explosions in the Universe. There is a small and peculiar subgroup of those objects that show light curves similar to the famous SN 1987A. In this work we present an analysis of how the variation of certain physical parameters such as the mass and radius of the progenitor star, the energy of the explosion and the amount of radioactive material impact on the light curve of these objects, based on models that simulate the stellar explosions. In particular, we analyze the case of SN 2009mw, one of the few supernovae with similar characteristics to the SN 1987A.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: SN 2009mw — supergiants

1. Introducción

La explosión de una supernova es uno de los eventos más espectaculares que se pueden observar en el Universo. En particular, las supernovas tipo II (SNs II) son explosiones de estrellas masivas ($\gtrsim 8 M_{\odot}$) que mantuvieron una cantidad significativa de su envoltura de H hasta el momento de la explosión; esto se evidencia por las fuertes líneas de H presentes en los espectros de estas SNs. Desde el punto de vista fotométrico, analizando sus curvas de luz (CL), las SNs II se pueden subdividir en SNs II planas (*Plateau*, SN IIP), que muestran una luminosidad constante durante aproximadamente 100 días y cuyos progenitores son estrellas supergigantes rojas; SNs II lineales (SNs IIL), cuya luminosidad decae abruptamente y en forma lineal luego de la explosión; y SNs tipo 1987A (SNs tipo-87A), que presentan una CL similar desde el punto de vista morfológico a la CL de la SN 1987A.

Estas últimas son de particular interés para nosotros dado que sus objetos progenitores son diferentes a los que dan lugar a las SNs IIP. En este trabajo presentaremos una introducción a esta clase de SNs y veremos cuál es el impacto de la variación de los parámetros físicos del objeto progenitor en la CL de una SN tipo-87A. Finalmente, analizaremos el caso de la SN 2009mw y propondremos un conjunto de parámetros físicos para el progenitor de esta SN que puedan explicar su peculiar CL.

2. Supernovas tipo 1987A

El 23 de febrero de 1987 se detectó una SN (la SN 1987A) en la Nube Mayor de Magallanes. Fue extre-

madamente brillante, convirtiéndose en uno de los objetos más extensamente observados en la historia de la astronomía. Esta SN es el único objeto para el cual fueron detectados neutrinos extrasolares, confirmando las teorías de evolución estelar. Su explosión fue un evento épico que cambió sustancialmente nuestra concepción sobre el destino final de las estrellas masivas. Su CL fue excepcional, alcanzando el máximo tres meses después de la explosión, en lugar de mostrar la característica zona plana (*plateau*) que presentaban otros objetos ricos en hidrógeno. Su peculiaridad está asociada a su poco usual progenitor: una supergigante azul (SGA) observada directamente con imágenes preexplosión (Arnett et al., 1989).

Varios de estos objetos (como la SN 1998A) muestran el pico en la CL con cierto retardo respecto al momento de la explosión en todas las bandas, como la SN 1987A; mientras que algunos otros (como la SN 2000cb) muestran un comportamiento de la curva de luz similar a la CL de la SN 1987A sólo en la banda roja.

Los trabajos realizados hasta el momento sugieren que las SNs tipo-87A se producen por la explosión de progenitores SGA con un rango de radio inicial entre 30 y 90 R_{\odot} , y masas finales del orden de 20 M_{\odot} .

En la Fig. 1 se observan las CL para las SNs 1987A, 2000cb, 2006au, 2006V y 2009mw (Takats et al., MNRAS, 2016, enviado).

3. Variación de parámetros físicos en supernovas tipo 1987A

Las CL de las SNs son extremadamente sensibles a las propiedades físicas de sus progenitores (Woosley, 1988;

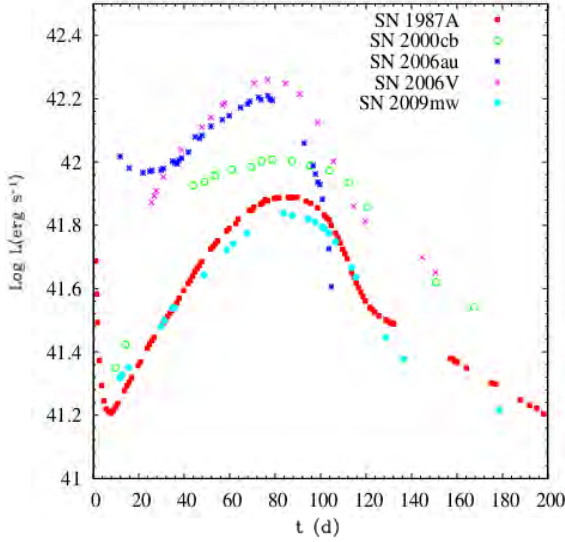


Figura 1: CL bolométricas para diferentes SNs tipo-87A.

Bersten et al., 2012, entre otros).

Comparando modelos teóricos con observaciones espectroscópicas y fotométricas, es posible determinar la masa M y el radio R del objeto pre-SN, la energía de la explosión E y la masa de níquel $M(^{56}\text{Ni})$.

En este trabajo, simulamos explosiones estelares usando nuestro código unidimensional lagrangiano LTE (Bersten et al., 2011) a partir de configuraciones en equilibrio hidrostático. Adoptamos modelos de doble polítropa como condiciones iniciales para nuestras simulaciones. Estos modelos paramétricos preservan la estructura de densidad típica de estrellas SGA que, como mencionamos en la sección anterior, se suponen como progenitores de las SNs tipo-87A. A pesar de que los modelos pre-SN calculados a partir de evolución estelar tienen mayor sustento y correlación física, en particular si conectamos la masa pre-SN con la masa de la estrella en la secuencia principal, no tenemos acceso a tales modelos para estrellas SGAs. En modelos de doble polítropa, la masa y el radio se consideran parámetros independientes para luego determinarlos en base a la comparación con observaciones.

Con estas simulaciones, generamos un conjunto de modelos hidrodinámicos para explorar el efecto en la CL y las velocidades de expansión de SNs tipo-87A. Realizamos varios cálculos con diferentes masas, radios, energías y materiales radiactivos. Afortunadamente, cada parámetro afecta la CL en una forma particular. Incluso si existe una degeneración entre la energía de explosión y la masa pre-SN basada únicamente en la CL, podemos resolver dicha degeneración teniendo en cuenta las velocidades de expansión. Podemos ver esto en las Figs. 2 y 3, las cuales muestran cuán sensibles son la CL y la velocidad fotosférica frente a variaciones de la energía de explosión y la masa pre-SN, respectivamente. Se presentan modelos con distintas energías de explosión ($E = 0.5, 1$ y 1.5 foe; $1 \text{ foe} = 10^{51}$ erg) y masas ($M = 15, 19$ y $22 M_{\odot}$). También se muestran los datos observacionales de la SN 2009mw (SN tipo-87A)

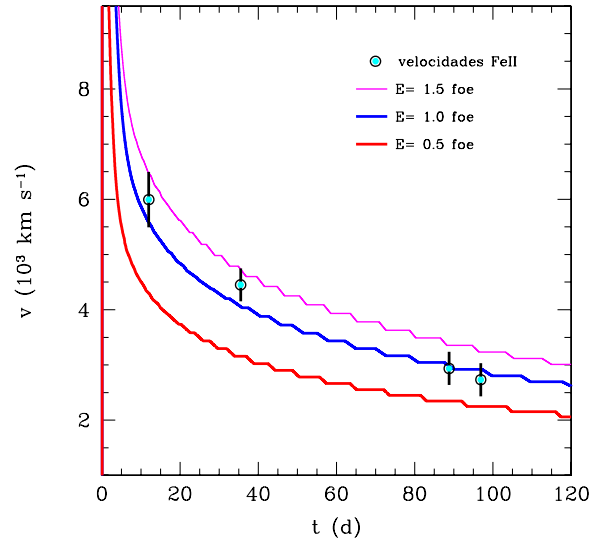
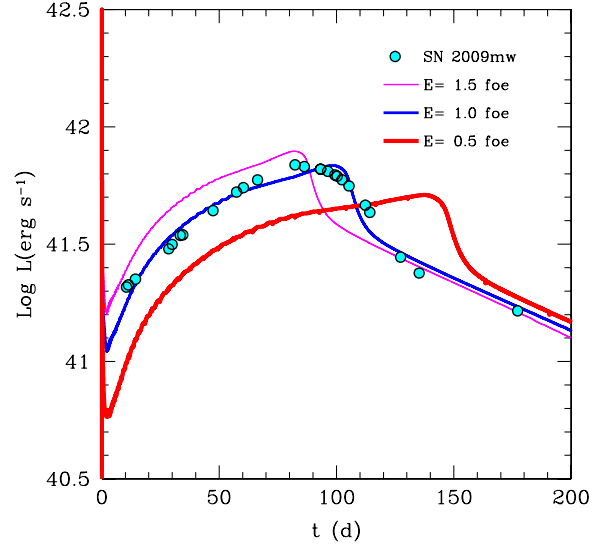


Figura 2: CL bolométricas (arriba) y evolución de la velocidad fotosférica (abajo) para modelos con diferente energía de explosión. Se muestran las observaciones de la SN 2009mw (Takats et al., MNRAS, 2016, enviado) con puntos cian a modo comparativo.

a modo comparativo (Takats et al., MNRAS, 2016, enviado).

No encontramos efectos significativos en la evolución de la velocidad fotosférica debidos a cambios en el radio del objeto progenitor o en la masa de ^{56}Ni . En la Fig. 3 (abajo), podemos ver que el efecto de la masa pre-SN en la velocidad fotosférica es muy pequeño. La Fig. 2 (abajo) muestra que la energía de explosión es el parámetro principal que regula la evolución de la velocidad fotosférica. Entonces, una vez establecida dicha energía, se varía el resto de los parámetros hasta encontrar el mejor modelo. Cabe mencionar que mientras que el radio del objeto progenitor afecta principalmente las etapas tempranas de la CL de la SN, la masa de ^{56}Ni

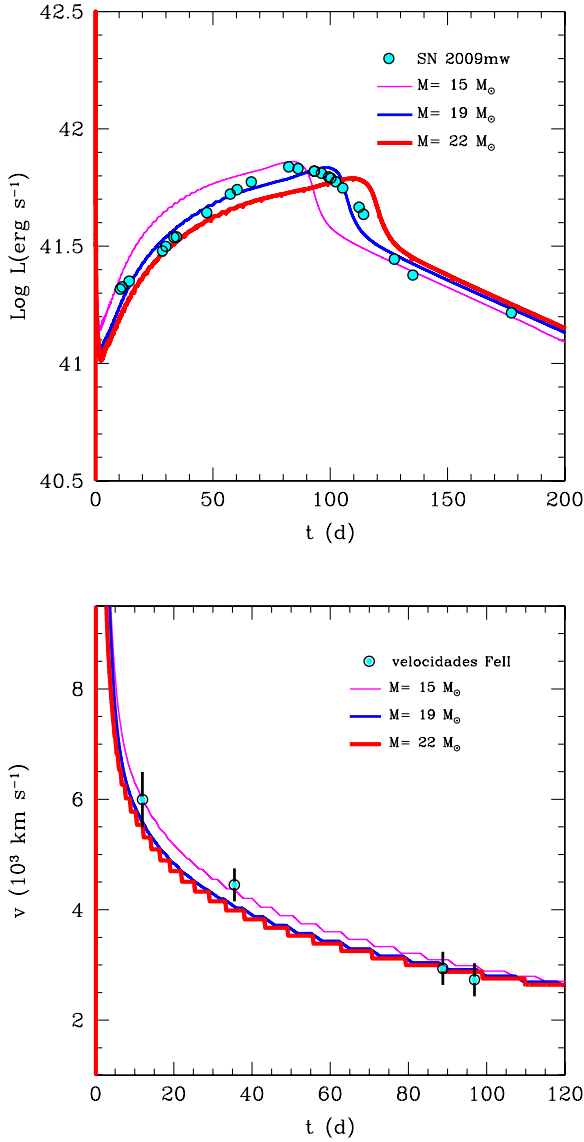


Figura 3: CL bolométricas (arriba) y evolución de la velocidad fotosférica (abajo) para modelos con diferente masa pre-SN. Se muestran las observaciones de la SN 2009mw (Tatkats et al., MNRAS, 2016, enviado) con puntos cian a modo comparativo.

determina la luminosidad de la cola.

4. La inusual SN 2009mw

La SN 2009mw, una de las pocas SNs con características similares a la SN1987A, es nuestro primer caso de estudio de un grupo de cuatro SNs tipo-87A (ver Fig. 1).

Usando nuestro código explotamos un conjunto de estructuras en equilibrio hidrostático y comparamos con las observaciones para derivar los posibles parámetros físicos del objeto progenitor de la SN 2009mw.

La Fig. 2 muestra la CL y la evolución de la velocidad fotosférica (curvas de color azul) de nuestro mejor modelo M19R30E1Ni062, en comparación con las obser-

vaciones de la SN 2009mw. Se supuso que las líneas de Fe II son buenos trazadores de la evolución de la velocidad fotosférica.

Los parámetros físicos de M19R30E1Ni062 son los siguientes: $E = 1$ foe, $M = 19 M_{\odot}$, $R = 30 R_{\odot}$ y $M(^{56}\text{Ni}) = 0.062 M_{\odot}$. Supusimos que durante la explosión se formó un remanente compacto de $1.5 M_{\odot}$, dando como resultando una masa de material eyectado de $17.5 M_{\odot}$.

5. Conclusiones

En este trabajo analizamos la CL y la velocidad fotosférica de SNs tipo-87A, encontrando que ambas son extremadamente sensibles a la energía de explosión. La masa del objeto pre-SN tiene un impacto significativo sólo en la CL, provocando una degeneración con la sensibilidad que esta presenta con la energía. Dicha degeneración se rompe estudiando la velocidad de expansión, sobre la que sólo tiene impacto la energía de explosión. Destacamos en este punto la importancia de modelar simultáneamente las CL con las velocidades de expansión para romper las degeneraciones en los parámetros físicos.

Por otro lado, el radio del objeto progenitor afecta principalmente las etapas tempranas de la CL de la SN y la masa de ^{56}Ni determina la luminosidad de la cola.

También encontramos un modelo que ajusta la CL y la velocidad fotosférica de la SN 2009mw, una de las pocas SN tipo-87A observadas. Dicho modelo, M19R30E1Ni062, presenta los siguientes parámetros físicos: energía de la explosión, $E = 1$ foe, masa del objeto pre-SN $M = 19 M_{\odot}$, radio del objeto pre-SN $R = 30 R_{\odot}$ y material radiactivo $M(^{56}\text{Ni}) = 0.062 M_{\odot}$. Supusimos un remanente compacto de $1.5 M_{\odot}$ formado durante la explosión, resultando en una masa de material eyectado de $17.5 M_{\odot}$.

Agradecimientos: Agradecemos a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata y a la Asociación Argentina de Astronomía por su apoyo para la presentación de este trabajo.

Referencias

- Arnett W. D., et al., 1989, ARA&A, 27, 629
- Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
- Bersten M. C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
- Woosley S. E., 1988, ApJ, 330, 218



Develando las propiedades del sistema inexplorado de cúmulos globulares de NGC 5044 a través de Gemini+GMOS

M.C. Scalia¹, F. Faifer^{1,2}, A. Smith Castelli², J.C. Forte³, S. Cellone^{1,2} & L. Bassino^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Planetario de la ciudad de Buenos Aires Galileo Galilei, Argentina*

Contacto / mscaliala@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presenta la primera caracterización fotométrica y las primeras determinaciones de velocidades radiales de candidatos a cúmulos globulares (CG) pertenecientes a la galaxia elíptica NGC 5044. Se reporta un sistema de CG rico, con varios miles de candidatos. Su distribución de colores resulta bimodal, dominada por los CG azules. Se confirman 27 miembros del sistema, con una velocidad radial media de 2833 km s^{-1} . Uno de tales objetos constituye el primer candidato firme a Enana Ultra-Compacta descubierto en NGC 5044.

Abstract / We present the first photometric characterization and determination of radial velocities of globular cluster (GC) candidates belonging to the system of the elliptical galaxy NGC 5044. This rich system presents several thousand candidates and its bimodal color distribution is dominated by blue GCs. We have spectroscopically confirmed 27 members of the system, with an averaged radial velocity of 2833 km s^{-1} . One of the confirmed members is a strong candidate to be the first Ultra-Compact Dwarf discovered in NGC 5044.

Keywords / Galaxies: groups: individual: NGC 5044 — galaxies: star clusters: individual: NGC 5044

1. Introducción

La galaxia elíptica masiva NGC 5044 ($M_B = -21.2$) está situada a una distancia de 35 Mpc y presenta una velocidad sistémica de $cz=2710 \text{ km s}^{-1}$. Es el objeto central del grupo, o cúmulo pequeño de galaxias, conocido como NGC 5044. El mismo cuenta con unos 150 miembros, en su mayoría galaxias enanas (Ferguson & Sandage, 1990). Tanto el grupo como algunos de sus miembros han sido estudiados en detalle por varios autores, tanto en el óptico (ver, por ejemplo Cellone & Buzzoni, 2005; Mendel et al., 2009) como en radio (Sengupta et al., 2009), revelando un grupo dinámica y morfológicamente maduro. Las observaciones en rayos X revelan una morfología suave y casi esféricamente simétrica a gran escala, aunque con notable subestructura a menores escalas, atribuida a la presencia de un núcleo activo (AGN, por sus siglas en inglés) de baja luminosidad (David et al., 2009). Sorprendentemente, NGC 5044 en sí ha sido muy poco estudiada en el rango óptico. En la literatura se destaca el resultado de Brough et al. (2007), quienes encuentran la presencia de un gradiente de metalicidad muy pequeño, lo cual sería indicativo de que NGC 5044 pudo haber sufrido un evento de fusión disipativa en el pasado.

2. El sistema de cúmulos globulares de NGC 5044

Al igual que la galaxia NGC 5044, su sistema de cúmulos globulares (SCG) ha permanecido casi inexplorado. Este hecho es llamativo, dado que el estudio de estos sis-

temas se ha convertido en una importante herramienta que permite obtener pistas sobre la historia de formación de las galaxias, trazar diversas propiedades de las galaxias de tipo temprano (Forte et al., 2014), etc. Por las características que presenta NGC 5044, podría decirse que es un caso muy interesante, ya que la misma es con claridad la galaxia de mayor masa del grupo y de poseer una población rica de CG, resultaría muy atractiva para posteriores estudios dinámicos. En el trabajo de Faifer et al. (2009) se presentó un análisis muy preliminar de los datos que se analizan aquí. Si bien dichos autores encontraron indicios de un sistema rico, ellos no contaban con una calibración adecuada al sistema fotométrico de Sloan. Por lo que un análisis más completo resulta necesario. Esto es lo que motiva la presente caracterización fotométrica y las primeras determinaciones de velocidad radial de candidatos a CG del SCG de NGC 5044.

3. Datos observacionales

Las observaciones se realizaron con la cámara GMOS del telescopio Gemini Sur. En modo imagen, se observaron cuatro campos profundos de la región central del grupo y de un campo de estrellas estándar (Programa GS-2009A-Q-46, PI: S. Cellone), empleando los filtros g' , r' e i' del sistema fotométrico del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). Se modeló la luz del halo de NGC 5044 y se realizó la búsqueda y detección de objetos sobre cada imagen, usando una combinación de filtros de mediana y el algoritmo de modelado del programa SEXTRACTOR. También se empleó, dentro de IRAF, la rutina DAOPHOT

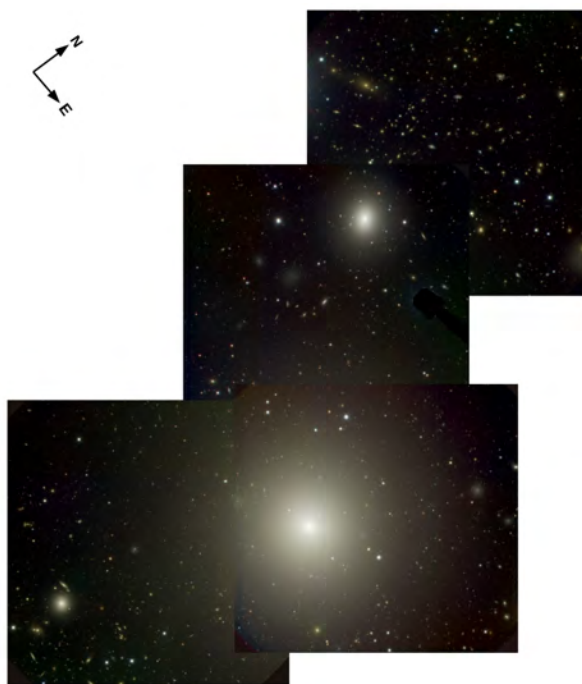


Figura 1: Campos observados con la cámara GMOS del telescopio Gemini Sur.

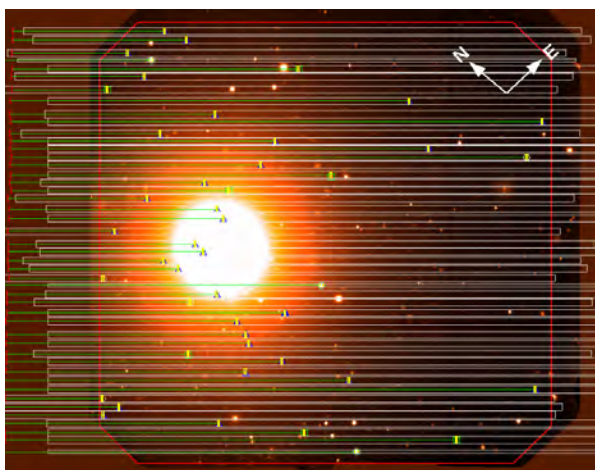


Figura 2: Máscara diseñada para la observación en modo MOS, donde es posible visualizar los candidatos seleccionados para la espectroscopía.

de ajuste de *Point Spread Function* (PSF, por sus siglas en inglés).

Por su parte, las observaciones espectroscópicas en modo multiobjeto (MOS) se realizaron con la red B600_G5323 (centrada en 4900, 5000 y 5050 Å) y ranuras de 1". Se incluyeron en la máscara 43 ranuras para los objetos de ciencia y 3 para los de adquisición. Se tomaron un total de 8 exposiciones de 2330 segundos cada una (Programa: GS-2010A-Q-56, PI: S. Raychaudhury). Cabe destacar que al momento de realizar estas observaciones, GMOS contaba con el arreglo EEV de CCD. La reducción se llevó a cabo utilizando los paquetes GE-MINI.GMOS en IRAF.

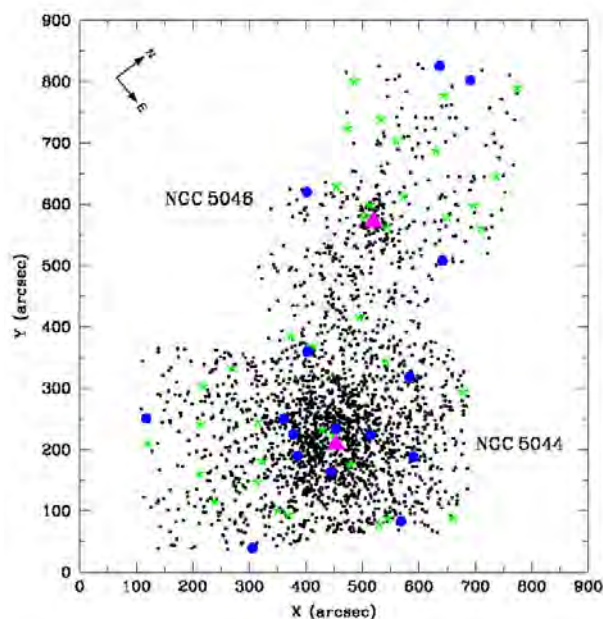


Figura 3: Distribución espacial de candidatos a CG (puntos negros) y a UCD (círculos azules y estrellas verdes), seleccionados de acuerdo a sus colores y magnitudes integradas.

Una vez reducidos y extraídos, los espectros se combinaron para obtener sus medianas, y luego se utilizó la tarea FXCOR para determinar las velocidades radiales (VR). La correlación cruzada se realizó empleando espectros estándares de VR tales como aquellos provenientes de los modelos de poblaciones estelares simples de Vazdekis et al. (2010, *Medium resolution INT Library of Empirical Spectra*, MILES).

4. Resultados preliminares

Se seleccionaron los candidatos a CG entre los objetos no resueltos de la muestra, empleando criterios de magnitudes y colores similares a los descritos en el trabajo de Faifer et al. (2011). El análisis fotométrico indica que NGC 5044 posee un sistema rico de cúmulos, ya que nuestra muestra incluye unos ~ 3400 candidatos. Su distribución espacial es aparentemente simétrica y concentrada hacia la galaxia (Fig. 3). Por su parte, la distribución de colores integrados fue analizada empleando el programa RMIX. Los resultados indican que la misma es bimodal, con un claro dominio de los CG azules (ver Fig. 4). Este resultado se encuentra en acuerdo con lo mencionado por Faifer et al. (2009) y constituye un comportamiento típico en las regiones centrales de los cúmulos de galaxias (p.ej. M 87, NGC 1399, NGC 3258, etc.). Se identificaron, además, 15 objetos dentro del rango de magnitudes y colores propios de las denominadas Enanas Ultra-Compactas (UCD, por sus siglas en inglés), los cuales se muestran con círculos azules en la Fig. 3. En dicha figura se identifican posibles contaminantes de la muestra de UCD (estrellas verdes). Estos presentan colores y brillos integrados en el rango usual de las UCD, pero que en nuestros diagramas color-color

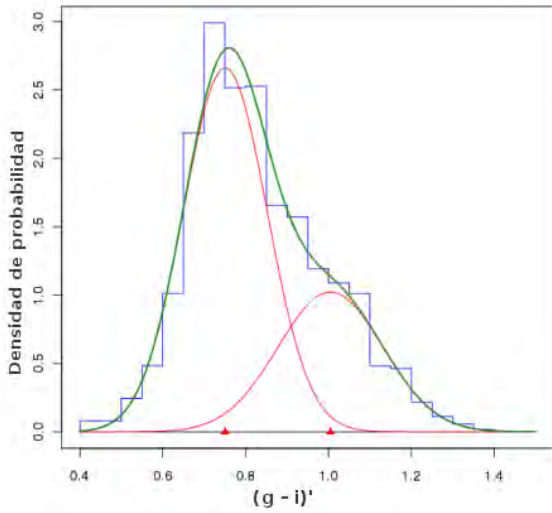


Figura 4: Histograma de colores integrados $(g' - i)'$ y su descomposición en gaussianas.

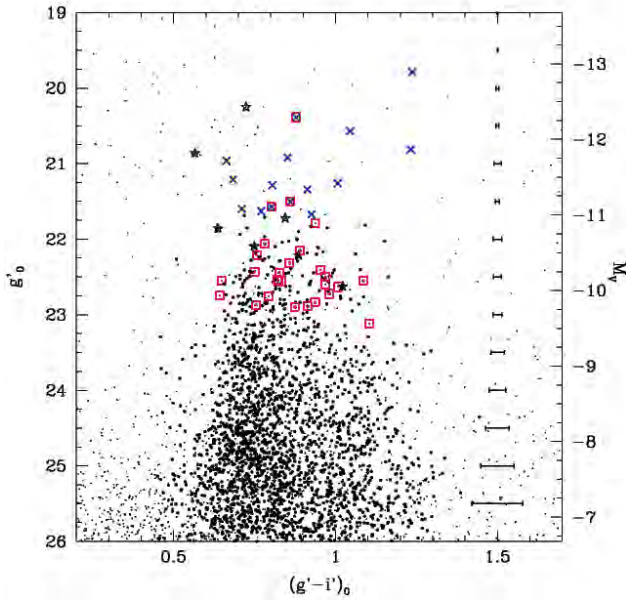


Figura 5: Diagrama color-magnitud de los objetos de la muestra (puntos pequeños), candidatos a CG (puntos grandes), candidatos a UCD (cruces), objetos confirmados pertenecientes a NGC 5044 (cuadrados) y estrellas de nuestra galaxia (estrellas).

se ubican sobre la secuencia formada por las estrellas de nuestra galaxia. Tres de los objetos confirmados como miembros del SCG de NGC 5044 pertenecen a la muestra de posibles UCD. Uno de ellos, presenta una magnitud absoluta integrada de $M_V = -12.4$, motivo por el cual constituye el primer candidato firme a UCD descubierto en esta galaxia (ver Fig. 5).

En cuanto a los resultados del análisis espectroscópico, se obtuvieron VR sólo para 34 de los 43 objetos observados. Los restantes 9 requerirán un análisis más detallado debido a su baja relación señal-ruido. La Fig. 5

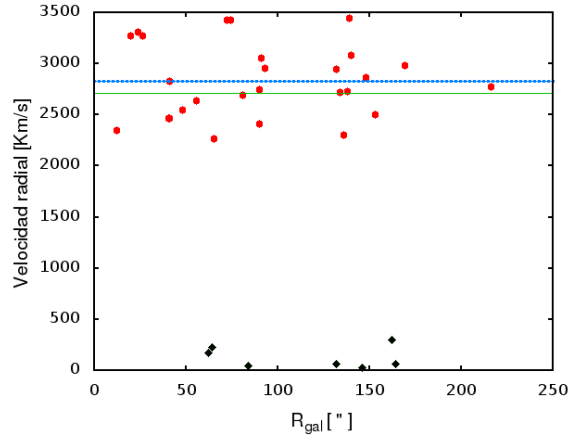


Figura 6: Velocidades radiales obtenidas. Los círculos muestran los valores para los CG, mientras que los rombos son las estrellas de nuestra galaxia. La línea inferior representa la VR de NGC 5044, mientras que la línea punteada muestra la VR media de los 27 CG confirmados.

presenta el diagrama color-magnitud de los candidatos a CG, UCD y los objetos analizados espectroscópicamente. En la Fig. 6 se presenta la distribución de VR en función en función del radio galactocéntrico R_{gal} . Allí resulta evidente la separación en velocidad entre los genuinos CG ($2000 < VR < 3500 \text{ km s}^{-1}$) y las estrellas de nuestra galaxia ($VR < 500 \text{ km s}^{-1}$), confirmando así los primeros 27 cúmulos globulares de NGC 5044.

5. Trabajo a futuro

En lo inmediato se planea completar el análisis fotométrico de la muestra presentada, intentar determinar la naturaleza de los nueve objetos no clasificados aquí, y estimar edades y metalicidades para aquellos objetos cuyos espectros presenten relación señal-ruido suficiente.

Referencias

Brough S., et al., 2007, MNRAS, 308, 1507
 Cellone S., Buzzoni A., 2005, MNRAS, 356, 41
 David L., et al., 2009, ApJ, 705, 624
 Faifer F. R., et al., 2009, BAAA, 52, 189
 Faifer F. R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Ferguson H. C., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1
 Forte J., et al., 2014, MNRAS, 441, 1391
 Mendel J., et al., 2009, MNRAS, 396, 2103
 Sengupta C., Balasubramanyam R., Dwarakanath K., 2009, MNRAS, 378, 137
 Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639



Errores sistemáticos en la escala de las BAO

C.G. Scóccola^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los grandes relevamientos de galaxias actuales y futuros requieren predicciones teóricas muy precisas de las oscilaciones acústicas de bariones (BAO, por sus siglas en inglés). En este artículo haré una breve introducción al fenómeno físico que da lugar a dichas oscilaciones, y repararé un trabajo donde utilizamos grandes simulaciones cosmológicas de N -cuerpos para estudiar cualquier corrimiento y amortiguamiento sistemáticos en las BAO debido a efectos no lineales en el crecimiento de la estructura. La precisión de las simulaciones utilizadas facilita resolver bien los subhalos de materia oscura, lo cual permite estudiar con gran exactitud (mejor que 0.02 % para la materia oscura y 0.07 % para los halos de bajo sesgo) pequeños corrimientos en las BAO hacia números de onda (k) mayores, y un amortiguamiento no lineal de las BAO en el espectro de potencias.

Abstract / The large current and future galaxy surveys require very precise theoretical predictions of the baryon acoustic oscillations (BAO). In this contribution article I briefly comment on the physical processes that lead to these oscillations, and review a work where we use large N -body cosmological simulations to study any systematic shift and damping of the BAO due to non-linear effects in the growth of structure. The precision of the simulations used for this work allows to resolve the dark matter subhalos, which enable to study with great accuracy (better than 0.02% for dark matter and 0.07% for low bias halos) small shifts toward larger wavenumbers (k), and a non-linear damping of the BAO in the power spectrum.

Keywords / cosmology: large-scale structure of universe — cosmology: distance scale

1. Introducción

La distribución de la materia en el Universo resulta una de las herramientas más poderosas para investigar la causa de la aceleración en la expansión cósmica. El Universo primitivo está compuesto por un plasma de fotones, electrones y bariones, acoplado por distintas interacciones entre las especies. En particular, la interacción de Thomson entre electrones y fotones es la responsable de las ondas de sonido que se propagan en dicho plasma. Las fluctuaciones en el campo de densidad de la materia oscura producen pozos de potencial. La interacción gravitatoria de los electrones con la materia oscura hace caer el plasma al pozo de potencial. Al hacerlo, la presión de radiación dada por los fotones del plasma aumenta, arrastrando el plasma hacia afuera del pozo de potencial. Este juego entre la gravedad y la presión es lo que da lugar a las oscilaciones acústicas de bariones (BAO, por sus siglas en inglés). Con la expansión del Universo, la temperatura desciende, hasta producirse la formación del hidrógeno neutro. En este momento, los electrones se desacoplan de los fotones, y las oscilaciones se congelan. Los fotones viajan libremente y los observamos en el fondo cósmico de radiación, mientras que los bariones quedan congelados en el lugar, y comienza la formación de estructura en el Universo por colapso gravitatorio. La distancia máxima que puede viajar una perturbación desde el origen del Universo hasta la época de desacople se denomina “horizonte de sonido en la época de desacople”, r_d , y es una cantidad que se puede calcular teóricamente. Este horizonte de soni-

do provee una escala de distancia que se puede medir en la distribución de galaxias, ya que a una distancia r_d de cualquier galaxia hay un exceso de probabilidad de encontrar otra galaxia, respecto de una distribución aleatoria de galaxias. Este exceso se evidencia como un pico en la función de correlación de dos puntos de las galaxias, a una escala correspondiente al horizonte de sonido en la época de desacople. Así, la escala de las oscilaciones acústicas de bariones en el Universo temprano provee una regla estándar con la cual medir distancias y estudiar la historia de expansión del Universo.

El rápido crecimiento en la cantidad de datos de los relevamientos de galaxias demanda un mejor entendimiento teórico de la estructura a gran escala. Las primeras detecciones de las BAO fueron en los relevamientos de galaxias *2dF Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS, Cole et al., 2005) y *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, Eisenstein et al., 2005). El *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS, Alam et al., 2015), del programa SDSS-III (Eisenstein et al., 2011) hizo un mapa con las posiciones y los corrimientos al rojo de más de 1 millón y medio de galaxias luminosas rojas, en un área que cubre un tercio del área total del cielo, logrando medir la escala de distancias con una precisión del 1 %. Actualmente se están llevando a cabo otros relevamientos, como el DES (Dark Energy Survey Collaboration et al., 2016, que mide corrimientos al rojo fotométricos), y el eBOSS (Dawson et al., 2016), que se enfoca en galaxias con líneas de emisión. En un futuro próximo, grandes experimentos tales como el *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI, Levi et al., 2013) y *4-metre Multi-Object*

Spectroscopic Telescope (4MOST, de Jong et al., 2012), y el satélite *Euclid* (Laureijs et al., 2011) producirán una enorme cantidad de datos, lo cual implica grandes desafíos, tanto teóricos como tecnológicos.

A diferencia de las fluctuaciones en el fondo cósmico de radiación, la evolución de las fluctuaciones de materia es no lineal. El método de las BAO se utiliza para inferir distancias cosmológicas (y luego hacer ajustes cosmológicos) pero la evolución no lineal produce corrimientos en la posición del pico de las BAO, lo que lleva a errores sistemáticos. La idea de este trabajo es utilizar simulaciones cosmológicas para medir el corrimiento y el amortiguamiento de los picos acústicos debido a efectos de crecimiento no lineal. En este artículo se resumen los resultados presentados en Prada et al. (2016). Hemos estudiado la evolución no lineal del corrimiento y amortiguación de las BAO desde un corrimiento al rojo (*redshift*) 1 hasta la actualidad, que se observa en los espectros de potencia tanto de materia oscura como de los halos de materia oscura, utilizados como trazadores de la materia. A continuación se describen brevemente las simulaciones utilizadas y la metodología del trabajo y se refiere al lector a Prada et al. (2016) para más detalles.

2. Metodología

2.1. Simulaciones

Para este trabajo utilizamos dos simulaciones del conjunto de simulaciones de *BigMultiDark* (Klypin et al., 2016). Estas simulaciones de N -cuerpos contienen 3840^3 partículas en un volumen de $(2.5h^{-1}\text{Gpc})^3$. Se resuelven halos y subhalos de materia oscura. Los halos se seleccionan por el método de velocidad circular máxima $V_{\text{máx}}$. Hemos seleccionado muestras de halos con distintas densidades numéricas: 2×10^{-3} , 1×10^{-3} , 4×10^{-4} , $2 \times 10^{-4}h^3\text{Mpc}^{-3}$, correspondientes a *bias* lineal de 1.56, 1.76, 2.04, y 2.28 a varios *redshift* hasta $z = 1$, que corresponden a galaxias típicas con líneas de emisión y galaxias luminosas rojas. Ambas simulaciones utilizadas suponen los parámetros cosmológicos que salen del mejor ajuste de los datos de *Planck* (Planck Collaboration et al., 2014). La primera de ellas, denominada BigMDPL, adopta un espectro inicial para la materia que fue generado por el código CAMB (Lewis et al., 2000) con los parámetros cosmológicos de *Planck*. La segunda simulación, denominada *BigMDPLnw* supone los mismos parámetros cosmológicos, pero con un espectro inicial suavizado, sin rasgos de las oscilaciones acústicas. Las condiciones iniciales de ambas simulaciones fueron generadas con las mismas amplitudes y fases. Por lo tanto, la varianza cósmica se ve ampliamente reducida cuando se divide el espectro $P(k)$ calculado a partir de BigMDPL para un dado trazador, por el correspondiente espectro $P_{\text{nw}}(k)$, sin oscilaciones acústicas. Esto permite obtener medidas muy precisas del corrimiento y amortiguamiento de la escala acústica.

2.2. Cálculos de los espectros de potencia

Hemos calculado los espectros de potencia usando 285 intervalos regulares en el rango de números de onda, k , de (0.085, 0.8). Este rango incluye las BAO y también escalas más pequeñas, sin BAO, que se utilizan para estimar los errores de medición. Utilizamos una malla de Fourier de 2500^3 celdas. El campo de densidad se calcula con asignaciones *Cloud-In-Cell* y se aplican correcciones por *aliasing* y *shot noise*.

2.3. Modelo y mediciones de corrimiento y amortiguamiento

Ajustamos el cociente de los espectros de potencia con y sin oscilaciones acústicas P/P_{nw} con la siguiente fórmula:

$$\frac{P(k)}{P_{\text{nw}}(k)} = \left[\left(\frac{P^{\text{lin}}(k/\alpha)}{A(k)P_{\text{nw}}^{\text{lin}}(k/\alpha)} - 1 \right) \exp(-k^2\Sigma_{\text{nl}}^2/2) + 1 \right] C(k), \quad (1)$$

donde el factor $A(k)$ permite describir la forma global del espectro, y $C(k)$ tiene en cuenta el crecimiento no lineal de $P(k)$ y $P_{\text{nw}}(k)$. Adoptamos una ley de potencia tanto para $A(k)$ como para $C(k)$, expresados como $a_0k^{a_1}$ y $c_0k^{c_1}$ respectivamente. El corrimiento y amortiguamiento de las oscilaciones acústicas, medidas por α y Σ_{nl} , son considerados parámetros libres del ajuste. Para el análisis de χ^2 , ajustamos 6 parámetros $\{\alpha, \Sigma_{\text{nl}}, a_0, a_1, c_0, c_1\}$, y el ajuste se realiza en el rango $0.085 < k < 0.8 h \text{ Mpc}^{-1}$ (línea vertical en la Fig. 1, h es el parámetro de Hubble). Hacemos el ajuste en 11 valores distintos de *redshift* entre $z = 1$ y $z = 0$. También realizamos el ajuste en el espacio de los *redshifts*, que es el que se obtiene al calcular las distancias ignorando la velocidad peculiar de los halos, que produce un corrimiento Doppler adicional al *redshift* cosmológico.

3. Resultados

En la Fig. 1 mostramos el amortiguamiento y el corrimiento de la escala acústica para la muestra de halos de densidad numérica $1 \times 10^{-3}h^3\text{Mpc}^{-3}$, a $z = 0$. En la Tabla 1 mostramos los valores del mejor ajuste para los parámetros α y Σ_{nl} medidos a distintos *redshifts* que salen de ajustar el cociente de espectros de potencias en el espacio real $P(k)/P_{\text{nw}}(k)$ de las partículas de materia oscura de la BigMD. Más detalles se pueden consultar en Prada et al. (2016).

4. Conclusiones

Hemos estudiado, desde *redshift* 1 al presente, la evolución no lineal del corrimiento y el amortiguamiento en la escala de las BAO en el espectro de potencias de la materia oscura y de halos, usando simulaciones cosmológicas de alta resolución en masa y gran volumen. Los resultados, presentados en Prada et al. (2016), se pueden resumir de la siguiente manera:

- (i) Para un dado trazador (partículas de materia oscura o halos), medimos a distintos *redshifts* el corrimiento en la escala de las BAO α y el amortiguamiento

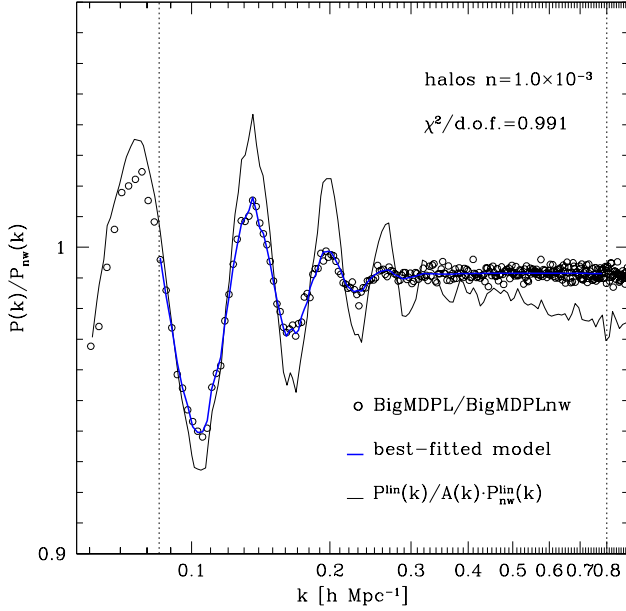


Figura 1: Espectro de potencias a $z = 0$, en espacio real, dividido por el correspondiente espectro de potencias sin oscilaciones obtenidos a partir de *BigMDPL* y *BigMDPLnw* para una muestra de halos típica con densidad numérica $1 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} h^3$. La línea sólida gruesa corresponde al modelo de mejor ajuste dado por la Ec. (1) en el rango de número de onda $0.085 < k < 0.8 h \text{ Mpc}^{-1}$ mostrado por las líneas punteadas verticales. Se muestra también el cociente entre el espectro de potencia lineal con y sin oscilaciones (línea sólida delgada). (Figura extraída de Prada et al. (2016)).

to Σ_{nl} ajustando el cociente P/P_{nw} de los espectros de potencia con y sin oscilaciones acústicas de bariones obtenidos a partir de las simulaciones *Planck* BigMDPL/BigMDPLnw, adoptando el modelo de la Ec. (1). El efecto de la varianza cósmica se reduce ampliamente cuando dividimos el espectro sin BAO, lo cual permite, junto con la adecuada resolución numérica y el gran volumen de las simulaciones, obtener medidas de α y Σ_{nl} muy precisas.

- (ii) Para la materia oscura, encontramos corrimientos de la escala acústica hacia valores de k mayores, relativo al espectro de potencias lineal, medido con mayor precisión que lo que aparece en la literatura. Al tener, además, una buena cobertura en *redshift*, logramos dar una parametrización para la evolución de α como función del factor de crecimiento lineal $D(z)$, dada por $\alpha(z) - 1[\%] = (0.350 \pm 0.014)[D(z)/D(0)]^{1.74 \pm 0.14}$ para los datos en el espacio real. Si fijamos la potencia en 2, como se espera en la teoría de perturbaciones, encontramos la relación $\alpha(z) - 1[\%] = (0.3716 \pm 0.0083)[D(z)/D(0)]^2$. Por otra parte, la evolución del amortiguamiento de las BAO Σ_{nl} en el espacio real está en buen acuerdo con el calculado en teoría lineal, dado por $\Sigma_{\text{nl}}^{\text{th}} = \left[\frac{1}{3\pi^2} \int P_{\text{lin}}(k) dk \right]^{1/2}$. En el espacio de *redshift*, medimos un aumento del corrimiento y del amortiguamiento, respecto del espacio real, que se describe

Tabla 1: Valores del mejor ajuste para los parámetros del corrimiento de las BAO α y amortiguamiento Σ_{nl} medidos a distintos *redshifts* que salen de ajustar el cociente de espectros de potencias en el espacio real $P(k)/P_{\text{nw}}(k)$ de las partículas de materia oscura de la BigMD. Se muestra también el amortiguamiento que se calcula a partir de la teoría lineal $\Sigma_{\text{nl}}^{\text{th}}$. Se agrega el valor de χ^2 por grado de libertad.

<i>redshift</i>	$\alpha - 1$ [%]	Σ_{nl} [Mpc/h]	$\Sigma_{\text{nl}}^{\text{th}}$	$\chi^2/g.d.l.$
1.000	$0.148^{+0.011}_{-0.011}$	$5.185^{+0.015}_{-0.015}$	5.171	1.00
0.887	$0.161^{+0.012}_{-0.012}$	$5.440^{+0.015}_{-0.016}$	5.438	1.02
0.741	$0.182^{+0.013}_{-0.014}$	$5.795^{+0.016}_{-0.017}$	5.816	0.99
0.655	$0.194^{+0.014}_{-0.014}$	$6.024^{+0.017}_{-0.017}$	6.062	1.03
0.562	$0.212^{+0.014}_{-0.014}$	$6.288^{+0.018}_{-0.017}$	6.345	1.05
0.453	$0.231^{+0.017}_{-0.016}$	$6.617^{+0.019}_{-0.018}$	6.703	1.02
0.358	$0.251^{+0.018}_{-0.018}$	$6.923^{+0.020}_{-0.019}$	7.035	1.03
0.265	$0.273^{+0.021}_{-0.019}$	$7.242^{+0.021}_{-0.021}$	7.384	1.01
0.164	$0.301^{+0.023}_{-0.021}$	$7.605^{+0.023}_{-0.023}$	7.787	1.01
0.081	$0.327^{+0.025}_{-0.025}$	$7.916^{+0.024}_{-0.024}$	8.135	1.01
0.000	$0.353^{+0.027}_{-0.026}$	$8.231^{+0.025}_{-0.027}$	8.486	1.01

bien con la teoría lineal por un factor constante que depende de f , la derivada logarítmica del factor de crecimiento lineal.

- (iii) Medimos α y Σ_{nl} para cuatro muestras de halos con distintas densidades numéricas. En todas las muestras se mide un corrimiento típico de $\approx 0.25\%$ en el espacio real, sin evolución con el *redshift*, dentro de las incertezas. Más aún, reportamos un corrimiento constante como función del *bias* de los halos. Debido a las incertezas, las mediciones en el espacio de *redshift* no nos permiten verificar un corrimiento mayor con respecto al del espacio real. El amortiguamiento de la escala acústica para todas las muestras de halos muestran un comportamiento diferente al de la materia oscura. En resumen, vemos que los halos sufren menos amortiguamiento, con una leve dependencia con el *bias*. Un amortiguamiento mayor se mide en el espacio de *redshift*, que se puede explicar bien por las distorsiones en el espacio de *redshift*.

Referencias

- Alam S., et al., 2015, ApJS, 219, 12
 Cole S., et al., 2005, MNRAS, 362, 505
 Dark Energy Survey Collaboration et al., 2016, MNRAS, 460, 1270
 Dawson K. S., et al., 2016, AJ, 151, 44
 de Jong R. S., et al., 2012, Proc. SPIE, 8446, 84460T
 Eisenstein D. J., et al., 2011, AJ, 142, 72
 Eisenstein D. J., et al., 2005, ApJ, 633, 560
 Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
 Laureijs R., et al., 2011, ArXiv e-prints
 Levi M., et al., 2013, ArXiv e-prints
 Lewis A., Challinor A., Lasenby A., 2000, ApJ, 538, 473
 Planck Collaboration et al., 2014, A&A, 571, A16
 Prada F., et al., 2016, MNRAS, 458, 613



Dinámica de cúmulos estelares en la Nube Menor de Magallanes

A.E. Mondino-Llermanos^{1,2,3}, A.E. Piatti^{2,4} & D.D. Carpintero^{5,6}

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

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

³ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina*

⁴ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

⁵ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

⁶ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / amondino@oac.unc.edu.ar

Resumen / La evolución dinámica de los cúmulos estelares en la Nube Menor de Magallanes es actualmente un enigma que merece especial atención. En este trabajo, abordamos esta temática mediante la realización de simulaciones numéricas de sus movimientos orbitales. Con este fin, adoptamos un potencial gravitacional de la galaxia y la distribución de posición–edad–metallicidad actualmente conocida para los cúmulos estelares, y calculamos sus movimientos orbitales hacia atrás en el tiempo, por un período igual a sus edades. Nuestro objetivo es investigar el impacto sobre la distribución espacial de metalicidad al considerar sus posiciones originales en lugar de las actuales.

Abstract / The dynamical evolution of star clusters in the Small Magellanic Cloud is nowadays a conundrum which deserves particular attention. In this work, we address such an issue by performing numerical simulations of their orbital motions. In order to do that, we adopted a gravitational potential for the galaxy and the presently known spatial-age-metallicity distribution, and attained their birthplaces by computing their orbital motions backwards for an interval equals to their ages. We aim at investigating the impact on the metal abundance spatial distribution by considering their original positions instead of the present ones.

Keywords / Magellanic Clouds — galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: star clusters: general

1. Introducción

Las Nubes Menor (NmM) y Mayor (NMM) de Magallanes son las dos galaxias más cercanas a la Vía Láctea (VL); y ambas forman parte del Sistema Magallánico. Este sistema incluye además otras estructuras, que se suponen son producto de la interacción entre ambas, y/o con la VL (Nidever et al., 2010, 2008).

La NmM es la galaxia que hemos elegido para el desarrollo de este trabajo. Las diferentes componentes de esta pueden ser caracterizadas mediante distintos parámetros que somos capaces de estimar observacionalmente, como ser la abundancia metálica, la edad, la posición espacial o la velocidad radial. Muchos autores buscan encontrar relaciones entre estas características, ya que si efectivamente existe correlación entre las propiedades de las componentes de la galaxia tendríamos una idea más cabal de esta y su historia evolutiva. En este punto, nos preguntamos si las disposiciones de estas propiedades pueden modificarse a lo largo de la evolución de la galaxia.

El presente trabajo tiene como objetivo estudiar la evolución de las distribuciones espaciales de metalicidad de los cúmulos estelares de la NmM. Para ello se busca reconstruir las órbitas de estos objetos mediante simulaciones computacionales hacia atrás en el tiempo, hasta el momento de su formación, a fin de poder exponer la

disposición de las características en distintas etapas de la evolución de la galaxia.

Debido al desconocimiento hasta la fecha de información relevante para el objetivo propuesto, como ser el movimiento propio de los cúmulos, en primera instancia se confeccionará un catálogo de cúmulos sintéticos que reflejen las propiedades observadas de estos en la NmM.

En las Sec. 2. se describe la creación del catálogo sintético de cúmulos estelares de la NmM, cuyas posiciones, edades y metalicidades se corresponden con las distribuciones de estas propiedades obtenidas observacionalmente. Este conjunto de cúmulos evolucionará en un escenario que contempla su interacción con galaxias, cuyos modelos se detallan en la Sec. 3.. El código empleado para integrar las ecuaciones de movimiento hacia atrás en el tiempo y los resultados se describen en la Sec. 4.. Conclusión: Sec. 5..

2. Catálogo sintético de cúmulos

El tamaño de los cúmulos es mucho menor al radio de la NmM por lo que en este trabajo son considerados objetos puntuales con masa. La muestra sintética de cúmulos contiene 619 objetos, lo cual se corresponde con el número de cúmulos actualmente conocidos (Piatti, 2011). Las masas de todos ellos, se consideran a primer orden la misma y con un valor igual a $10^5 M_{\odot}$.

Para asignar las posiciones de nuestros objetos en el plano del cielo se tomó como muestra representativa el catálogo de Bica et al. (2008, en adelante B08), y se empleó un marco de referencia elíptico (Piatti, 2011) con el fin de reflejar más cabalmente el achatamiento de la galaxia. En este marco, a es el semieje mayor de una elipse centrada en el centro de la NmM, cuyas coordenadas en el plano del cielo son $AR = 00^h 52^m 45^s$, $DEC = -72^\circ 49' 43''$ (J2000) (Crowl et al., 2001) y el ángulo de posición del eje principal de la galaxia es de 36° . Se construyó la distribución de probabilidades de a a partir del catálogo B08 desafiada de posibles dependencias con el tamaño del intervalo (Piatti & Bica, 2012).

Previamente a asignar los valores de a a cada cúmulo de la muestra, empleamos un listado de 60 cúmulos reales de la NmM catalogados y con edades $\geq 10^9$ años, estudiados por distintos autores (Piatti 2011 y referencias allí). Este conjunto es prácticamente la muestra completa de cúmulos reales de esta galaxia pertenecientes a este rango de edades. Es por ello que suponemos que dentro del total de 564 cúmulos estudiados (B08), solo 60 pertenecen a este rango de edades infiriendo que en nuestra muestra sintética de 619 cúmulos debe haber 64 con edades $\geq 10^9$ años, subconjunto al cual denominaremos grupo A. Por su parte, los cúmulos con edades $< 10^9$ años pertenecerán al subconjunto B. Con el fin de encontrar la distribución espacial en el plano del cielo del subconjunto de cúmulos A, se contruyó una distribución de probabilidades de valores de a a partir de los valores reales obtenidos para la lista de 60 cúmulos.

Se genera entonces un valor de a para cada cúmulo de manera que aquellos pertenecientes al conjunto A, sigan su propia distribución y que el conjunto completo de cúmulos siga la distribución obtenida de B08.

Para asignar unívocamente una posición en el plano del cielo, a cada cúmulo de nuestra muestra se le asigna un valor aleatorio uniforme entre 0 y 2π que será el valor del ángulo medido desde el centro de la elipse, que forma el radio vector del objeto y el semieje mayor de la elipse.

Basados en trabajos previos, suponemos que la distribución espacial de la población de cúmulos puede considerarse triaxial con sus tres ejes DEC., AR. y L.O.S. siguiendo una razón 1: 2: 4 (Crowl et al., 2001). Empleando estas razones axiales y los valores de a obtenidos, asignamos la posición de los cúmulos en la línea de la visual. Para cada punto en el plano del cielo, existe un conjunto de elipsoides a los que se puede corresponder. Es por ello, que el valor de la posición relativa en la línea de la visual se genera en el rango de valores posibles para cada objeto y siguiendo la distribución espacial obtenida por Piatti & Bica (2012). Si bien esta distribución tiene como variable al a de la elipse que contiene al objeto en cuestión, supondremos que a lo largo de la línea de la visual, los objetos se distribuyen de igual manera y equitativamente por delante y por detrás de la posición del centro de la NmM.

Para asignar las edades a los objetos del catálogo, estas se generaron a partir de las funciones de distribución detalladas a continuación:

- Conjunto A: A partir de la información de la muestra representativa para este grupo, se construyeron

las funciones distribución de las distintas edades (en unidades de 10^9 años) para diferentes intervalos de semiejes mayores.

- Conjunto B: Se empleó la distribución obtenida en el trabajo de Glatt et al. (2010).

Para asignar las metalicidades a los cúmulos de nuestra muestra se tuvo en cuenta el trabajo de Piatti & Geisler (2013)*. De este se puede concluir que las relaciones edad-metalicidad (REM) representativas de las estrellas de campo y de los cúmulos de la NmM son similares hasta 10^{10} años atrás. Por esta razón empleamos la REM de las estrellas de campo para asignar valores de metalicidad a los cúmulos del conjunto A en función de las edades obtenidas previamente. Los valores son distribuidos de forma normal alrededor del valor central de metalicidad para cada una de las edades.

En cuanto a la metalicidad que se le asignó a cada cúmulo del conjunto B, generamos un valor de una distribución normal con valor medio igual a -0.7 que fue extrapolado de los valores del gráfico en el rango de edades del conjunto.

Las velocidades de los cúmulos se asignaron de manera aleatoria en el rango de valores posibles para que se encuentren ligados al potencial gravitacional de la galaxia descrito en la Sec. 3.

3. Modelos de potencial galáctico

Para reproducir los movimientos orbitales de los cúmulos debemos conocer los potenciales gravitatorios de las galaxias involucradas en la simulación. Para las distintas componentes de estas, se emplearon potenciales suavizados.

En este trabajo se tiene en cuenta para el potencial de la VL, su halo de materia oscura, bulbo y disco estelar, mientras que para la NmM sólo su halo de materia oscura y para la NmM su halo de materia oscura y disco estelar. Todos los halos de materia oscura en este trabajo son modelados por el perfil de Hernquist (1990), al igual que el bulbo de la VL. Para describir los discos galácticos, se emplea el modelo de Miyamoto & Nagai (1975). Los parámetros empleados para los distintos potenciales externos al sistema de cúmulos, fueron obtenidos de Besla et al. (2012).

Con el fin de analizar un modelo más realista, se tienen en cuenta los efectos de fricción dinámica.

4. Simulaciones de N-cuerpos y resultados

Las simulaciones se realizaron empleando el código *N*-cuerpos con algoritmo de árbol desarrollado por Carpintero et al. (2013). Se estudia la evolución de un total de 4 escenarios distintos, cada uno con diferentes modelos del sistema y parámetros iniciales. En todos los casos se simula un total de 9×10^9 años. Los dos primeros escenarios solo tienen en cuenta en el sistema a la NmM aislada. El potencial no puntual de esta es el debido al halo de materia oscura (modelo 1) y también al del disco estelar (modelo 2). Por su parte, los últimos

*Ver figura 6 de dicho trabajo.

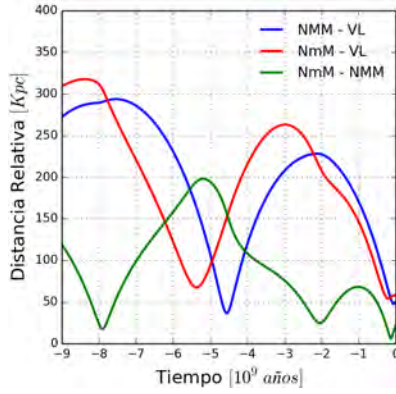


Figura 1: En rojo y azul: Radio de las órbitas de las Nubes de Magallanes respecto a la VL. En verde: Radio de las órbitas de la NmM respecto a la NMM.

dos escenarios contemplan a las tres galaxias, en mutua interacción gravitacional.

Nuestra simulación arroja como resultado de los modelos y aproximaciones empleados, que tanto NMM como NmM están en su segundo acercamiento a la VL. En la Fig. 1 se observa cómo la evolución temporal de sus distancias relativas a esta última posee dos mínimos, es decir, acercamientos. Es posible vincular las edades correspondientes al primer acercamiento de la NmM con violentos procesos de formación estelar evidenciados observacionalmente (Piatti, 2011).

Al analizar la evolución temporal de la distancia relativa de la NmM respecto de la NMM, encontramos que las galaxias están apartándose de su tercer acercamiento (ver Fig. 1). Nuevamente se podrían vincular los acercamientos con resultados observacionales (Piatti, 2011; Tsujimoto & Bekki, 2009).

4.1. Paleogradiente de metalicidades

Teniendo en cuenta el paleogradiente actual para nuestra muestra sintética de 619 cúmulos, se procede a comparar con los resultados de los diferentes escenarios simulados.

Modelos de la galaxia aislada (ver Fig. 2(a)):

- El sistema de cúmulos en su conjunto ha experimentado una contracción en su distribución alrededor del centro de la galaxia.
- Dependiendo del modelo, la contracción resulta diferencial en función de la edad.

Modelos de la simulación completa (ver Fig. 2(b)):

- El sistema de cúmulos en su conjunto ha experimentado una expansión en su distribución alrededor del centro de la galaxia.
- La expansión no es independiente de la edad.

Todos los modelos:

- No se evidencian gradientes de metalicidad para los subconjuntos de cúmulos de igual edad.
- No se encuentra una diferencia notoria del resultado al agregar al potencial de la NmM su componente de disco estelar y de gas.

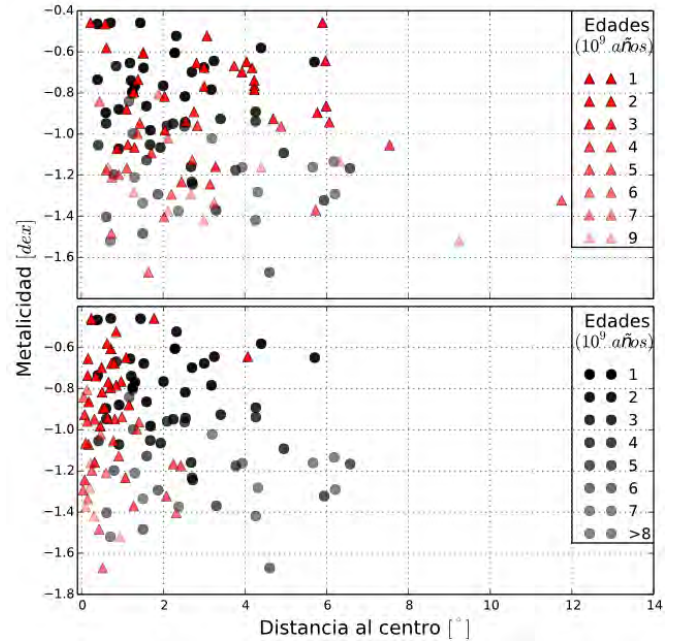


Figura 2: Relación metalicidad-distancia de los cúmulos al centro de la NmM, al momento de su nacimiento (rojo) y actual (negro), en el escenario de (a: arriba) la NmM aislada, (b: abajo) la NmM en interacción con la NMM y la VL. El potencial gravitatorio de la NmM está dado por su halo de materia oscura y por su disco estelar. La escala de colores denota la edad de cada cúmulo.

5. Conclusiones

Los resultados preliminares parecieran indicar que la relación metalicidad-posición de la población de cúmulos de la NmM ha evolucionado a lo largo del tiempo, distando en gran medida de la que se encontraba al momento de formación de las diferentes subpoblaciones de cúmulos.

Referencias

- Besla G., et al., 2012, MNRAS, 421, 2109
 Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
 Carpintero D. D., Gómez F. A., Piatti A. E., 2013, MNRAS, 435, L63
 Crowl H. H., et al., 2001, AJ, 122, 220
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Hernquist L., 1990, ApJ, 356, 359
 Miyamoto M., Nagai R., 1975, Pub. Astron. Soc. Jap., 27, 533
 Nidever D. L., Majewski S. R., Butler Burton W., 2008, ApJ, 679, 432
 Nidever D. L., et al., 2010, ApJ, 723, 1618
 Piatti A. E., 2011, MNRAS, 418, L69
 Piatti A. E., Bica E., 2012, MNRAS, 425, 3085
 Piatti A. E., Geisler D., 2013, AJ, 145, 17
 Tsujimoto T., Bekki K., 2009, ApJL, 700, L69



The Multi-SAG project: filling the MultiDark simulations with semi-analytic galaxies

C.A. Vega-Martínez¹, S.A. Cora^{1,2}, N.D. Padilla^{3,4}, A.M. Muñoz Arancibia³, A.A. Orsi^{3,5}
& A.N. Ruiz^{6,7}

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

³ *Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile*

⁴ *Centro de Astro-Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile*

⁵ *Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón, Teruel, España*

⁶ *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

⁷ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Contact / cnvega@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El modelo semianalítico SAG es un código de formación y evolución de galaxias, el cual es aplicado sobre catálogos de halos y árboles de fusión extraídos de simulaciones cosmológicas de materia oscura de N -cuerpos. Esta contribución describe el proyecto consistente en la construcción de un catálogo de galaxias simuladas, mediante la adaptación y aplicación del modelo SAG en dos simulaciones públicas de materia oscura del proyecto español *MultiDark*. Estas simulaciones tienen 3840³ partículas cada una, en cajas de 1000 h^{-1} Mpc y 400 h^{-1} Mpc de lado respectivamente, y con los parámetros cosmológicos de *Planck*. Cubren un amplio rango de masas y tienen resoluciones de masa de halos de $\sim 10^8 - 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, de modo que cada simulación es capaz de producir más de 150 millones de galaxias simuladas. Una descripción detallada del método utilizado es explicado aquí, así como también se muestran los primeros resultados estadísticos.

Abstract / The semi-analytical model SAG is a code of galaxy formation and evolution which is applied to halo catalogs and merger trees extracted from cosmological N -body simulations of dark matter. This contribution describes the project of constructing a catalog of simulated galaxies by adapting and applying the model SAG over two dark matter simulations of the spanish *MultiDark Project* publicly available. Those simulations have 3840³ particles, each, in boxes with sizes of 1000 h^{-1} Mpc and 400 h^{-1} Mpc respectively with *Planck* cosmological parameters. They cover a large range of masses and have halo mass resolutions of $\sim 10^8 - 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, therefore each simulation is able to produce more than 150 millions of simulated galaxies. A detailed description of the method is explained, and the first statistical results are shown.

Keywords / galaxies: general — methods: numerical — catalogs

1. Introduction

During the past decades astronomical surveys have acquired vast amounts of data from spectroscopic and photometric observations of galaxies. This has led to a more complete understanding of the field of galaxy formation and evolution. Furthermore, in the dawn of the Large Synoptic Survey Telescope (LSST) the amount of data is expected to increase exponentially due to ongoing and planned surveys (see Madau & Dickinson, 2014, for a recent review).

At the largest scales the standard model of cosmology with a Λ CDM paradigm can give us a good understanding of the observations, in which the structures are governed by the dark matter and are formed via hierarchical accretion through the cosmic time (Mo et al., 2010). However, at smaller spatial scales the baryonic interactions of the astrophysical processes drive galactic evolution in a complicated way. In this sense, numerical simulations take on a fundamental role in the modeling of the interactions that govern galactic evolution (a complete review can be found in Benson, 2010). This

numerical approach for constructing theories must be able to produce a quantity of data large enough to be compared with the data being collected in the present and future, in order to test precisely our knowledge of cosmology and galaxy evolution. Moreover, the numerical approach also serves to make testable predictions on large observational data sets.

It is in this context that we present an ongoing project that consist in the creation of a mock catalog of galaxies by adapting and applying the semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG into two dark matter simulations of the Spanish MultiDark Project, with the aim of publishing the resulting galaxies as catalogs freely available and queryable via the International Virtual Observatory standard protocols.

2. The method

In this project we are creating populations of galaxies by using a semi-analytic model of galaxy formation

and evolution. These kind of codes are usually applied to halo catalogs at different redshifts with their corresponding merger trees. These can be extracted from cosmological N -body simulations or they can be generated by Monte Carlo methods (see Baugh, 2006, for a detailed review on the topic).

The halo catalogs considered here were obtained from a couple of the MultiDark simulations, which are among the set of publicly available simulations with highest particle resolution. However, we note that although the particles and halo lists of these simulations are available in the public databases, the merger trees and certain properties of the halos needed in the galactic calculation were supplied privately for this project.

The common strategy used to find dark matter halos in simulations is to analyze particles with dedicated codes. This is done by searching for overdensities of particles at each simulation snapshot corresponding to different redshifts. Additionally, the evolution of these halos is established by constructing a merger tree, linking the halos with their corresponding progenitors according to their shared particles in consecutive snapshots. Thereby both catalogs of halos and merger trees are the necessary input information, for the SAG code, to follow the formation of the galaxies within halos to trace the galactic evolution according to changes of the halo properties through cosmic time.

A more detailed description of the simulations and the semi-analytic code can be found in the following sections.

3. The simulations

Two simulations of the MultiDark collaboration (Klypin et al., 2014) are considered here. These correspond to the MultiDark PLanck-2 (MDPL2) and the Small MultiDark PLanck (SMDPL) simulations, preserving the names given by their authors. Each one of them consists in a box filled with 3840^3 collisionless particles of dark matter only, evolved with the GADGET-2 code (Springel, Springel) following a cosmological N -body treatment starting at a high redshift. Both simulations are characterized by a *Planck* cosmology, with a Hubble parameter, dark energy density, matter density and baryon density of $h = 0.6777$, $\Omega_\Lambda = 0.692885$, $\Omega_m = 0.307115$ and $\Omega_b = 0.048206$, respectively. Specific details are listed in the Table 1. We also refer the reader to visit the official database website* for additional information about these simulations and others available.

The simulations were processed with the ROCKSTAR halo finder (Behroozi et al., 2013) to extract the halo catalogs, and then with the CONSISTENTTREES code, which is a pipeline of the halo finder for constructing merger trees.

4. The SAG model

The semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG (Cora, 2006; Lagos et al., 2008; Tecce et al., 2010; Padilla et al., 2014), has been modified for this

Table 1: Properties of the MultiDark simulations considered for this project.

Name	N_{DM}	Box size	Mass resolution
MDPL2	3840^3	1 Gpc/ h	$1.51 \times 10^9 M_\odot/h$
SMDPL	3840^3	400 Mpc/ h	$9.63 \times 10^7 M_\odot/h$

project. This code is originally based on the Munich semi-analytic model (Springel, White, Tormen & Kauffmann, Springel et al.). It was refined to include: a more thorough treatment of the chemical enrichment (Cora, 2006), feedback from active galactic nuclei (Lagos et al., 2008), a detailed evolution of the scale radius of the discs (Tecce et al., 2010) and the effects of angular momentum changes produced during galactic mergers (Padilla et al., 2014). The code populates the halos with galaxies and trace their evolution through the cosmic time, following the delicate interactions of the different baryonic components of the galaxies, including also the radiative cooling of the hot gas, star formation, energetic feedback of supernovae, galactic mergers and discs instabilities. The model is capable of working with different stellar initial mass functions (IMF), for example a top-heavy integrated galactic IMF (Gargiulo et al., 2015), and it can calculate detailed spectral energy distributions of galaxies including a set of emission lines (Orsi et al., 2014). The latest version of the model can also consider the environmental effects like ram-pressure and tidal stripping of both dark matter halos and galaxies within clusters, as well as analytic integration of the orbits of the orphan galaxies which have lost their host dark matter halo (Cora et al., in prep.).

The free model parameters related to efficiencies are tuned by using the Particle Swarm Optimization (PSO) algorithm (Ruiz et al., 2015) with the aim of reproducing observed galaxy properties such as: the stellar mass function, black hole–bulge relation, etc. Due the large computational time this process demands, the tuning is made only over a reduced sample of the simulation. The sample is chosen by splitting the last snapshot of the simulation ($z = 0$) into a high number of boxes with equal volume, and selecting one using the halo mass function as a constraint to best match the obtained with the whole snapshot.

Three aspects were implemented in the SAG code for this project: i) compatibility for reading the format of the catalogs as they were supplied, including the conversion of properties and ordering of the halos, ii) reformulation of the calculation flow inside the code for adding the capability to distribute the whole workload, and iii) performance improvements reducing the number of instructions and routine calls according to code profiling, and also multi-threading parallelization. These last two changes were necessary to process the huge amount of data of these simulations, otherwise it became impossible to complete the calculation using sequential runs. The initial benchmarks test for the maximum number of merger trees that this new version of SAG is able to process are presented in the next section.

*<https://www.cosmosim.org>

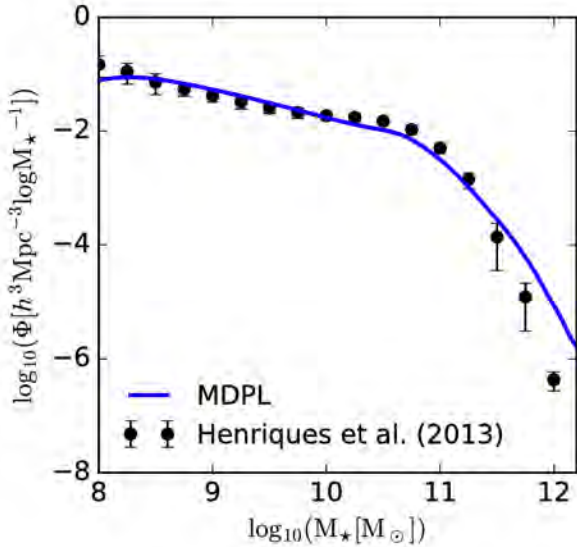


Figure 1: Resulting stellar mass function at $z = 0$ of the first run of the semi-analytic code SAG in the MDPL2 simulation.

5. First results

A first calibration of the parameters of the modeling and its corresponding run of the SAG code was already completed for the MDPL2 simulation. The simulation was divided in 9^3 sub-boxes, and the one with the halo mass function more similar as that obtained with the full box was selected to calibrate the parameters of the model with the PSO technique.

For this first run, we tested a model with a lighter version of the physics in the code by disabling the environmental effects and using a more simple treatment for the disc instabilities, disabling how changes in angular momentum affects discs evolution. We also requested only one output redshift of the galaxy population ($z = 0$). This minimal configuration of a full run needed around 2200 CPU hours to be completed, so the performance improvements were crucial for the completion of the project. According to this benchmark, a run of the full-physics model for twenty output redshifts of the galaxy population should require around 100 000 CPU hours of calculation (equivalent to 7.5 days using 512 cores simultaneously).

According to this run, each simulation can produce more than 150 millions galaxies at $z = 0$, duplicating the number of halos found in the simulation at that redshift. The stellar mass function of the first run is shown in the Fig. 1 and is compared with the data presented in Henriques et al. (2013). As can be observed in the figure, although the run only considers an incomplete version of the baryonic treatment studied with the SAG model, the mass distribution of the galaxy population is well behaved, showing that our calibration method and the resulting galaxies can be useful for constructing public multipurpose mock catalogs (see, e.g., Muñoz Arancibia et al., 2015) open to the broad community.

All these calculations are being computed in the Geryon2 computational resource at the Centre

for Astro-Engineering of the Pontificia Universidad Católica de Chile. This cluster consists of 15 CPUs Xeon E7 of 40 cores each one, sharing a total of 4 TB of memory and with an infiniband connection.

Acknowledgements: We thank the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) for the complete funding for this project, and the Centre for Astro-Engineering of the Pontificia Universidad Católica de Chile for the computational resources provided to complete the calculations involved in the project.

References

- Baugh C. M., 2006, Reports Prog. Phys., 69, 3101
 Behroozi P. S., Wechsler R. H., Wu H.-Y., 2013, ApJ, 762, 109
 Benson A. J., 2010, Phys. Rep., 495, 33
 Cora S. A., 2006, MNRAS, 368, 1540
 Gargiulo I. D., et al., 2015, MNRAS, 446, 3820
 Henriques B., et al., 2013, MNRAS, 431, 3373
 Klypin A., et al., 2014, ArXiv e-prints
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
 Madau P., Dickinson M., 2014, ARAA, 52, 415
 Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010, Galaxy Formation and Evolution
 Muñoz Arancibia A. M., et al., 2015, MNRAS, 446, 2291
 Orsi A., et al., 2014, MNRAS, 443, 799
 Padilla N. D., et al., 2014, MNRAS, 443, 2801
 Ruiz A. N., et al., 2015, ApJ, 801, 139
 Springel V., , MNRAS
 Springel V., et al., MNRAS
 Tecce T. E., et al., 2010, MNRAS, 408, 2008



The flow of baryons: the origin of metal absorption systems at $z > 3$

C.G. Díaz^{1,2}, E.V. Ryan-Weber², J.D. Cooke², N.H. Crighton², R.J. Díaz^{1,3}

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

² *Centre for Astrophysics and Supercomputing, Swinburne University of Technology, Melbourne, Australia*

³ *Gemini Observatory, La Serena, Chile*

Contact / gdiaz@icate-conicet.gob.ar

Resumen / El enriquecimiento químico del Universo se refiere a la acumulación cósmica de elementos químicos producidos por las estrellas (metales) que los dispersan al medio interestelar durante su vida y su muerte. El material enriquecido puede alcanzar distancias intergalácticas ayudado por vientos de escala galáctica y, eventualmente, puede fluir nuevamente hacia una galaxia. Estos metales son ingredientes cruciales para la formación estelar porque proveen un mecanismo de enfriamiento para el gas. Por lo tanto, entender el flujo de bariones hacia y desde las galaxias es fundamental para la formación y evolución de las galaxias. Nuestro trabajo apunta a probar el origen de sistemas de metales en absorción en el espectro de cuásares de fondo, a través del estudio del ambiente de dichos sistemas y de las galaxias que los producen. En particular, buscamos galaxias cercanas a sistemas con carbono triplemente ionizado (C IV) con un corrimiento al rojo $z > 3$. En esta contribución, presentamos resultados recientes que sugieren que el mecanismo de dispersión de metales pudo haber sido más eficiente a $z \sim 6$ que a $z \leq 3$. Discutimos las limitaciones de este resultado y presentamos el estado actual de nuestra búsqueda del origen de sistemas de C IV en absorción.

Abstract / The chemical enrichment of the Universe refers to the cosmic build-up of chemical elements produced by stars (metals) that disperse them to the interstellar medium during their life and dead. The enriched material can reach intergalactic distances helped by galactic-scale winds and, eventually, can flow back to a galaxy. These metals are crucial ingredients for star formation because they provide a cooling mechanism for the gas. Therefore, understanding the flow of baryons to and from galaxies is fundamental for galaxy formation and evolution. Our work aims at testing the origin of metal absorption systems in the spectra of background quasars, by studying the environment of these absorption systems and the galaxies that produce them. In particular, we search for galaxies near triply-ionized carbon (C IV) systems at redshift > 3 . In this contribution, we present recent results that suggest that the mechanisms of dispersal of metals could have been more efficient at $z \sim 6$ than at $z < 3$. We discuss the limitations of the result and present the current status of our search for the origin of C IV absorption systems.

Keywords / galaxies: high-redshift — intergalactic medium — galaxies: ISM

1. Introduction

The chemical elements produced by stellar nucleosynthesis (metals from now on) return to the interstellar medium (ISM) by several mechanisms: supernovae explosions, planetary nebulae, gamma ray burst, etc. This enriched ISM will eventually form new stars, but a large fraction can be driven out of the host galaxy by radiative and mechanical feedback from young stars and supernovae in star forming regions (e.g. Shen et al., 2013; Heckman et al., 2015; Christensen et al., 2015). The result is an outflow of gas chemically enriched by previous generations of stars, which can pollute the circum-galactic medium (CGM) and potentially reach intergalactic distances (e.g. Aguirre et al., 2001; Oppenheimer et al., 2009; Cen & Chisari, 2011; Pallottini et al., 2014). Regardless of the reach of the outflow, this gas will eventually flow back into some galaxy (maybe not the original galaxy) and get mixed with the inflowing pristine intergalactic medium (IGM) gas that fuels star formation (Dekel et al., 2009; Crighton et al., 2013;

Woods et al., 2014). Once in the ISM, these baryons form new stars and the cycle starts again. Therefore, galaxy feedback plays a central role in the flow of baryons to and from a galaxy, which drives galaxy evolution.

Observations have shown that outflows are widespread among high- z galaxies and influence almost all galaxies (Heckman et al., 2000; Shapley et al., 2003; Martin, 2005; Steidel et al., 2010; Jones et al., 2012; Chisholm et al., 2015). The result is that large quantities of gas which could have formed stars has instead been removed from the ISM.

One way to study the gas around galaxies is by means of metal absorption systems detected in the spectra of background quasi-stellar objects (QSOs, e.g. Bouché et al., 2012; Borthakur et al., 2013; Turner et al., 2014; Crighton et al., 2015). The technique is based on the fact that the light from a high- z object travels across the Universe and intercepts different types of structures in its path to our telescopes. Gas clouds that have metals on them (C IV, Si IV, Mg II, etc.) will

produce absorption lines in the spectrum of the background source. In particular, the triply ionized carbon (C IV), which is a commonly observed transition can be observed up to $z \sim 6$ using optical and near-infrared available today (Pettini et al., 2003; Ryan-Weber et al., 2009; Becker et al., 2009; Simcoe et al., 2011; D’Odorico et al., 2013). Fig. 1 shows the C IV comoving mass density $\Omega_{\text{C IV}}$, which is a global measure of the outflow material. The decrease of $\Omega_{\text{C IV}}$ towards higher redshift suggest that metals accumulate over time. However, the evolution of the ionization state of the absorbing gas will also affect the amount of carbon detected as C IV.

D’Odorico et al. (2013) compared the column density ratios of C IV, Si IV and C II at $z = 3$ and 5.7 with predictions from cloudy photo-ionization models (Ferland et al., 1998) and concluded that, at $z \sim 5-6$, C IV is a good tracer of low density IGM gas ($\delta \sim 10$), while C IV at $z \sim 3$ is consistent with gas in denser environments ($\delta \sim 100$). Cosmological simulations support this picture where C IV at $z \sim 5-6$ is a good indicator of metals in the IGM and not in galaxies (Oppenheimer et al., 2009; Pallottini et al., 2014), whereas, at $z \sim 3$, C IV is preferentially found in denser CGM gas in galaxies hosting outflows. These predictions, however, need to be tested observationally. Therefore, observations that probe the origin of C IV systems across cosmic time have important implications for models of feedback at high- z and the enrichment of the Universe.

2. Observations at $z < 2$

At $z = 2-3$, C IV systems are found near Lyman break galaxies (LBGs, Steidel et al., 1996). Steidel et al. (2010) showed that the absorption line strengths of both high and low-ionization lines decline steeply between 70–90 kpc of transverse distance from LBGs at $z \sim 2.3$. In agreement with Steidel’s results, Turner et al. (2014) extended the relation between the impact parameter (b) and the C IV column density ($N_{\text{C IV}}$) for systems at $2 < z < 3$ to larger b , and demonstrated that C IV can reach intergalactic distances (e.g. $\sim 0.1-1$ physical Mpc).

Our approach has been to search for galaxies around already identified metal absorption systems (Díaz et al., 2011, 2014, 2015). Our group has analysed the highest redshift bin of Fig. 1 and reported the unique example known at high redshift, a Lyman- α emitter (LAE)–C IV system at $z = 5.724$ with an impact parameter $b \sim 213$ physical kpc (Díaz et al., 2015). This LAE is the closest confirmed galaxy to the strongest C IV system ($\log(N_{\text{C IV}} = 14.2 \text{ cm}^{-2})$) at $z > 4.7$ and does not fit the b versus $N_{\text{C IV}}$ relation at $2 < z < 3$, suggesting that outflows could be more intense and extended at $z = 5.7$ than at $z = 2-3$, and/or that the ionization condition of gas in galaxies’ outskirts evolves with redshift, making C IV observable at different distances from the host galaxy. Alternatively, it could result from the outflow of a dwarf satellite galaxy, fainter than current observational limits.

In summary, it is possible that C IV systems at $z = 2-3$ and $z \sim 5.7$ trace different environments on large and small scales. This lead us to new questions to

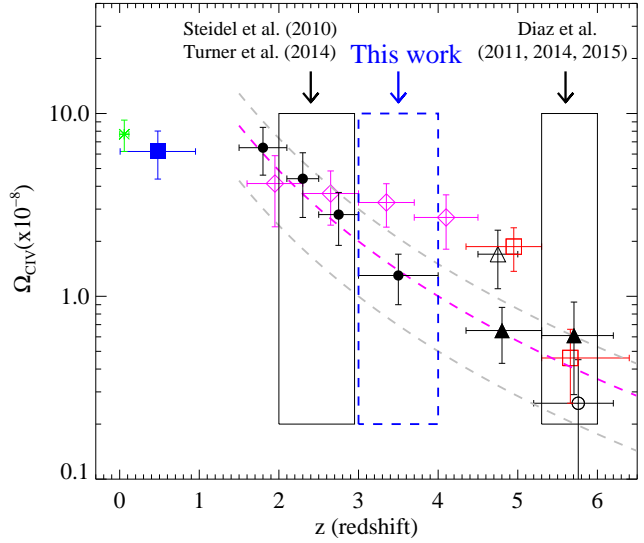


Figure 1: Evolution of $\Omega_{\text{C IV}}$ with redshift. Increasing with redshift, the data points are from: Danforth & Shull (2008, asterisk), Cooksey et al. (2010, solid square), D’Odorico et al. (2010, solid circles), Boksenberg & Sargent (2015, open diamonds), Pettini et al. (2003, open triangle), D’Odorico et al. (2013, solid triangles), Simcoe et al. (2011, open squares), Ryan-Weber et al. (2009, open circle).

be answered. Are outflows more efficient at higher redshift? How important is the contribution of dwarf galaxies (satellites and progenitors) to the chemical enrichment of the CGM and the IGM? How much C IV is truly intergalactic? The answers have been explored with analytical and numerical models and statistical studies of absorption system properties. However, there are no systematic observational studies of galaxies around C IV systems at redshift $z > 3$ to provide a direct answer to these questions. As indicated in Fig. 1, this is the gap that we aim to fill. The next section describes the current status of our work.

3. The origin of C IV

We have started an observational program using the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) in the Gemini South Telescope, to study the role of galaxies in the evolution of the IGM in the $z > 3$ Universe. Observational time has been awarded to obtain imaging data in the u' and r' photometric bands (Fig. 2), centred on QSO B0055–269 (RA = $00^{\text{h}} 57^{\text{m}} 58.00^{\text{s}}$, DEC = $-26^{\circ} 43' 14.9''$). The purpose is to identify the galaxies responsible for 10 C IV systems between $z \sim 2.7$ and $z \sim 3.5$ in the QSO’s line-of-sight.

Using broad-band colour selection techniques, all galaxy candidates with $r' > 22$ mag within one physical Mpc (2.1 arcmin) from the QSO line-of-sight will be identified. These galaxy candidates will be followed-up with future GMOS and Flamings-2 spectroscopy (Fig. 2) for a detailed analysis of their properties: systemic redshift, metallicity, star-formation rate (SFR), outflow speed and ionization parameter.

Following this line, we have started a pi-

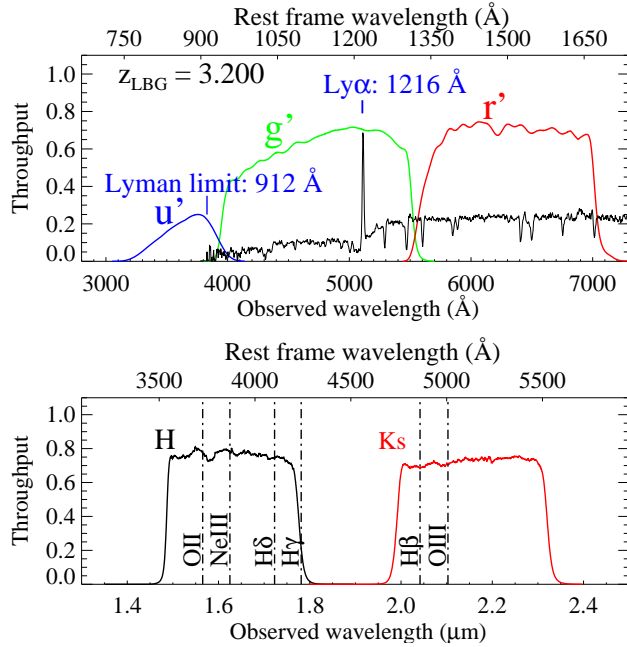


Figure 2: Top: Transmission of GMOS filters u_G0308 , g_G0301 and r_G0303 , for an airmass = 1.2 and the quantum efficiency of the Hamamatsu detector. These filters cover the rest-frame Lyman limit, the Lyman- α forest and the non-ionizing UV ($\lambda_{\text{rest}} \sim 1500 \text{ \AA}$), respectively, of galaxies from $z \sim 2.7$ to $z \sim 3.5$. A composite LBG spectrum (black line) from Shapley et al. (2003) at $z = 3.19$ shows that these filters can be used to identify the “Lyman break” at $\lambda_{\text{rest}} = 912 \text{ \AA}$. Bottom: Throughput of filters H and K_s from Flamingos-2. The vertical lines indicate the wavelengths of rest-frame optical emission lines of [O II], [O III], $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ and [Ne III] for a $z = 3.2$ galaxy.

lot spectroscopic study using Flamingos-2, to measure the rest-frame optical nebular emission lines of two $z_{\text{spec}} \sim 2.3$ galaxies in the field of the background QSO PC0058+0215 (RA = $01^{\text{h}} 00^{\text{m}} 58.4^{\text{s}}$, DEC = $+02^{\circ} 31' 32.0''$, $z_{\text{em}} = 2.868$). Each target have a CIV absorption system within 200 physical kpc, detected in the spectrum of the QSO. However, the two galaxies are notably different. J010058.99+023131.4 ($z \sim 2.24$) is a $r = 24.34$ mag LBG with Ly α in absorption and emission, and has an impact parameter of 76 physical kpc from a strong absorption system. J010057.06+023139.5 ($z \sim 2.33$) is one magnitude fainter ($r = 25.21$ mag), presents a very obvious Ly α emission and it lies at 179 physical kpc from an absorption system. Therefore, these galaxy-absorption system pairs offer the perfect opportunity to study two different scenarios simultaneously, since both galaxies can be observed using one single long-slit. Although two galaxies may seem a small sample, their discovery is the result of a significant observational campaign on 8 m+ class telescopes (~ 3 hours of imaging and ~ 3 hours of optical spectroscopy).

Spectroscopic observations with Flamingos-2 in the H-band have been completed recently and the data are been reduced. We aim to detect [O III] and $H\beta$ to determine the systemic redshift of the galaxies. Future

observations in the J and K_s bands will be necessary to measure metallicities, ionization parameter, and SFR ($H\alpha$). We will combine these measurements with other global properties from rest-frame UV spectroscopy and photometry (in hand), to provide a comprehensive view of the physical processes that connect the CGM with the ISM.

Finally, we plan to expand this program to six other QSO fields to search for galaxies around $z > 3$ CIV systems and conduct follow-up spectroscopy with Flamingos-2. In the future we will use K -band photometry to reduce the contamination fraction and to estimate stellar mass from stellar population synthesis models that fit to the photometry. This program is the first step to close the gap in redshift between previous studies by searching for galaxies associated with CIV systems at $z > 3$.

Acknowledgements: C.G.D. acknowledges the support of the Fundación para el Avance de la Ciencia Astronómica (FUPACA) E.R.W. acknowledges the support of Australian Research Council grant DP1095600.

References

- Aguirre A., et al., 2001, ApJ, 561, 521
 Becker G. D., Rauch M., Sargent W. L. W., 2009, ApJ, 698, 1010
 Boksenberg A., Sargent W. L. W., 2015, ApJS, 218, 7
 Borthakur S., et al., 2013, ApJ, 768, 18
 Bouché N., et al., 2012, MNRAS, 426, 801
 Cen R., Chisari N. E., 2011, ApJ, 731, 11
 Chisholm J., et al., 2015, ApJ, 811, 149
 Christensen C. R., et al., 2015, ArXiv e-prints
 Cooksey K. L., et al., 2010, ApJ, 708, 868
 Crighton N. H. M., Hennawi J. F., Prochaska J. X., 2013, ApJL, 776, L18
 Crighton N. H. M., et al., 2015, MNRAS, 446, 18
 Danforth C. W., Shull J. M., 2008, ApJ, 679, 194
 Dekel A., et al., 2009, Nature, 457, 451
 Díaz C. G., et al., 2014, MNRAS, 442, 946
 Díaz C. G., et al., 2015, MNRAS, 448, 1240
 Díaz C. G., et al., 2011, MNRAS, 418, 820
 D’Odorico V., et al., 2010, MNRAS, 401, 2715
 D’Odorico V., et al., 2013, MNRAS, 435, 1198
 Ferland G. J., et al., 1998, PASP, 110, 761
 Heckman T. M., et al., 2015, ApJ, 809, 147
 Heckman T. M., et al., 2000, ApJS, 129, 493
 Jones T., Stark D. P., Ellis R. S., 2012, ApJ, 751, 51
 Martin C. L., 2005, ApJ, 621, 227
 Oppenheimer B. D., Davé R., Finlator K., 2009, MNRAS, 396, 729
 Pallottini A., et al., 2014, MNRAS, 440, 2498
 Pettini M., et al., 2003, ApJ, 594, 695
 Ryan-Weber E. V., et al., 2009, MNRAS, 395, 1476
 Shapley A. E., et al., 2003, ApJ, 588, 65
 Shen S., et al., 2013, ApJ, 765, 89
 Simcoe R. A., et al., 2011, ApJ, 743, 21
 Steidel C. C., et al., 2010, ApJ, 717, 289
 Steidel C. C., et al., 1996, ApJL, 462, L17
 Turner M. L., et al., 2014, MNRAS, 445, 794
 Woods R. M., et al., 2014, MNRAS, 442, 732



Tracking the chemical history of the Universe: the density of C IV at $z \sim 6$

C.G. Díaz^{1,2}, E.V. Ryan-Weber², A. Codoreanu², M. Pettini^{3,4}, P. Madau⁵

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

² *Centre for Astrophysics and Supercomputing, Swinburne University of Technology, Melbourne, Australia*

³ *Institute of Astronomy, Cambridge, UK*

⁴ *Kavli Institute for Cosmology, University of Cambridge, Cambridge, UK*

⁵ *Department of Astronomy & Astrophysics, University of California, Santa Cruz, USA*

Contact / gdiaz@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Espectroscopía de cuasares (QSO, por sus siglas en inglés) a alto corrimiento al rojo (z) ha revelado la existencia de líneas de absorción producidas por metales en la línea de la visual al QSO. La evidencia de carbono puede seguirse hasta tiempos cósmicos muy tempranos, y demuestra que ya existían metales en el medio intergaláctico tan sólo ~ 1 Ga después de la gran explosión. En este trabajo, buscamos sistemas de absorción con C IV a $z > 5$ en siete líneas de la visual a QSO que no han sido incluidas en otros estudios. Determinamos la densidad comóvil de masa de C IV ($\Omega_{\text{C IV}}$), la cual es una medida integral de la masa en metales y los fotones ionizantes emitidos por generaciones de estrellas anteriores, y hallamos que nuestro resultado es consistente con la existencia de un rápido descenso en el C IV intergaláctico a $z > 5$.

Abstract / Spectroscopy of high redshift (z) quasars (QSOs) has revealed the existence of absorption lines produced by metals in the line of sight to the QSO. The signature of carbon can be followed to very early cosmic times, showing that metals already exist in the intergalactic medium only ~ 1 Gyr after the Big Bang. In this work, we search for C IV absorption systems at $z > 5$ in seven QSO lines-of-sight not included in other studies. We determine the C IV comoving mass density ($\Omega_{\text{C IV}}$), which is an integral measure of the amount of metals and ionizing photons emitted by previous generations of stars, and find that our current result is consistent with a rapid drop of intergalactic C IV at $z > 5$.

Keywords / intergalactic medium — quasars: absorption lines — techniques: spectroscopic

1. Introduction

The formation and evolution of galaxies at high redshift involves inflowing gas to fuel star formation (e.g. Crighton et al., 2015) and feedback from exploding supernovae to push the gas out of the galaxies at velocities of hundreds of km s^{-1} (e.g. Martin et al., 2012; Karman et al., 2014). These outflows are able to chemically enrich the circum and intergalactic medium (CGM & IGM). This picture is supported by metal line systems observed in absorption in the spectra of high redshift quasars (QSOs) (e.g. Adelberger et al., 2005; Kacprzak et al., 2014; Crighton et al., 2015). They are windows to diffuse gas in and around galaxies, which we use to test the connection between galaxies and the IGM to reconstruct the history of baryons.

Metal absorption systems are useful tracers of metallicity and ionization state of regions of the Universe that cannot be observed in emission. For example, the absorption line doublet of triply ionized carbon (C IV) is sensitive to chemically enriched and highly ionized gas (Oppenheimer et al., 2009; Tescari et al., 2011; Pallottini et al., 2014). This transition is commonly observed and used as tracer of metals across cosmic time. Moreover, it is particularly important during the epoch of reionization of intergalactic hydrogen at redshift $z \geq 6$

(Becker et al., 2015) because it can arise from galaxies that are fainter than the detection limits of current galaxy surveys.

In two pilot studies, Simcoe (2006) and Ryan-Weber et al. (2006) made the first measurements of C IV in the spectra of $z \sim 6$ QSOs. Up to now, only 13 lines of sight have been used on surveys of C IV at $z > 5$ (Becker et al., 2009; Ryan-Weber et al., 2009; Simcoe et al., 2011; D’Odorico et al., 2013). This work is an update to our survey of C IV systems at $z > 5$ (Ryan-Weber et al., 2006, 2009). It includes seven NIRSPEC spectra of $z_{\text{em}} > 5.7$ QSOs that have not been surveyed for C IV before. This paper is organised as follows. Sec. 2 describes the data and measurement of C IV systems. The value of $\Omega_{\text{C IV}}$ at $z > 5.1$ is determined in Sec. 3. Finally, the result is discussed in Sec. 4. We assume a flat Universe with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ($h_{100} = 0.7$), $\Omega_{\text{M}} = 0.3$ and $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, where H_0 is the Hubble constant, h_{100} the Hubble parameter, Ω_{M} the matter density and Ω_{Λ} the vacuum density, today.

2. Observation and detection of C IV systems

Eight QSOs with emission redshift $z_{\text{em}} > 5.7$ were observed with the Keck II telescope using the cross-

Table 1: Lines of sight observed with NIRSPEC. Columns are: (1) reference number of the QSO from Sloan Digital Sky Survey (SDSS), (2) emission redshift, (3) range of signal-to-noise ratio, (4) redshift range, and (5) surveyed absorption path length.

QSO	z_{em}	S/N	$z_{\text{min}}-z_{\text{max}}$	ΔX
J0005-0006	5.850	10-15	5.156-5.736	2.65
J0303-0019	6.070	~ 10	5.330-5.808	2.20
J0818+1722	6.002	40-60	5.136-5.885	3.43
J0841+2905	5.96	20-40	5.136-5.844	3.23
J0842+1218	6.055	10-15	5.201-5.937	3.39
J0927+2001	5.79	10-20	5.156-5.677	2.37
J1207+0630	6.040	10-15	5.252-5.923	3.09
J1335+3533	5.93	20-30	5.143-5.814	3.06
J0840+5624 ^a	5.774	10-22	5.159-5.661	2.28
J1137+3549 ^a	5.962	20-40	5.136-5.846	3.24
J1148+5251 ^a	6.421	16-30	5.136-6.247	5.15
J1602+4228 ^a	6.051	17-48	5.143-5.933	3.63
J2054-0005 ^a	6.062	8-12	5.330-5.944	2.84

^aFrom Ryan-Weber et al. (2009).

dispersed near-infrared echelle spectrograph NIRSPEC (McLean et al., 1998), between the years 2008 and 2009. We used the low-resolution ($R \sim 1500$) setting NIRSPEC-1 and a $0.57''$ slit, resulting in a spectral resolution of $\text{FWHM}=6.4 \text{ \AA}$ (185 km s^{-1} at 10335 \AA), which is sampled with 2.1 pixels. The wavelength range is between 9450 \AA and 11210 \AA . Data were reduced as described in Ryan-Weber et al. (2009). More details of the sample are presented in Table 1.

Each spectrum was normalized and visually inspected. Using the PYTHON routines PLOTVEL and PLOTSPEC*, we searched for any pair of absorption lines with an observed wavelength matching the two components of a redshifted CIV doublet ($\lambda_0 = 1548.2049, 1550.7784 \text{ \AA}$). A CIV system candidate is identified if the $\lambda 1548 \text{ \AA}$ component is detected at more than 3σ (i.e. $W_0(1548)/\sigma_{W_0(1548)} > 3$). Finally, we removed fake systems resulting from the subtraction of sky emission lines and we only consider the candidates at more than 5000 km s^{-1} in radial velocity from the QSO. The CIV doublets were further analysed with VPFIT** to determine the redshift (z), the logarithm of the column density ($\log(N(\text{CIV}))$) and the Doppler parameter (b) of the absorbing gas from a Voigt profile fitting. Several fits were attempted to ensure consistency (convergence) on the parameters obtained with VPFIT. More details on individual systems will be included in a forthcoming publication.

3. The comoving mass density of CIV at $z > 5.1$

We calculate the comoving mass density of CIV Ω_{CIV} , expressed as a fraction of the critical density today, from the integral of the column density distribution function $f(N(\text{CIV}))$, which is the number of absorption lines per unit of column density ($N(\text{CIV})$) and per unit of redshift

absorption path dX . However, the sample of absorption systems is too small to recover a reliable $f(N(\text{CIV}))$. The solution is to approximate the integral by a sum which results in

$$\Omega_{\text{CIV}} = \frac{H_0 m_{\text{CIV}} \sum_i N_i(\text{CIV})}{c \rho_{\text{crit}} \Delta X}, \quad (1)$$

where m_{CIV} is the mass of a CIV ion, c is the speed of light and $\rho_{\text{crit}} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}$ is the critical density today. The redshift absorption distance $X(z)$ (Tytler, 1987) is defined as $X(z) = \frac{2}{3\Omega_m} ((\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2} - 1)$, which is valid for $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. It is used to put the systems on a comoving coordinate scale by removing the redshift dependence. Under this definition, $f(N)$ is constant in redshift for systems with constant comoving space density and constant physical size. We adopted the associated fractional variance:

$$\left(\frac{\delta\Omega_{\text{CIV}}}{\Omega_{\text{CIV}}}\right)^2 = \frac{\sum_i [N_i(\text{CIV})]^2}{[\sum_i N_i(\text{CIV})]^2}, \quad (2)$$

proposed by Storrie-Lombardi et al. (1996).

Fig. 1 illustrates the 13 NIRSPEC spectra of Table 1. They cover $\Delta X = 41.096$, which doubles the path length sampled in our previous analysis (Ryan-Weber et al., 2009). The redshift representative of the full sample is $z = 5.53_{-0.39}^{+0.72}$. We consider CIV systems with $\log(N_i(\text{CIV})) > 13.8 \text{ cm}^{-2}$, and calculate $\Omega_{\text{CIV}} = 3.2 \pm 1.3 \times 10^{-9}$.

The distribution in wavelength of CIV systems (open circles in Fig. 1) could be biased due to the contamination from sky emission (bottom panel spectrum). Therefore, we adopted a conservative approach and removed the pixels affected by bright sky emission lines (grey regions in Fig. 1) from the calculation. The sky-corrected absorption path is $\Delta X' = 27.261$, which represents a decrease of $\sim 33\%$ in redshift path but it only includes the most reliable wavelength sections. We removed two systems that could be affected by skylines at $z_{\text{abs}} = 5.3229$ and $z_{\text{abs}} = 5.6363$ in J0818 and J0927, respectively. The sky-corrected values of Ω_{CIV} is $\Omega_{\text{CIV}} = 3.3 \pm 1.7 \times 10^{-9}$. Therefore, removing the most contaminated wavelength regions has not changed our result.

4. Discussion

Currently, observations suggest that Ω_{CIV} decreases with redshift to $z \sim 6$ (D'Odorico et al., 2013). This is consistent with a progressive reduction, towards earlier cosmic time, of the ionized metal content of the CGM and/or a change in the ionization state of the metal-enriched gas. However, there is an open debate about the existence of a rapid decrease of Ω_{CIV} at $z > 5$.

Ryan-Weber et al. (2009) measured Ω_{CIV} at ~ 5.76 from nine lines of sight and four CIV systems observed with medium and low resolution spectroscopy (53 and 185 km s^{-1}). They reported a drop in Ω_{CIV} of a factor of ~ 3.5 compared to the value from Pettini et al. (2003) at $z \sim 4.7$. However, one system that contained 38 percent of the CIV in the sample is a miss-identified Mg II absorption (Simcoe et al., 2011). As a result, using the three remaining CIV systems from Ryan-Weber et al. (2009), the corrected value of Ω_{CIV} at $z \sim 5.8$ is $\sim 5-6$ times smaller than its value for $z \leq 4.7$ (solid circle in

*<https://github.com/nhmc/plotspec.git>

**[http://www.ast.cam.ac.uk/~sim\\$rfc/vpfit.html](http://www.ast.cam.ac.uk/~sim$rfc/vpfit.html)

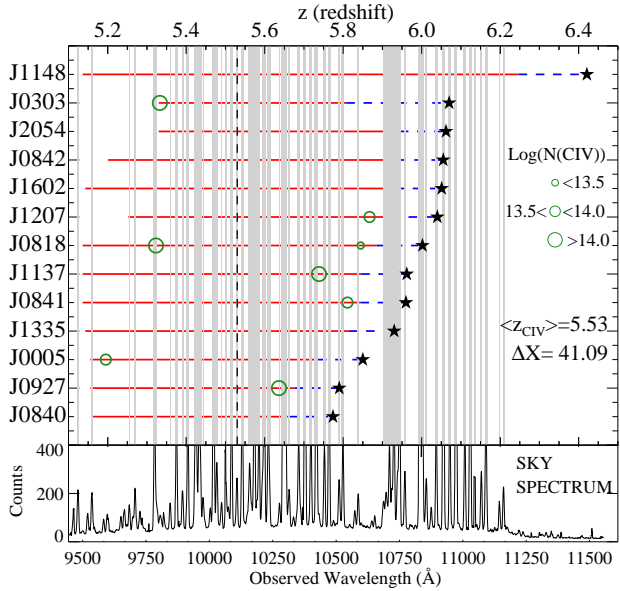


Figure 1: Representation of the absorption path of the lines of sight included in this work. Each sight-line is illustrated with a red line. The dashed portion of the line is either within 5000 km s^{-1} from the QSO or the spectrum does not have the required sensitivity. The open circles represent the CIV systems.

Fig. 2). Both numbers are corrected for completeness for $\log(N(\text{CIV})) > 13.8 \text{ cm}^{-2}$.

The decline of Ω_{CIV} at $z > 4.5$ was confirmed by Simcoe et al. (2011) using 13 lines of sight observed with different spectral resolutions (185, 50 and 23 km s^{-1}). They reported a drop of a factor of ~ 4 in Ω_{CIV} from $z \sim 4.95$ to $z \sim 5.66$, based on systems with $13.4 < \log(N(\text{CIV})) < 15.0 \text{ cm}^{-2}$. In addition, D’Odorico et al. (2013) finds that Ω_{CIV} at $z > 5.3$ is two times lower than its value at $z < 5.3$, but the result depends on the range in $N(\text{CIV})$ included in the calculation.

Detection of CIV depends on the metallicity and the ionization state of the absorbing gas. Therefore, if confirmed, a rapid change in Ω_{CIV} at $z \sim 5.3$ could indicate a change in the metal content or in the radiation field. On one hand, this could be a critical moment in the chemical evolution of the Universe when the dominant mechanism of enrichment is changing. On the other hand, space fluctuations predicted to exist in the ionizing flux density (background radiation) during the tail-end of the epoch of reionization could also be responsible of a drop in Ω_{CIV} on a short time scale. The answer is probably a combination of both effects.

Our measurement of Ω_{CIV} is consistent with previous results. From a sample of seven systems in 13 lines of sight our current measurement of Ω_{CIV} at $z \sim 5.53$ suggest a decrease of a factor of ~ 5 from $z \sim 4.8$. However, this work is in progress and it has not been corrected for completeness. This effect and other sources of uncertainty will be considered in a forthcoming paper where we will discuss the implications of a rapid evolution in Ω_{CIV} at $z > 5$ and the significance of this result.

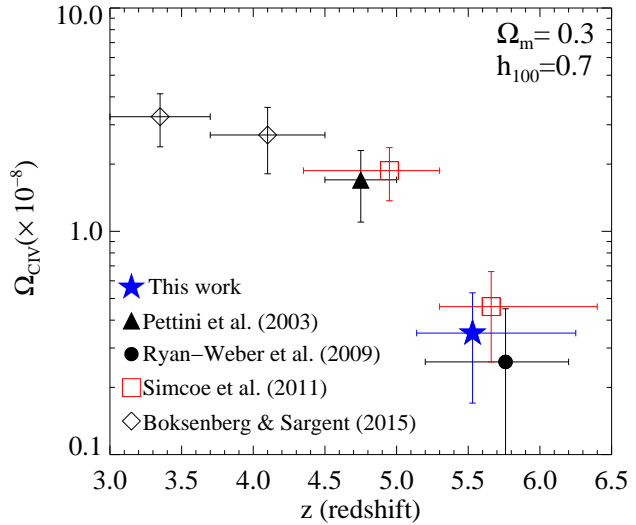


Figure 2: Evolution of Ω_{CIV} as a function of redshift. The value from Pettini et al. (2003) (solid triangle) was taken from Ryan-Weber et al. (2009). The value from Ryan-Weber et al. (2009) at ~ 5.76 (solid circle) was corrected for a misidentified Mg II absorption. Open diamonds are from Boksenberg & Sargent (2015).

Acknowledgements: C.G.D. acknowledges the support of the Fundación para el Avance de la Ciencia Astronómica (FUPACA) E.R.W. acknowledges the support of Australian Research Council grant DP1095600.

References

- Adelberger K. L., et al., 2005, *ApJ*, 629, 636
 Becker G. D., Bolton J. S., Lidz A., 2015, *ArXiv e-prints*
 Becker G. D., Rauch M., Sargent W. L. W., 2009, *ApJ*, 698, 1010
 Boksenberg A., Sargent W. L. W., 2015, *ApJS*, 218, 7
 Crighton N. H. M., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 18
 Crighton N. H. M., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 217
 D’Odorico V., et al., 2013, *MNRAS*, 435, 1198
 Kacprzak G. G., et al., 2014, *ApJL*, 792, L12
 Karman W., et al., 2014, *A&A*, 565, A5
 Martin C. L., et al., 2012, *ApJ*, 760, 127
 McLean I. S., et al., 1998, in Fowler A. M., ed., *Infrared Astronomical Instrumentation Vol. 3354 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Design and development of NIRSPEC: a near-infrared echelle spectrograph for the Keck II telescope*. pp 566–578
 Oppenheimer B. D., Davé R., Finlator K., 2009, *MNRAS*, 396, 729
 Pallottini A., et al., 2014, *MNRAS*, 440, 2498
 Pettini M., et al., 2003, *ApJ*, 594, 695
 Ryan-Weber E. V., Pettini M., Madau P., 2006, *MNRAS*, 371, L78
 Ryan-Weber E. V., et al., 2009, *MNRAS*, 395, 1476
 Simcoe R. A., 2006, *ApJ*, 653, 977
 Simcoe R. A., et al., 2011, *ApJ*, 743, 21
 Storrie-Lombardi L. J., McMahon R. G., Irwin M. J., 1996, *MNRAS*, 283, L79
 Tescari E., et al., 2011, *MNRAS*, 411, 826
 Tytler D., 1987, *ApJ*, 321, 49



Galactic dynamics in the times of *Gaia*

L.A. Aguilar¹

¹ *Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ensenada, México*

Contact / aguilar@astrosen.unam.mx

Resumen / Presentamos una breve descripción de la misión astrométrica *Gaia* y de su estado actual. Discutimos la importancia de crear “catálogos simulados” realistas para comparar los modelos con los datos en el espacio de los observables de *Gaia*, en lugar de transformar los observables a espacios de parámetros teóricos. Mencionamos algunas lecciones que hemos aprendido en este proceso, y culminamos describiendo algunos proyectos de interés para la dinámica y la estructura de nuestra Galaxia que hemos estudiado en el espacio de los observables de *Gaia*.

Abstract / We present a brief description of the *Gaia* astrometric mission and its current status. We discuss the importance of creating realistic “mock catalogues” to compare models and data in the space of *Gaia* observables, rather than mapping observables into spaces of theoretical parameters. We talk about some important lessons we have learnt in the process and end up describing some projects of interest for the dynamics and structure of our Galaxy that we have studied in the space of *Gaia* observables.

Keywords / astrometry — Galaxy: structure — Galaxy: kinematics and dynamics

1. Introduction

The *Gaia* astrometric mission is a project of the European Space Agency (ESA) that was launched from the Kourou space port in the French Guiana on December 19th, 2013. This is the successor of the *Hipparcos* mission and it has very ambitious goals: it will produce a point-source astrometric catalogue with $\sim 10^9$ sources within our Galaxy, by continuously scanning the sky through a 6 hours rotation on its own axis and a 63 days precession around the line to the Sun. The astrometric precision reaches $\sim 20 \mu\text{as}$ and $\sim 20 \mu\text{as yr}^{-1}$ at magnitude 15, degrading to $\sim 300 \mu\text{as}$ at the faint limit of the survey (for an up-to-date account, consult de Bruijne et al., 2014). The astrometric survey will be complete to apparent magnitude $G = 20^*$, with a brighter subset ($G \leq 16$) with measured radial velocities obtained from on-board spectroscopy in a narrow window (847–874 nm) around the IR Ca III triplet with resolution $R = 11\,000$. The astrometry is obtained by superimposing the field of view of two telescopes, whose optical axes are kept at a fixed basic angle ($\Gamma = 106.5^\circ$), onto a single image plane covered by 106 CCDs with a total of almost 10^9 pixels. This allows the measurement of absolute, rather than relative astrometry only. Additionally, spectrophotometric information is obtained using low-dispersion, fused-silica prisms, for all objects to the limit of the survey in two bandpasses: 330–680 nm and 640–1050 nm, with 45 channels in each one. Stellar atmospheric parameters can be obtained from this information. *Gaia* will measure all point sources to the brightness limit of the survey, which means that it will also produce catalogues of nearby Solar System

objects, like asteroids and minor planets, all the way up to quasars. The latter, in particular, will be crucial to establish a proper reference system. For a general description of this mission, see de Bruijne (2012).

After a six month engineering period, the satellite began taking scientific data in August, 2014. At present (April, 2016), *Gaia* has completed 37% of its nominal five year mission. The first public data release is expected towards the end of the northern Summer of 2016. Although the injection in the L_2 Lagrangian point of the Sun–Earth system was flawless, some problems arose: water vapor was released by degassing of satellite components which has lingered around the satellite, unexpected scattered light showed up around the edge of the Sun shield and a small variation in the basic angle between the optical axes of the two telescopes appeared (Prusti, T., 2014). The water vapor contamination has been reduced with several cycles of heating the mirrors above the sublimation point of water. Since this has a large thermal impact in the satellite function, these cycles will be applied only when absolutely necessary. The stray light has increased the background level and, in particular, it has reduced by one magnitude the radial velocity survey limit (originally it was to be $G \leq 17$). This problem is impossible to eliminate and the acquisition and reduction software has to be adjusted to the new background levels. Finally, the basic angle variation was expected to be at the $10 \mu\text{as}$ level. On-board metrology measured variations at the milliarcsec instead. This will have to be corrected for, during the data reduction process.

2. The impact of *Gaia* in Galactic dynamics

For a long time, the study of the dynamics of our Galaxy has been largely reduced to the problem of guessing the

*The G magnitude has a very broad spectral range in the visible. For a description of the *Gaia* photometric system, see Jordi et al. (2010).

elephant by just touching its tail. Most of the high-quality sampling of the phase-space of our Galaxy is around the solar neighborhood, although in recent years new large-scale surveys have advanced the boundaries of the well charted realm (e.g. RAVE, Kordopatis et al., 2013). Because of this, dynamicists have had to rely to a large extent on ad-hoc dynamical models fitted to the local neighborhood measurements, which are then extrapolated to the bulk of our Galaxy (e.g. Allen & Santillán, 1991), or by inferring restrictions on plausible models from moments of the velocity distribution (e.g. Vorobyov & Theis, 2008), among other methods. Deep surveys along specific fields of view in the sky, particularly where extinction is low, have allowed to gather complementary information along the surveyed directions (e.g. Pila-Díez et al., 2014), but our sampling is still quite patchy.

By producing a high-quality, magnitude limited, unbiased all-sky sampling of the sky, *Gaia* promises to give us for the first time a global view of our Galaxy. This is not “just another Galactic survey”, but what could be the founding stone of a new era in studies of the structure, dynamics and evolution of our Galaxy (Aguilar, 2014). Because of its potential and limitations, several large-scale complementary surveys are being pursued from the ground (e.g. The *Gaia*-ESO survey, Gilmore et al., 2012). Together with *Gaia*, these surveys will give us an unprecedented sampling of the stellar phase-space of our Galaxy, among other things. This will allow us to try to recover for the first time the global dynamical structure of our Galaxy from the data itself, without the need for *a priori* models (e.g. McMillan & Binney, 2012).

3. From theoretical to observable space

However, the *Gaia* survey, as any other survey, has its limitations and a selection function. The precision of the measurements varies with apparent magnitude, color and even position on the sky in a complicated way (de Bruijne et al., 2014). Additionally, *Gaia* is a survey in the visible region of the electromagnetic spectrum, and thus affected by extinction. On top of these, the *Gaia* observables (G , α , δ , ϖ , μ_α , μ_δ , v_r , i.e. magnitudes, celestial angular positions, parallaxes, proper motions and radial velocities) are not the quantities a dynamist usually works with (x , y , z , U , V , W , i.e. Cartesian positions and velocities), and the conversion from one set to the other introduces biases and correlations (see Fig. 1). This means that extreme care must be taken when converting from observables to theoretical variables and then making inferences from the distribution of the latter. In fact, it is better to create random realizations from models, which are then mapped to the space of observables, where biases are less important and the selection function is better understood.

The process thus described is the creation of a *Gaia* mock catalogue: we take the random realization of a particular theoretical model, or a snapshot of a test particle or N -body simulation, and convert it into a mock *Gaia* survey that can be directly compared to the *Gaia* data, when available. Several steps must be taken for this.

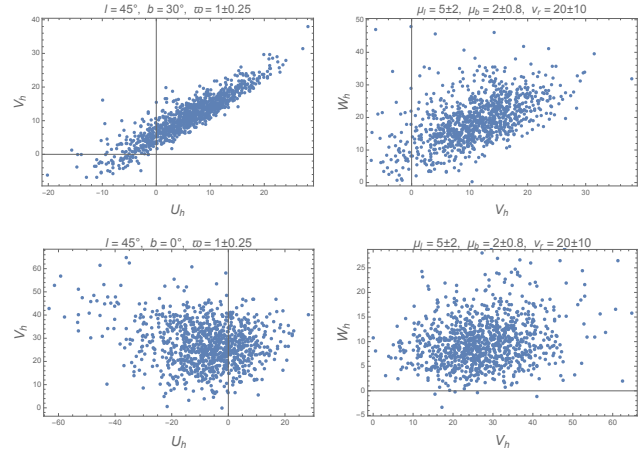


Figure 1: Illustration of kinematic correlations introduced by mapping the astrometric space onto the space of heliocentric U , V and W velocities. The astrometric parameters are $\varpi = 1 \pm 0.25$ mas, $\mu_l = 5 \pm 2$ mas yr $^{-1}$, $\mu_b = 2 \pm 0.8$ mas yr $^{-1}$, $v_r = 20 \pm 10$ km s $^{-1}$, where l, b are the Galactic longitude and latitude, respectively. Uncorrelated Gaussian probability density functions whose standard deviation is given by the quoted errors, have been assumed for each parameter and an ensemble of 1000 points have been obtained and then mapped onto the U , V and W space. The upper panels are for a star at $l = 45^\circ$ and $b = 30^\circ$, the lower panels are for the same l , but $b = 0^\circ$. In addition to correlations, we can see how the resulting distribution changes with position in the sky.

A stellar tracer that enhances the particular features of the phenomenon we are studying must be chosen. All particles from the realization or simulation are then assigned stellar parameters based on the assumed stellar population, like intrinsic luminosity or color, that affect the precision of the observables. The *Gaia* selection function is then applied to prune the ensemble of particles into the resulting “observed stars”. Care must be taken so as to minimize the number of particles that are discarded, particularly when dealing with N -body simulations, where each particle may imply considerable computing time (Brown et al., 2005). The last step is to apply a suitable 3D extinction map and a model for the observational errors (e.g. Romero-Gómez et al., 2015)**. It is only then, that we can apply whatever statistical tool we have devised to extract the relevant information. This procedure allows us to tweak our model parameters to produce an ensemble of mock catalogues, with which to probe the sensitivity of whatever analysis tool we are using.

4. Some lessons learned

4.1. Include the proper background

One of the first lessons we learned is that the inclusion of a proper stellar background, with the correct number

**A code implementing this is publicly available at <https://github.com/mromerog/Gaia-errors>.

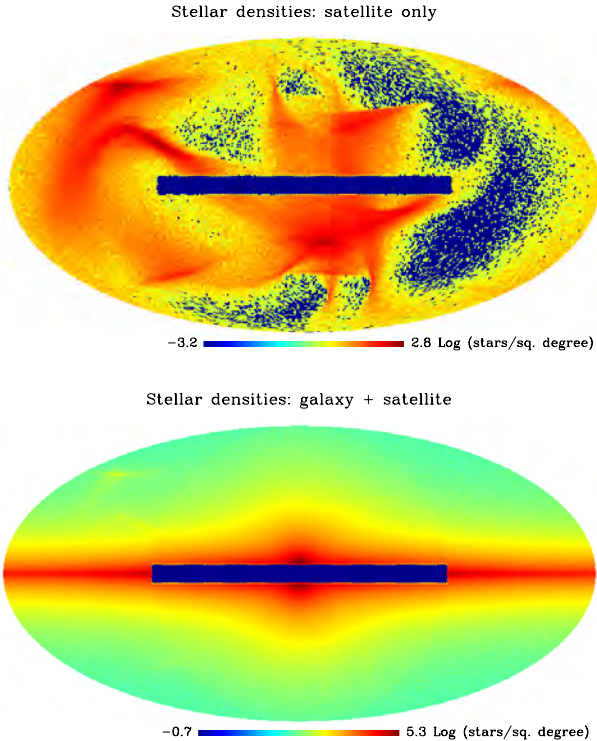


Figure 2: Effect of a realistic stellar background. Mollweide projections in Galactic coordinates of the last snapshot of an N -body simulation of five dwarf galaxies being disrupted by a fixed potential that models our Galaxy. The dark blue rectangle within $|b| < 5^\circ$ and $-90^\circ < l < 90^\circ$ is not included in the simulated catalog. The color indicates the logarithm of star counts on an equal-solid angle mesh in the sky produced with HEALPIX (Gorski et al., 1998). The upper panel shows the satellites alone, while the lower panel has the addition of a realistic stellar background. For details see Brown et al. (2005).

of stars per solid angle in the sky, is very important. Fig. 2 shows projections on the sky of the last snapshot of an N -body simulation of five dwarf galaxies being tidally disrupted by a fixed potential that models our Galaxy (Brown et al., 2005). In the upper panel we can see the satellite galaxies alone, while in the lower panel, a realistic stellar background has been added. It is clear that if you are devising a strategy to look for needles, you should not forget to take into account the haystack.

4.2. Get your star counts right

When looking for tidal tails produced by satellite galaxies in the halo of our Galaxy, we should not forget that the tail to observer distance varies as we scan along the tail in the sky. This means that the depth at which we are probing the stellar luminosity function of the satellite varies with position, and this has an impact on the ratio of satellite versus background star counts. Fig. 3 shows the number of particles of one of the simulated satellites in Fig. 2, as a function of distance to the Sun (gray histogram and right vertical axis). This is a function of the satellite orbit. You can see that for this

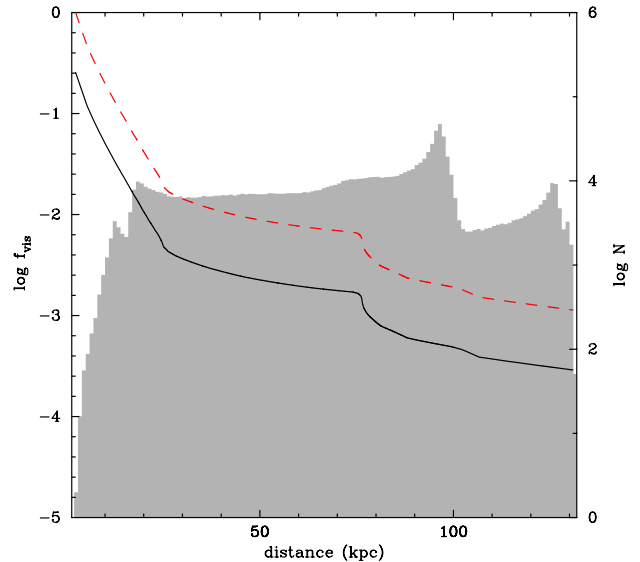


Figure 3: Effect of the modulation in satellite star counts introduced by the varying distance to the observer along a particular tidal tail. One of the satellites in Fig. 2 is shown. Its orbit has a perigalacticon of 8.75 kpc and apogalacticon of 105 kpc with a 30° angle with the Galactic plane. A 10 Gyr isochrone with metallicity $Z = 0.004$ and a stellar mass function $\zeta(m) \propto m^{-1.5}$ has been assumed. The grey histogram and right vertical axis shows the number of satellite particles as a function of distance. Peaks in this histogram are due to orbital features (e.g. apogalactica). The solid black line with the left vertical axis indicate the fraction of satellite stars that are visible to *Gaia* at that particular distance, given the assumed stellar content. Steps in this curve are due to features in the color-magnitude diagram of the satellite. The resulting total fraction of visible stars is only 2×10^{-3} . The dashed red line is for the same satellite, but taking into account only stars brighter than the faintest star that makes it into the *Gaia* catalogue. For details see Brown et al. (2005).

particular case, the distance to the Sun varies all the way from almost zero up to ~ 130 kpc. The solid black line, together with the left vertical axis, show the fraction of those particles, once they have been converted to “stars”, that would be visible to *Gaia* at that distance (f_{vis}). Notice that for almost the whole distance range, less than 1% of satellite stars would be visible. In fact, only 0.25% of satellite stars are visible overall. It is obvious that it is quite wasteful to simulate the whole stellar population of the satellite, as a large fraction of them are so faint that they will not be visible to *Gaia*, regardless of where along the orbit we put them. A better strategy is to use a lower luminosity threshold to discard those stars. The result is shown by the red dashed line in the figure. The f_{vis} curve has shifted upwards, but we still see only 1% of all satellite stars. It is regrettable to lose so many N -body particles when converted to “stars”, but this is the unavoidable selection introduced by the particular details of the assumed satellite stellar population and orbit. This illustrates the importance of choosing an optimal stellar tracer.

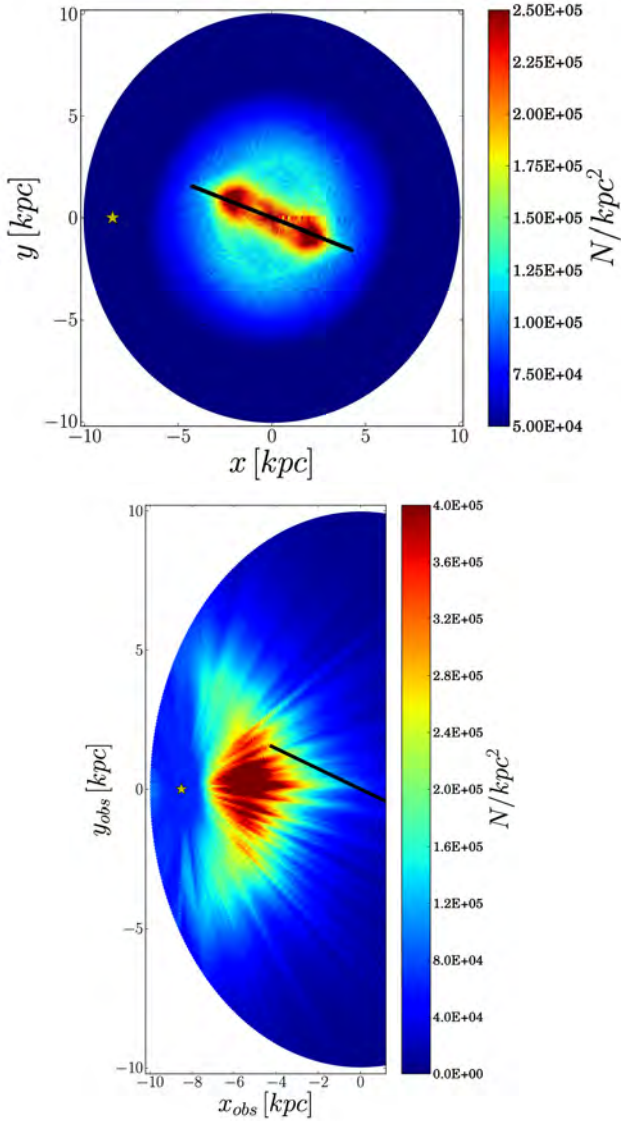


Figure 4: Effect of the *Gaia* selection function, observational errors and extinction on simulated counts of red clump stars in the Galactic bar. Stars counts in the Galactic plane are coded by color and the orientation of the bar is indicated with a thick, black line. The Sun’s position is indicated by the yellow star at position $(-8.5, 0)$. The upper panel shows the original star counts. The lower panel introduces the *Gaia* selection function, observational errors and the effect of extinction. You can see how the bar signal is greatly washed away and reoriented. The radial lines converging on the Sun are due to the patchy nature of extinction. See Romero-Gómez et al. (2015).

4.3. Better work in the space of observables

We now illustrate the importance of working directly in the space of *Gaia* observables. The top panel of Fig. 4 shows star counts in the Galactic plane. The counts correspond to a model for the central bar of our Galaxy that is used to simulate a sample of red clump stars. The thick black line shows the orientation of the bar. No extinction effects are included. The lower panel shows the

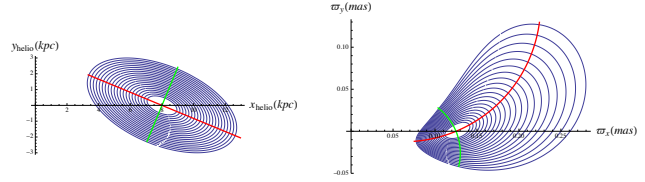


Figure 5: Mapping the central bar from real to *Gaia* observable space. The left panel is the usual x - y Galactic plane with an ellipsoidal bar in it. The right panel does not use distances, but parallaxes, which is one of the *Gaia* observables, with $\varpi_x = \varpi \cos l$ as abscissa and $\varpi_y = \varpi \sin l$ as ordinate. The red and green lines are the major and minor axes of the bar, respectively.

effect of applying the *Gaia* selection function, observational errors and extinction. We notice that the signal of the bar is spread over a larger area and the true orientation of the bar is difficult to ascertain.

Besides the scatter introduced by the errors and the gaps due to extinction, the problem here is that the distance d is not a *Gaia* observable, but it is obtained as the reciprocal of the parallax ϖ , which biases the distance estimate. What we should do is to use the parallax directly. Fig. 5 shows this. The left panel is the usual $x = d \cos l$, $y = d \sin l$ diagram, while the right panel is its parallax version: $\varpi_x = \varpi \cos l$, $\varpi_y = \varpi \sin l$. The left panel is thus our “theoretical plot” while the right panel is the corresponding “observed plot”. We should remember that the mapping from d to ϖ is through a reciprocal. This means that the point along the bar major axis (indicated with the red line) closest to the Sun in the left plot is mapped onto the farthest away point in the right panel and vice versa. Indeed, even the straight major axis has turned into a curved segment. The same happens to the minor axis (green lines). This turns our ellipsoidal bar into a strangely distorted region, but we should remember that it is in this plot that no distance bias is present. Finally, Fig. 6 shows the “observed plot” version of Fig. 4. The top panel shows the whole sample while in the bottom panel the axisymmetric component has been subtracted. In both panels the thick white contours delineate the original bar in this representation. Looking at the bottom panel we see that the bar can be recovered, albeit with significant gaps.

5. Some research projects

Over the last few years, together with my colleagues, we have explored the possibilities of *Gaia* at giving us information about several aspects of the structure of our Galaxy (Brown et al., 2005; Mateu et al., 2011; Abedi et al., 2014; Romero-Gómez et al., 2015; Antoja et al., 2015). For this, we have created mock *Gaia* catalogues of a suitable stellar tracer and projected theoretical models that incorporate the particular aspect we are interested in, onto the space of *Gaia* observables. This has allowed us to understand the form of the signal in the observables, and from this, devise numerical tools that allow us to quantify this signal. In this section we briefly review a couple of these studies.

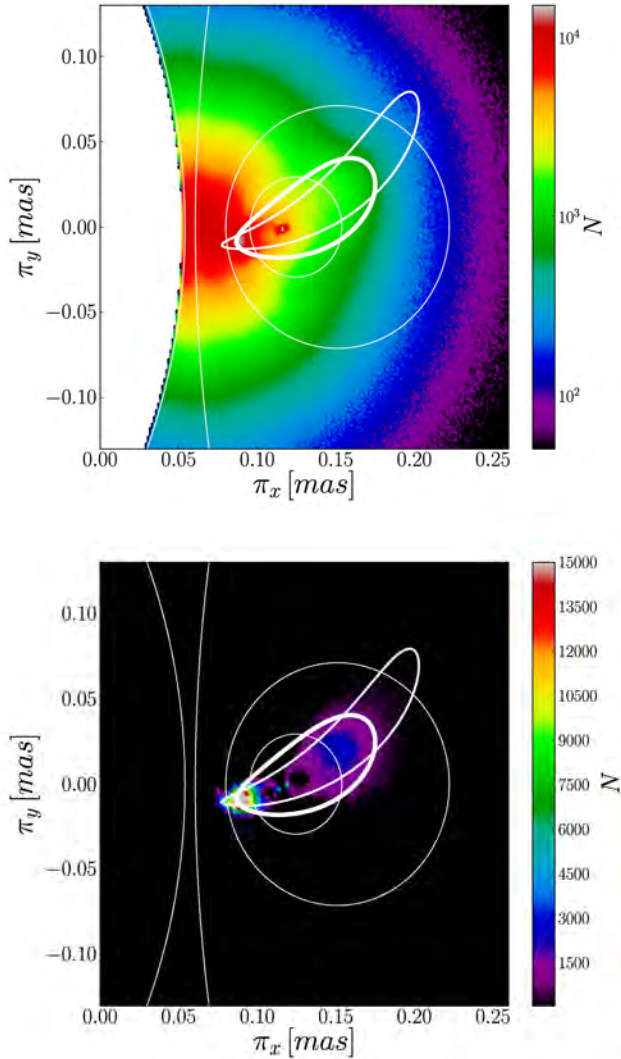


Figure 6: “Parallax plane” version of the bar. The parallax ϖ is used to convert from polar coordinates (ϖ, b) to cartesian (ϖ_x, ϖ_y) , as in the right panel of Fig. 5. The top panel shows the whole sample, while the bottom panel shows only the non-axisymmetric part. The thick white contour shows the original bar. The thin white lines are contours of fixed galactocentric distance at 2, 4, 8 and 10 kpc, respectively from inside out. For details see Romero-Gómez et al. (2015).

5.1. Searching for filaments in the stellar halo

Johnston et al. (1996) introduced the so called “Great Circle Count Cell method” as a tool to identify filaments left by tidally disrupted satellite systems in the stellar halo of our Galaxy. This is a geometric method that exploits the fact that orbits in a spherical potential lie on planes, and thus along great circles in the sky for a galactocentric observer. For a non-spherical, but still somewhat spherical potential, the orbital plane precesses and the great circle turns into a widening ribbon and allowance for this is done up to some degree. The mathematical criterion is given by $\hat{L} \cdot \mathbf{r} < \delta\theta \sim 0$, where \hat{L} is a unit vector with a given direction, \mathbf{r} is the galactocentric position vector of a star and $\delta\theta$ is a tolerance

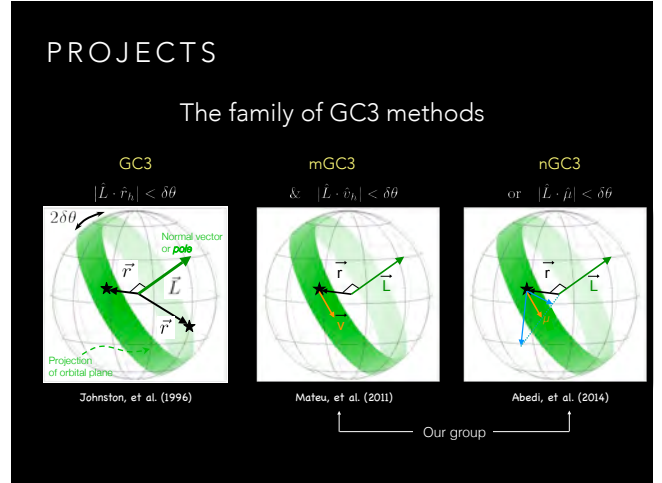


Figure 7: The family of GC3 methods. The first method (GC3) is the original method of Johnston et al. (1996), which assures that the galactocentric position vector of the star lies on a plane orthogonal to \hat{L} . mGC3 adds the demand that the galactocentric velocity of the star lies on the same plane as well. Finally, the nGC3 method relaxes the kinematical restriction to include the proper motion only. Although not as restrictive as the second, it can be applied to the whole *Gaia* catalog, and not just the brighter subset with measured radial velocities. For details see Abedi et al. (2014).

factor. It is clear that all stars that satisfy this criterion will lie close to a great circle in the sky, orthogonal to where \hat{L} points. The tolerance factor gives the width of this circle, turning it into a ribbon. Mateu et al. (2011) added velocity information to this criterion, demanding that the 3D velocity vector \mathbf{v} of the star satisfies the same criterion, which forces \mathbf{r} and \mathbf{v} to be both close to the plane orthogonal to \hat{L} . Finally, Abedi et al. (2014) relaxed the kinematical criterion to include the proper motion vector only. This to be able to apply it to the whole *Gaia* catalog, and not just the brighter set with measured radial velocities. The original method we call GC3, the one that adds the velocity mGC3, while the one that uses the proper motion nGC3. All of them are illustrated in Fig. 7. One final tweak of these methods is that we do not apply them directly to the \mathbf{r} and \mathbf{v} vectors (which need the use of the distance), but rather to other vectors that do not require the reciprocal of ϖ , but are parallel to the original position and velocity vectors. We thus avoid the introduction of a biased estimator while retaining the original geometrical restriction.

The idea now is to vary the polar vector \hat{L} and count how many stars satisfy the criterion for each different polar vector. Sweeping a whole hemisphere in the sky, we thus construct a polar count map (PCM). Any maxima on this map will signal filament candidates. This is illustrated by Fig. 8.

In reality, the process is not so straightforward, as contamination due to stars that do not belong to the filament, but nevertheless satisfy the criteria, have to be dealt with. We use the unsharp masking technique to clean our PCM’s as illustrated in Fig. 9. Mateu et al. (2011) have applied this method extensively to a large

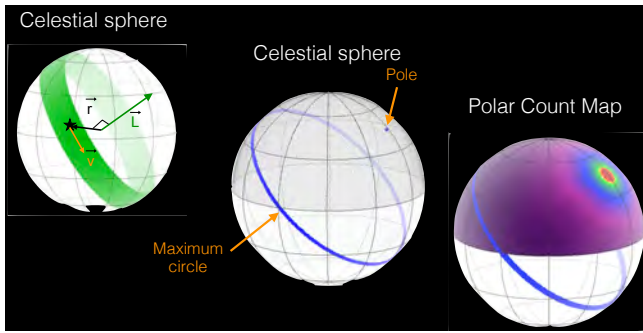


Figure 8: Construction of the PCM. A given \hat{L} corresponding to a particular direction in the sky (pole) is chosen, and all stars in the catalog that satisfy the criteria for a particular GC3 method are identified. The number of stars that satisfy the condition are assigned to this particular pole. The pole vector \hat{L} is then changed to a different direction in the sky and the whole process is repeated. Sweeping the celestial sphere we construct the PCM, where the color associated to each pole is the number of stars associated to it.

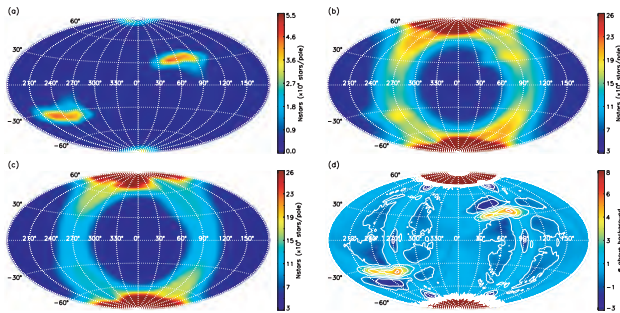


Figure 9: PCM for one of the satellites in Fig. 2. The upper left panel is for the satellite with no background. The pole that signals the tidal tail appears twice, as the information in one hemisphere is mirrored in the other. The upper right panel adds the Galactic background. The satellite signal is still present, but heavily contaminated. The lower left panel shows a smoothed version of it that has been obtained with a median filter. Finally, the lower right panel shows the cleaned version of the upper right panel, where now the satellite signal is very clear.

ensemble of simulated satellites with various luminosities and histories of star formation and placed limits of detectability as a function of these parameters and the degree of dynamical evolution (phase mixing). For details consult this reference***.

5.2. A tale of a warped disk

In Abedi et al. (2014), we have applied the nGC3 method to characterize the warp of the disk of our Galaxy. We start from a Miyamoto–Nagai disk taken from the Allen & Santillán model for our Galaxy (Allen & Santillán, 1991) and integrate ensembles of test particles that mimic the distribution and kinematics of red

***A Python toolkit implementing the GC3 family of great-circle methods is publicly available at: <https://github.com/cmateur/PyMGC3>.

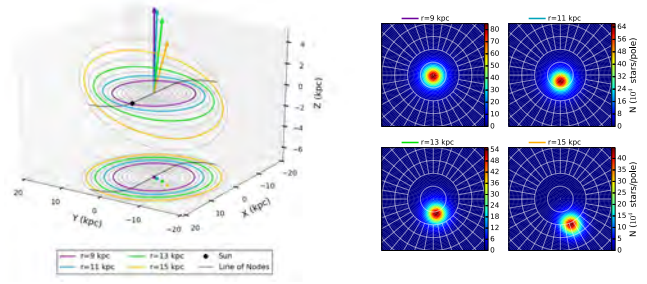


Figure 10: The GC3 methods used to characterize the warp of the Galactic disk. On the left we see a model of a warped and twisted disk. The line of nodes is given by the S shaped line and the black dot indicates the position of the Sun. As we move from ring to ring in the outward direction, the corresponding pole vectors (colored arrows) change direction indicating the tilt and twist of each ring. The right panels show (from left to right and top to bottom) the corresponding PCMs for the rings at 9, 11, 13 and 15 kpc.

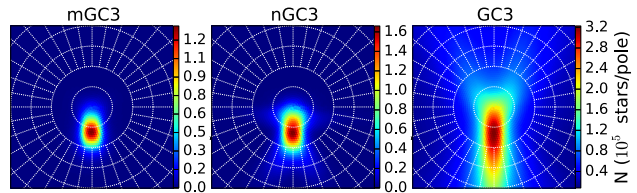


Figure 11: A comparison of the three variants of the family of GC3 methods, when used to characterize the warp of the Galactic disk. From left to right, these are the mGC3 (full phase space information), nGC3 (no radial velocity) and GC3 (position only). We can see how the signal degrades as less information is used to constrain the orientation of the ring. However, by using centroid location algorithms, it is still possible to recover the tilt and twist angles with great accuracy, as shown in Fig. 12.

clump, A and OB stars in the thin disk. While the integration is performed, the disk potential is warped adiabatically. At the end we obtain an ensemble of particles that move in the warped disk. The particles are converted into “stars” by using the stellar properties that correspond to the chosen stellar tracer. The *Gaia* selection function and the effects of interstellar extinction are then applied. The resulting observed stars are then mapped to the space of *Gaia* observables and an error model used to perturb the observables. The resulting *Gaia* mock catalogue is then split in galactocentric distance bins using the “measured” distances and the nGC3 method is then applied to them, ring by ring. As shown in Fig. 10, the GC3 methods are ideally suited to this problem: as we sweep the rings, the corresponding poles give us the tilt angle (colatitude of the pole) and the twist of the line of nodes (azimuth of the pole).

Fig. 11 compares the signal obtained with the three variants of the GC3 family of methods. It is clear that as we move from the mGC3 to the nGC3 and finally, to the GC3 method, the signal becomes harder to pinpoint, which is expected, as we are using less information in going from one variant to the next. Nevertheless, the tilt and twist angles can be recovered quite accurately,

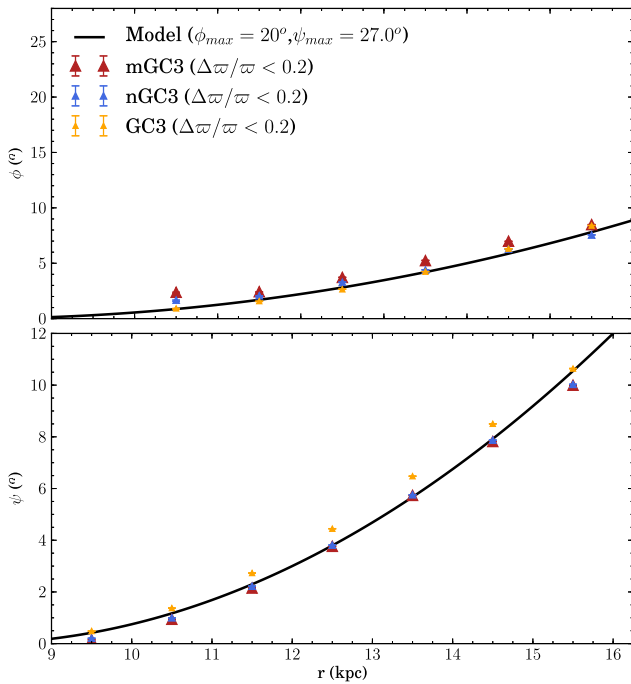


Figure 12: The tilt (bottom) and twist (top) angles recovered from the sample of “observed” OB stars. In each case, the solid black line are the true angles, while the symbols indicate the corresponding values recovered with each of the variants of the GC3 family of methods. The model has a maximum tilt angle of 20° and twist of 27° . For details consult Abedi et al. (2014).

as we can see in Fig. 12. For details see Abedi et al. (2014).

6. Conclusions

The real *Gaia* data has not been released yet, nevertheless, we have learnt quite a bit about what to expect by using mock catalogues that allow us to create synthetic datasets with the imprint of various effects we are interested in studying. *Gaia* promises to revolutionize our view of the Milky Way, in particular the studies of its dynamics, as a sample of its phase space, unprecedented in both its coverage and quality, will be available. However, distortions, biases and gaps are unavoidable, as in any survey. To reap the most fruitful harvest from the *Gaia* database, we should map our models and simulations onto the space of *Gaia* observables, rather than the other way around. We are used to look at our models in their natural space of theoretical parameters, but we should get used to work in the space that is natural to the measurements: the space of observables. We have illustrated the power of this approach with a couple of examples: searching for substructure in the stellar halo, and characterizing the warp of our Galaxy.

Acknowledgements: I am grateful to my collaborators: C. Mateu and F. Hernández at CIDA in Venezuela, A. Brown and T. Antoja at Leiden in The Netherlands, C. Figueras, M. Romero-Gómez, H. Abedi and E. Antiche in Barcelona, Spain, A. Aparicio and S. Hidalgo in Tenerife, Spain and H. Velázquez, G. Bruzual, and L.

Carigi in Mexico, for many years of fruitful work playing “what if” games with *Gaia* and for letting me use some material from our publications. I am also grateful to the organizers of the 58^a *Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía* for inviting me to talk about our work with *Gaia* and to the editors of these proceedings, for their immense patience waiting for me to turn in the manuscript of this contribution. Part of the research reported here was financed with a PAPIIT/DGAPA grant (IG100115).

References

- Abedi H., et al., 2014, MNRAS, 442, 3627
Aguilar L. A., 2014, in EAS Publications Series, Vol. 67-68 Vol. 67-68, A glimpse of the milky way, as may be seen by *gaia*. pp 231–235
Allen C., Santillán A., 1991, RevMexAA, 22, 255
Antoja T., et al., 2015, MNRAS, 453, 541
Brown A. G. A., Velázquez H. M., Aguilar L. A., 2005, MNRAS, 359, 1287
de Bruijne J. H. J., 2012, Ap&SS, 341, 31
de Bruijne J. H. J., Rygl K. L. J., Antoja T., 2014, in EAS Publications Series, Vol. 67-68 Vol. 67 of EAS Publications Series, Gaia Astrometric Science Performance - Post-Launch Predictions. pp 23–29
Gilmore G., et al., 2012, The Messenger, 147, 25
Gorski K. M., Hivon E., Wandelt B. D., 1998, in MPA/ESO Cosmology Conference: Evolution of Large Scale Structure: From Recombination to Garching Garching, Germany, August 2-7, 1998 Analysis issues for large CMB data sets
Johnston K. V., Hernquist L., Bolte M., 1996, ApJ, 465, 278
Jordi C., et al., 2010, A&A, 523, A48
Kordopatis G., et al., 2013, AJ, 146, 134
Mateu C., et al., 2011, MNRAS, 415, 214
McMillan P. J., Binney J., 2012, MNRAS, 419, 2251
Pila-Díez B., et al., 2014, A&A, 564, A18
Prusti, T. 2014, in EAS Publications Series, Vol. 67-68 Vol. 67-68, Gaia mission status. pp 15–21
Romero-Gómez M., et al., 2015, MNRAS, 447, 218
Vorobyov E. I., Theis C., 2008, MNRAS, 383, 817



La estructura espiral cercana

E.E. Giorgi^{1,2}, G. Solivella^{1,2} & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La determinación precisa de la estructura espiral de nuestra Galaxia ha devenido en una tarea extremadamente compleja y engañosa debido a múltiples factores: a) el Sol está ubicado en el medio del plano y rodeado de nubes oscuras —con algunas excepciones— en los 360 grados de longitud; b) dada esta posición del Sol en la Galaxia, los brazos espirales, en caso de verse, aparecen superpuestos a lo largo de la línea de visión; c) la inspección de galaxias externas muestra que la población joven tiende a concentrarse en brazos espirales y, por analogía, es esa la población que buscamos en nuestra Galaxia y para la cual se necesitan estimaciones exactas de distancias. Presentamos resultados preliminares de un estudio de la estructura espiral en los alrededores del Sol incluyendo los brazos de Orión, Perseo y Carina usando estrellas con distancias calculadas con el método de la paralaje espectroscópica. Con este tipo de estudios, que aportan datos sobre distancias no afectadas por ambigüedades, creemos que pueden darse respuestas razonablemente certeras a las disputas interpretativas respecto de la estructura espiral cercana e independientes de la curva de rotación.

Abstract / The precise determination of the spiral structure of our Galaxy has become an extremely complex and misleading task due to several factors: a) the Sun is located in the middle of the plane and surrounded by dark clouds —with some exceptions— in the 360 degrees of longitude; b) given this position of the Sun in the Galaxy, spiral arms, if viewed, appear superimposed along the line of sight; c) inspection of external galaxies shows that the young population tends to be concentrated in spiral arms and, by analogy, that is the population we are looking for in our Galaxy and for which accurate distance estimations are needed. We present preliminary results of a study of spiral structure around the Sun including the arms of Orion, Perseus and Carina, using stars with distances calculated by the method of spectroscopic parallax. With this type of studies that provide data on distances not affected by ambiguities, we believe that there may be reasonably accurate answers to interpretative disputes about the nearby spiral structure and independent of the rotation curve.

Keywords / Galaxy: disk — Galaxy: open clusters and associations: general — stars: distances

1. Introduction

Determinations of parallaxes and proper motions of methanol masers (6.7 GHz) have been recently combined with similar data obtained for giant molecular clouds and HII regions to study the outer and inner spiral structure in our Galaxy (Reid et al., 2009, 2014). These regions associated with star-forming regions become powerful tracers of spiral structure. In most cases distances to these sources rely in pre-set values of the rotation curve of our Galaxy. This method is dependent on the adopted values of the rotation curve and usually provides mixed results since it cannot remove ambiguities in velocities and therefore in distances in certain sectors of the Galaxy. We have been working on the nearby spiral structure since about ten years ago attempting to remove ambiguities in distances to places of star formation by means of a variant of the spectroscopic parallax method (based in photometry alone). Simultaneously, our group has also obtained MK spectral types for hundreds of stars included in the fields of open clusters that our program investigates systematically. We present here preliminary results of a study of spiral structure including the arms of Orion, Perseus and Carina using distances of stars computed with the

method of spectroscopic parallax. This type of studies provide data on distances —independent of the rotation curve— and we believe that there may have reasonably accurate answers to disputes about the meaning of the nearby spiral structure.

2. Observations and data

During the last decade our group have been classifying stars in the MK system. These stars were selected for the simple reason of being placed in the field of open clusters. Usually, when photometry is done in open clusters, a high number of stars do not belong to the clusters under investigation and remain therefore unstudied. We developed a project to combine photometry with spectroscopy for these stars applying techniques of observation and classification as described in Giorgi et al. (2015). The instrumental configuration included the REOSC spectrograph attached to the CASLEO 215-cm telescope (San Juan, Argentina) and the Tek 1024×1024 detector. We took spectra of stars down to 14.5 mag no matter the membership they have respect of the cluster where they are. The basic idea is not only to gather information to compute stellar distances but also to discriminate other important physical properties of the

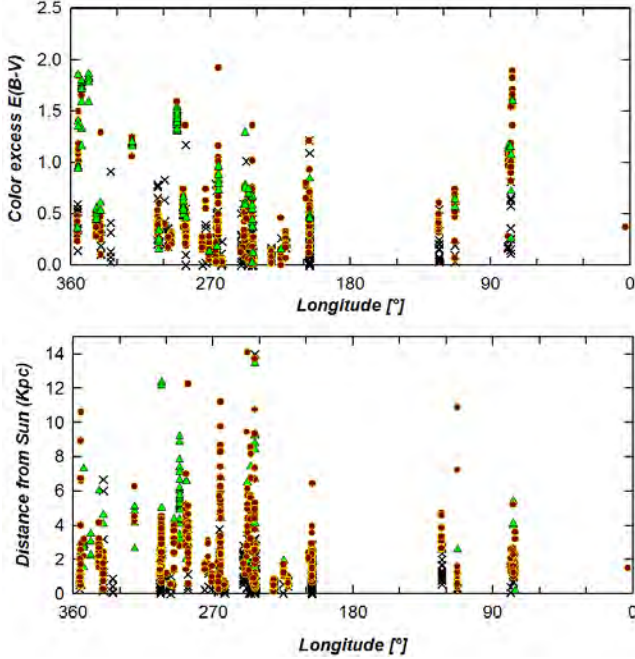


Figure 1: Upper panel: the path of $E(B - V)$ color excess with the galactic longitude. Notice the lack of stars in the anticentre and in the first quadrant due to the presence of dust clouds. Lower panel: distances to stars in our sample according to the galactic location in longitude.

stellar population under observation (types of stars, the reddening that affects them and how far away).

We could observe and estimate spectral types for over 350 stars distributed in nearly 50 open clusters contained in a band of $\pm 5^\circ$ along the plane of the Milky Way. Just to demonstrate the power of this observational strategy we have combined our spectroscopic and photometric data together with others taken from the WEBDA database (www.univie.ac.at/webda/). In all these cases only spectral types from well known and reputed observers were taken.

Computing stellar distances using the spectroscopic parallax method requires that the stars have also magnitudes and color indices, V and $(B - V)$ ($(U - B)$ if available). This introduces the need for UBV photometry, preferably CCD or photoelectric. Whenever possible, we used our own photometry for objects in the third and fourth quadrants but necessarily had to use photometry from other authors in parts of the other quadrants.

Distances obtained with this method are affected by: 1) photometric errors, 2) errors in the absolute magnitudes attributed to spectral types (for an O-type star, typical M_V errors are about 0.5 mag), 3) errors in intrinsic colors, 4) errors in the assigned spectral type (we assume a spectral subtype error committed in our own estimation) and 5) errors in the extinction law adopted. An estimate of the typical errors in the distances yielded by the spectroscopic parallax method (ignoring errors in the M_V) suggests a 20% relative error (Perren et al., 2012). In some cases (e.g., Trumpler 14, NGC 3603) the

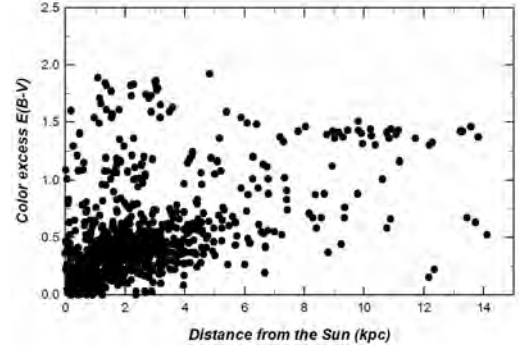


Figure 2: Reddening distribution vs. distances from the Sun for our entire star sample.

law of normal extinction, $A_V = 3 \times E(B - V)$, is invalid and we had to use R values as high as 4.7.

We finally compiled a sample of 968 stars with MK spectral types, 131 of which are of A-type, 124 of O-type, 549 of B-type, 74 of F-type, 41 of G-type, 43 of K-type and only 6 of M-type. This enumeration evidences the bias of our data since the number of O and B stars is largely over-represented in our sample (even O-type stars respect to B-stars). It is evident that our sample is biased to those objects for which MK spectral types have been already estimated. This means in turn that it is biased to relatively bright and nearby clusters. In addition, as we selected objects along the plane, it is for sure that our sample is biased towards young clusters. Hence the relatively large number of very young stars in the final compilation.

3. Results

Fig. 1 (upper panel) shows the color excess $E(B - V)$ and the distances obtained (lower panel) for all the stars in our sample according to the galactic longitude. Symbols in the figure are: green triangles for O-type stars and red circles with yellow edge for B-type stars. The rest of the stars are indicated by a cross. Together with O- and B-type stars of all luminosity classes we included late type stars of luminosity classes I and II. Fig. 2 shows the path of the $E(B - V)$ color excess as a function of the distance. The visual absorption ($3.1 \times E(B - V)$) does not exceed 6 magnitudes —this may be another bias effect since no cluster in very obscured areas has been observed in the visible. As expected, very distant stars are found at low extinctions.

Fig. 3 shows only the O and B stars in our sample superimposed on the (X, Y) plane of the Galaxy (other spectral luminosity class types I and II are also included). The dark gray thick lines correspond to the spiral arms following the model of Vallée (2005). The Sun, marked with a red cross, is at $(0, 0)$ and the sign convention is such that the Y -axis is positive toward the outer Galaxy and the X -axis is negative in the $l = 270^\circ$ direction. The blue arrow shows the direction $l = 240^\circ$.

There are five relevant aspects in Fig. 3 that we want to emphasize:

- with the method of the spectroscopic parallax it is possible to locate stars associated with spiral arms at more than 12 kpc from the Sun;
- there is a strong stream of very young stars in the direction to $l = 240^\circ$ crossing the Perseus arm and surpassing even the Outer arm;
- O-type stars are found all the way around the Sun and not confined to spiral arms as assumed;
- there is a high concentration of O- and B-type stars toward the center of the Galaxy (at $(0, -8.5)$). We mention the presence of very young stars in the inter arms regions between Carina and Norma arms;
- the Carina arm is well delineated by early stars.

It is easily seen that the Sun is part of a group of very young stars (along with several regions of recent star formation) known as Local arm and whose meaning is under intense dispute. Following e.g. Xu et al. (2013), there are three possible interpretations for the Local arm nature (or Orion arm): a) it is a branch of the Perseus arm, b) it is part of a major arm, c) it is an independent segment of spiral arm. These interpretations stem from a look of figure 10 in Xu et al. (2013) showing a set of 30 sources, delineating the Local arm, including traces between Perseus and Sagittarius-Carina. In addition, it is proposed that since the Local arm is closer to Perseus than to Sagittarius-Carina, then the Local arm may be a branch of the Perseus arm. Kerr & Kerr (1970) proposed earlier that the Local arm connects with Carina, but today it is commonly thought to be connected with Sagittarius.

In our Fig. 3 the Local arm does not show clear and well delineated boundaries (unlike proposed by Xu et al., 2013). Indeed, all around the Sun there are very young objects. Some time ago, our group proposed an interpretation that solved the question of the Canis Majoris dwarf galaxy (Carraro et al., 2005; Moitinho et al., 2006; Vázquez et al., 2008). Using very young clusters and the diffuse blue population found in the third galactic quadrant, we could explain that the Local arm is a structure with a strong concentration in $l = 240^\circ$ (marked by the arrow in Fig. 3) starting from the Sun to the outer Galaxy, crossing Perseus and reaching the Outer arm at more than 10 kpc from the Sun. In this way, the Canis Majoris overdensity is nothing but the Local arm axis at its junction with Perseus. Recently, we reported the presence of a diffuse blue stellar population covering nearly 50° in the third quadrant (not just 240°) extending outside the Galaxy and reaching the Outer arm (Costa et al., 2015). Despite this and the fact that no maser sources has been detected yet beyond Perseus and $l > 230^\circ$, some researchers insist that the Local arm is not an independent entity but most likely it is part of Perseus (Xu et al., 2013). Spectroscopic parallaxes prove to be very powerful in the sense that the confirmed blue population is not only found in the inter-arm region Perseus-Outer but several very young stars are arranged along the Outer arm. The present study confirms previous results.

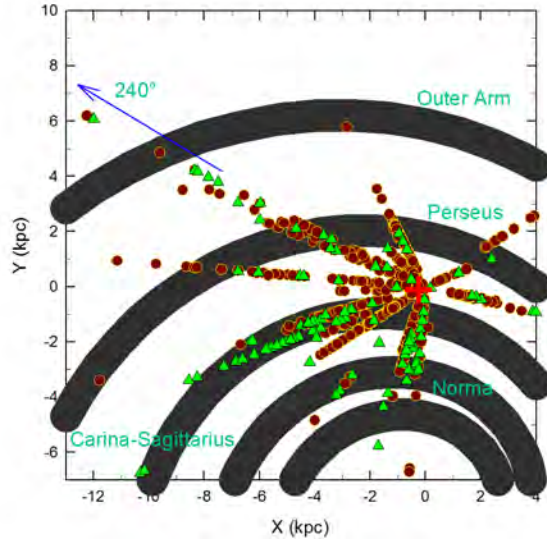


Figure 3: The $(X - Y)$ projection of stars in our sample. X and Y are in kiloparsecs. The red cross indicates the location of the Sun at $(0, 0)$. See text for symbols explanation.

4. Conclusions

We demonstrate that young stars can be seen at great distances (even larger than those of masers) and that a vigorous program of estimation of spectral types and photometry down to $V = 15$ mag can throw good results about the spiral structure of the Milky Way. The uncertainties in the distances of these stars are not larger, after all, than in maser sources. An observational programme including —on a photometric basis— blue stars with MK spectral classification can gather valuable information to more accurately solve this problem, remaining independent of the rotation curve of the Galaxy. We hope to reach 1000 stars in the coming years and contribute more decisively to improve our knowledge of the nearby spiral structure.

Acknowledgements: We warmly acknowledge the help from the CASLEO staff. EG, GRS & RAV are visiting astronomers of the Complejo Astronómico El Leoncito, which operates under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

References

- Carraro G., et al., 2005, ApJL, 630, L153
 Costa E., et al., 2015, A&A, 580, A4
 Giorgi E. E., et al., 2015, New A., 40, 87
 Kerr F. J., Kerr M., 1970, Astrophys. Lett., 6, 175
 Moitinho A., et al., 2006, MNRAS, 368, L77
 Perren G., Vázquez R. A., Carraro G., 2012, A&A, 548, A125
 Reid M. J., et al., 2014, ApJ, 783, 130
 Reid M. J., et al., 2009, ApJ, 700, 137
 Vallée J. P., 2005, AJ, 130, 569
 Vázquez R. A., et al., 2008, ApJ, 672, 930
 Xu Y., et al., 2013, ApJ, 769, 15



Polarización en estrellas químicamente peculiares

C. Quiroga^{1,2}, A.F. Torres^{1,2} & L. Cidale^{1,2}

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

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

Contacto / cquiroga@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas químicamente peculiares en helio se caracterizan por presentar líneas de He con intensidades anómalas para su tipo espectral. Suelen presentar variaciones fotométricas y polarimétricas, además de campos magnéticos variables del orden de 2 kG. Se buscará medir la polarización intrínseca lineal (porcentaje de polarización y parámetros de Stokes), y detectar sus variaciones, dado que puede dar información acerca de los mecanismos que dan origen al campo magnético y sus efectos en la geometría de este tipo de estrellas.

Abstract / Chemically peculiar stars are characterized by the presence of He lines with anomalous intensities relative to the ones expected for their spectral type. They usually show photometric and polarimetric variations, with variable magnetic fields of the order ~ 2 kG. Our goal is to measure the intrinsic polarization, the Stokes parameters and their possible variations to obtain information on the structure of the magnetic field and their effects on the geometry of the star.

Keywords / stars: chemically peculiar — polarization — stars: individual: HD 5737 — stars: individual: HD 6532 — stars: individual: HD 22470 — stars: individual: HD 142301

1. Introducción

Las estrellas químicamente peculiares en helio son un pequeño subgrupo de estrellas de tipo espectral B. Se caracterizan por presentar líneas de He con intensidades anómalas (estrellas He-intensas y He-débiles, *He-strong stars* y *He-weak stars*). Sus espectros pueden presentar variaciones no sólo en las líneas de He, sino también en las de otros elementos como ser: H, Fe, Si, C, etc. Además de las variaciones espectroscópicas, muestran variaciones fotométricas y polarimétricas. Algunas estrellas presentan intensos campos magnéticos del orden de 2 kG.

El objetivo de este trabajo es estudiar el efecto Zeeman responsable de la presencia de polarización lineal, el cual puede dar información acerca de las propiedades del campo magnético y de su influencia en la geometría de este tipo de estrellas.

Para realizar esta investigación, llevamos a cabo una campaña de observación polarimétrica en estrellas peculiares en helio con campo magnético conocido a fin de detectar la presencia de polarización intrínseca y sus variaciones, como así también, las variaciones de los parámetros de Stokes. A continuación, presentamos resultados preliminares para cuatro objetos.

2. Observaciones y análisis de los datos polarimétricos

Los datos polarimétricos fueron obtenidos con el Fotopolarímetro de Torino adosado al telescopio Jorge Sahade de CASLEO en agosto de 2006 y en abril y junio de 2007. Información sobre el diseño y funcionamiento del instrumento y método de reducción de los datos pola-

rimétricos pueden ser encontrados en Pirola (1973).

Además de la muestra de estrellas peculiares en helio, se observaron estrellas estándares y estrellas con polarización nula a fin de corregir las observaciones por polarización instrumental. En los casos de estrellas con baja polarización o baja señal-ruido, se detectó polarización estadísticamente positiva utilizando el método de Clarke et al. (1985). Se adoptó un nivel de confianza de 95 % para una detección positiva de polarización.

Para detectar polarización intrínseca se adoptaron los criterios de Zickgraf & Schulte-Ladbeck (1989) y se descartó con el test χ^2 que la polarización fuera de origen interestelar. La detección de variaciones polarimétricas se realizó utilizando una adaptación del test de Fisher (el test de Welch), según lo indicado por Clarke & Stewart (1986). Se analizaron variaciones en las siguientes escalas de tiempo: (i) entre distintos turnos de observación, (ii) noche a noche en el mismo turno de observación, y (iii) a lo largo de la noche.

A fin de determinar posibles correlaciones entre las detecciones positivas de polarización con los períodos de variación del campo magnético, se empleó el catálogo *A catalog of stellar magnetic rotational phase curves* (Bychkov et al., 2005). La fase $\phi = 0$ corresponde al mínimo del mejor ajuste de la curva magnética.

3. Análisis de datos de estrellas individuales

3.1. HD 5737 = α Scl

HD 5737 es una estrella He-débil de tipo espectral B8 III. Este objeto es uno de los rotadores más lentos entre las estrellas B peculiares (Bp). Bychkov et al. (2005) encontraron un período magnético de $P = 21.654$ días y $T_0 = 2\,444\,691.696$ DJ.

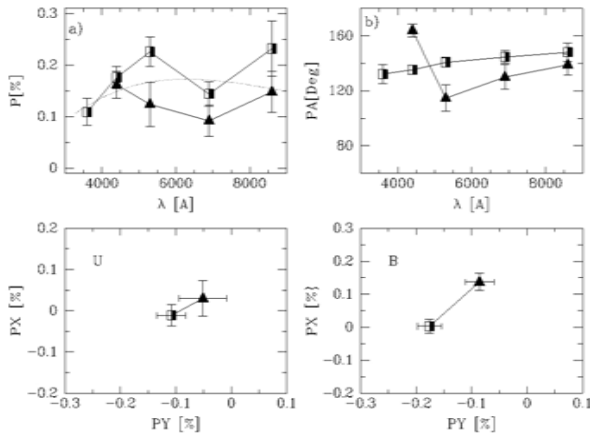


Figura 1: HD 5737. Arriba: Variación del grado de polarización y ángulo de posición con la longitud de onda. Abajo: variaciones de los parámetros de Stokes en las bandas U y B .

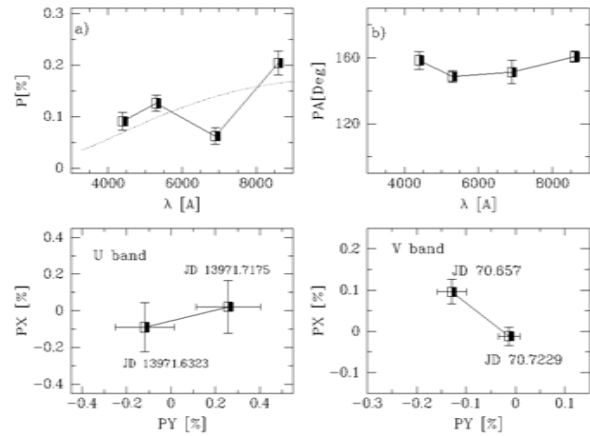


Figura 3: HD 6532. Arriba: Variación del grado de polarización y ángulo de posición con la longitud de onda. Abajo: variaciones a lo largo de una misma noche en el diagrama PX vs. PY en las bandas U y V .

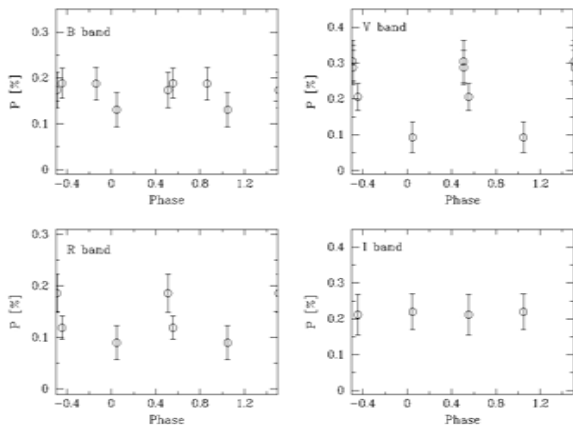


Figura 2: HD 5737. Variación de la polarización con el campo magnético en las bandas B , V , R e I .

Esta estrella fue observada en agosto de 2006 y en junio de 2007. Si bien la dependencia del grado de polarización con la longitud de onda no descarta que la polarización sea de origen interestelar, esta última se descarta ya que el ángulo de posición no se mantiene constante, presentando una rotación de 50° entre las bandas B y V en junio de 2007, tal como puede observarse en la parte superior de la Fig. 1. Además, el diagrama PY vs. PX muestra variaciones en los parámetros de Stokes con un nivel de confianza del 99% en las bandas U y B (parte inferior de la Fig. 1). En la Fig. 1, los cuadrados semi-sombreados corresponden a los datos de agosto de 2006 y los triángulos negros a los de junio de 2007.

A partir de las detecciones estadísticamente positivas de polarización y usando la efemérides de Bychkov et al. (2005), puede observarse que la polarización en las bandas B , V y R tiende a aumentar con el incremento del campo magnético y permanece constante en la banda I (Fig. 2). Sólo se dispone de una observación estadísticamente significativa en la banda U , por lo que no fue incluida en el gráfico.

3.2. HD 6532 = V^* Ap Scl

HD 6532 es una de las pocas estrellas roAP (estrella Ap rápidamente oscilante) que muestra un dipolo con polaridad invertible. Tiene un período de rotación corto de sólo 1.944973 días (Kurtz et al., 1996). Debido a su poco brillo ($V = 8.4$) y sus anchas líneas rotacionales, las mediciones de campo magnético son difíciles de obtener (Bigot & Kurtz, 2011).

Esta estrella fue observada sólo en agosto de 2006. El comportamiento del grado de polarización y del ángulo de posición con la longitud no permite descartar que la polarización sea de origen interestelar. Las observaciones individuales muestran variabilidad a lo largo de una misma noche con un nivel de significancia del 99% en las bandas U y V (Fig. 3), lo que indicaría además la existencia de una componente de polarización intrínseca. Son notorias las distintas direcciones de las líneas que unen los puntos de variabilidad en cada banda.

3.3. HD 22470 = EG Eri

HD 22470 es una estrella muy azulada para la clasificación MK que le fue asignada. Se la considera una estrella He-débil con anomalías en Si. Borra et al. (1983) encontraron un campo magnético mayor a 1 kG, con dos posibles períodos: $P = 0.6875$ días y otro menos probable de 1.935 días.

Esta estrella fue observada en agosto de 2006, no mostrando detección de polarización en el valor promedio pesado de todas las observaciones. Sin embargo, los valores medios de la noche presentan detección estadísticamente positiva en las bandas U , R e I . Según la variación del ángulo de posición con la longitud de onda, la polarización es intrínseca (Fig. 4, izquierda). Además, se encontró variabilidad con un nivel de confianza del 99% en las bandas U , B y R . La Fig. 4 (derecha) muestra variaciones en las detecciones estadísticamente positivas en la banda U .

Se han analizado las observaciones individualmente. La mayoría de ellas no muestran detección estadística-

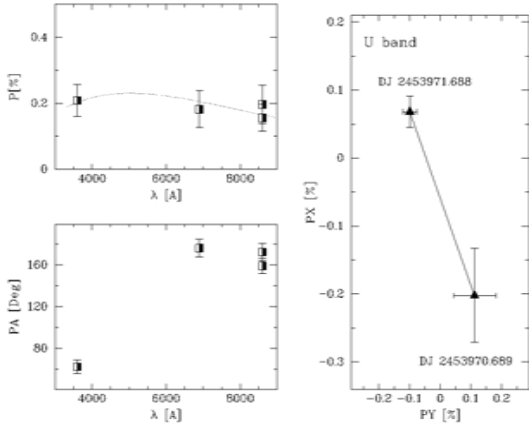


Figura 4: HD 22470. Izquierda: Variación del grado de polarización y ángulo de posición con la longitud de onda. Derecha: Diagrama PX vs. PY entre observaciones individuales en la banda U .

mente positiva, por lo que no es posible hacer un análisis de la variación de la polarización con el campo magnético. Sin embargo, se han encontrado variaciones estadísticas en las bandas U , B y R , I entre las diferentes observaciones individuales.

3.4. HD 142301 = 3 Sco

HD 142301 es una estrella He-débil de tipo espectral B8IIIp. Tiene un campo magnético longitudinal variable con rangos entre $+1.700$ y -4.100 kG (Landstreet et al., 1979). Su período magnético es $P = 1.45955$ días, con $T_0 = 2\,442\,593.469$ DJ (Bychkov et al., 2005).

Esta estrella fue observada en abril y junio de 2007 (Fig. 5, triángulos negros y círculos blancos, respectivamente). El conjunto de los valores promedios pesados de los turnos muestra detección estadísticamente positiva de la polarización. La dependencia del grado de polarización y del ángulo de posición con la longitud de onda no descarta que la misma sea de origen interestelar.

Sin embargo, pareciera que HD 142301 presenta polarización intrínseca, ya que se detectaron variaciones con un nivel de confianza del 99% entre ambos turnos en la banda B (Fig. 5, abajo a la izquierda). Analizando las observaciones individuales, se detectó una única variación a lo largo de la noche en una sola noche de cada turno de observación. Los datos polarimétricos, en función de la fase magnética (Fig. 5, abajo a la derecha), muestran dos puntos con muy alta polarización. Estos puntos coinciden tanto con el máximo de la curva de campo de magnético de Bychkov et al. (2005), como con el máximo del índice R de la línea de He I $\lambda 4026$ definido por Landstreet et al. (1979). Es de notar que el mismo comportamiento es observado en todas las bandas. Son necesarias más observaciones para cubrir la totalidad de la fase de variación del campo magnético.

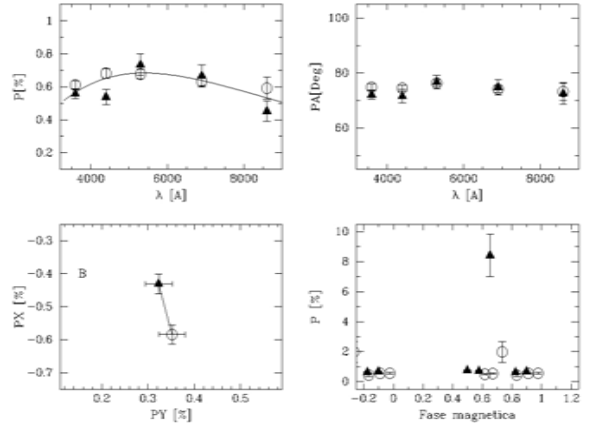


Figura 5: HD 142301. Arriba: variación del grado de polarización y del ángulo de posición con la longitud de onda. Abajo izquierda: Diagrama PY vs. PX mostrando la variación turno a turno en la banda B . Abajo derecha: variación de la polarización con la fase magnética para la banda B .

4. Conclusiones

Las cuatro estrellas químicamente peculiares analizadas presentan polarización variable en distintas escalas de tiempo. En el caso de HD 5737 y de HD 142301, las variaciones polarimétricas parecieran estar relacionadas con la variación del campo magnético. Se necesitan más observaciones para confirmar estos resultados.

Referencias

- Bigot L., Kurtz D. W., 2011, A&A, 536, A73
- Borra E. F., Landstreet J. D., Thompson I., 1983, ApJS, 53, 151
- Bychkov V. D., Bychkova L. V., Madej J., 2005, A&A, 430, 1143
- Clarke D., Stewart B. G., 1986, Vistas in Astronomy, 29, 27
- Clarke D., Stewart B. G., Schwarz H. E., 1985, A&A, 145, 232
- Kurtz D. W., et al., 1996, MNRAS, 280, 1
- Landstreet J. D., Borra E. F., Fontaine G., 1979, MNRAS, 188, 609
- Piirola V., 1973, A&A, 27, 383
- Zickgraf F.-J., Schulte-Ladbeck R. E., 1989, A&A, 214, 274



Probing the structure and dynamics of B[e] supergiant stars' disks[★]

M. Kraus^{1,2}

¹ *Astronomický ústav, Akademie věd České republiky, Ondřejov, Republika Checa*

² *Tartu Observatoorium, Tõravere, Estonia*

Contact / michaela.kraus@asu.cas.cz

Resumen / Las supergigantes B[e] son un grupo de estrellas masivas evolucionadas que se encuentran en una fase de transición de corta duración. Durante esta fase, estos objetos expulsan grandes cantidades de materia que se acumula formando anillos circunestelares o estructuras en forma de disco, que giran alrededor de las estrellas en órbitas keplerianas. En la mayoría de estos objetos, los discos circunestelares parecen presentar estructuras estables por décadas, por lo que resultan laboratorios ideales para estudiar la formación de moléculas y la condensación de polvo. La combinación de datos espectroscópicos de alta resolución, de las regiones ópticas e infrarrojas, permiten buscar características en emisión que sirvan como trazadores de la estructura, cinemática y composición química del disco a diferentes distancias de la estrella. Ciertas líneas en emisión de transiciones prohibidas de metales ionizados o neutros, tales como [Ca II] y [O I], son los trazadores ideales de las regiones gaseosas atómicas más internas del disco. Un poco más lejos de la estrella se forman las moléculas, donde el primer sobretono de las bandas de monóxido de carbono (CO) marca el borde caliente interior del disco molecular, por lo que se esperaría encontrar la formación de otras moléculas entre la región comprendida entre el CO y la zona de condensación de polvo. Se han iniciado varias campañas de observación en búsqueda de estas moléculas y de sus características de emisión, con el fin de construir una imagen global de las propiedades de los discos alrededor de las supergigantes B[e]. En este trabajo se presenta una visión general de nuestro actual conocimiento sobre la estructura y la cinemática de estos discos a partir de la información brindada por los diferentes elementos trazadores.

Abstract / B[e] supergiants are a group of evolved massive stars in a short-lived transition phase. During this phase, these objects eject large amounts of material, which accumulates in a circumstellar ring or disk-like structure, revolving around the star on Keplerian orbits. In most objects, the disks seem to be stable over many decades. This guarantees these disks as ideal chemical laboratories to study molecule formation and dust condensation. Combining high-resolution optical and infrared spectroscopic data allows to search for emission features that trace the disk structure, kinematics, and chemical composition at different distances from the star. Certain forbidden emission lines of singly ionized or neutral metals, such as [Ca II] and [O I], are ideal tracers for the innermost gaseous (atomic) regions. Farther out, molecules form. While first-overtone bands of carbon monoxide (CO) mark the hot, inner rim of the molecular disk, more molecules are expected to form and to fill the space between the CO emitting region and the dust condensation zone. Observing campaigns have been initiated to search for these molecules and their emission features, in order to construct a global picture of the properties of the disks around B[e] supergiants. This paper presents an overview of the status of our knowledge about the structure and kinematics of B[e] supergiant stars' disks, based on currently available information from different observational tracers.

Keywords / circumstellar matter — infrared: stars — stars: early-type — stars: massive — supergiants

1. Introduction

During the post-main sequence evolution, massive ($> 8 M_{\odot}$) stars can pass through several short-lived phases, in which they lose a substantial amount of mass via strongly enhanced mass loss, sometimes in the form of eruptions. The B[e] supergiants (B[e]SG), a sub-group of the B[e] stars, encompass one of these phases.

Initially, B[e] stars (or more precisely stars showing the B[e] phenomenon) were discovered by Geisel (1970), who found infrared (IR) excess emission in a sample of B-type emission-line stars with low-excitation

emission lines (especially Fe II and [Fe II]). Follow-up infrared surveys (Allen & Swings, 1972; Allen, 1973, 1974; Allen & Glass, 1974, 1975) confirmed the findings by Geisel (1970) and revealed two distinct populations: (i) emission-line stars with normal stellar IR colors, and (ii) emission-line stars with IR excess emission due to hot dust. As it was unhandy to refer to stars in the latter group as “peculiar emission-line stars with forbidden lines and dust”, the much shorter designation “B[e] stars” was introduced for these objects and utilized since then.

Subsequent identification of numerous objects with similar properties required the definition of general criteria. A classification scheme was introduced by Lamers et al. (1998), who proposed to sort the B[e] stars ac-

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, under programmes 384.D-0613(A), 093.D-0248(A), and 094.D-0637(B).

ording to their evolutionary state. Besides pre-main sequence objects (Herbig Ae/B[e] stars), a few compact planetary nebula stars were found, as well as the high mass B[e]SGs. Also members of the group of symbiotic stars were identified. However, a large number of objects could not be assigned a proper evolutionary phase yet due to the lack of proper stellar parameters.

Here, we focus on the B[e]SGs. According to the classification scheme of Lamers et al. (1998), a star belongs to the group of B[e]SGs if it fulfills the following characteristics: a high luminosity of $\log L/L_{\odot} \geq 4.0$, indications of mass loss in the optical spectra, chemically processed material indicating an evolved nature, small photometric variability, and a hybrid spectrum consisting of narrow low-excitation emission lines of low-ionized metals (e.g., Fe II, [Fe II], [O I]) with simultaneous broad absorption features of high-excitation lines.

The best-known sample of B[e]SGs resides in the Magellanic Clouds with 15 confirmed members (11 in the Large Magellanic Cloud (LMC) and 4 in the Small Magellanic Cloud (SMC), see Zickgraf, 2006) and seven new candidates, three in the LMC (see Dunstall et al., 2012; Levato et al., 2014) and four in the SMC (see Wisniewski et al., 2007; Graus et al., 2012). In the Galaxy, there are currently about 16 known B[e]SG candidates (see Kraus, 2009, plus the stars HD 62623 and AS 381). Here, the assignment of a supergiant status is typically hampered by the uncertain distances hence luminosities and by the sometimes variable character of the star requiring re-classification (e.g., Aret et al., 2016). In other galaxies, these objects are difficult to identify. So far, only two B[e]SGs were discovered in the Andromeda galaxy (Kraus et al., 2014), while spectroscopic surveys of evolved massive stars in Local Group galaxies hint towards many more possible candidates (e.g., Massey et al., 2007; Clark et al., 2012).

2. Observational evidence for disks around B[e]SGs

Based on the spectral characteristics, Zickgraf et al. (1985) proposed the so-called hybrid-wind model, in which the stars possess a classical (i.e., fast, low-density) line-driven wind in polar direction and a slow, high-density wind in equatorial direction. The latter was assigned the term “outflowing disk”.

Besides the hybrid character of their spectra, B[e]SGs display spectral energy distributions with an IR excess emission (see, e.g., Zickgraf et al., 1986) that is much stronger than what is expected from pure free-free emission from a stellar wind or from an ionized disk as in classical Be stars (see Bonanos et al., 2009, 2010). This excess emission must hence be attributed to a large amount of hot or warm dust.

Optical linear polarization observations by Magalhaes (1992) revealed intrinsic polarization in all objects, which indicates a non-spherically symmetric geometry of their circumstellar envelopes. In some objects the intrinsic polarization values were very high, supporting the suggestion of a disk-like structure, which is seen under different viewing angles. Based on the good correlation between the amount of intrinsic polarization

and the strength of the dust infrared excess, Magalhaes (1992) suggested that the circumstellar dust probably causes the optical polarization. Follow-up studies found that the observed intrinsic polarization would be in better agreement with electron scattering (Melgarejo et al., 2001) or a combination of electron scattering and scattering by dust (Zickgraf & Schulte-Ladbeck, 1989). In any case, a wind with a density contrast of 100 to 1000 between the equatorial and polar components was required, in fair agreement with results from spectroscopic observations (Zickgraf et al., 1989).

Additional support for the need of a high-density medium in the vicinity of the central object came from the detection of molecular emission. Besides indication for emission from the TiO bands at optical wavelengths in a few objects (Zickgraf et al., 1989; Torres et al., 2012), the near-IR CO first-overtone bands were the most prominent molecular features seen in many B[e]SGs (McGregor et al., 1988a,b, 1989; Morris et al., 1996). Until that time, CO band emission was predominantly reported from the hot, inner regions of pre-main sequence accretion disks (e.g., Geballe & Persson, 1987; Carr, 1989; Chandler et al., 1993). The excitation of the first-overtone bands requires a dense medium with temperatures between 2000 K and 5000 K, where the upper limit corresponds to the dissociation temperature of the molecule. With such a high dissociation temperature value, CO is the most stable molecule and can hence exist much closer to a (hot and luminous) star than any other molecule in the Universe. The emission from CO first-overtone bands is, therefore, regarded as a tracer for the inner rim of circumstellar molecular disks (e.g., Kraus et al., 2000).

With the advent of optical interferometry operating in the near- and mid-IR regimes, it became possible to spatially resolve gaseous and dusty environments, with focus on circumstellar disks. The current capability of interferometry is limited to IR bright objects. Therefore, only a few bright Galactic B[e]SGs could be observed (see also the recent summary by de Wit et al., 2014). These observations revealed that B[e]SGs are indeed surrounded by gaseous and dusty disks (see Domiciano de Souza et al., 2007, 2011; Millour et al., 2011; Cidale et al., 2012; Wang et al., 2012; Wheelwright et al., 2012,?). The high angular resolution technique involved in long baseline interferometry provides thus a powerful tool to study the structure of circumstellar environments of this type of objects.

3. Disk formation mechanisms

The evidences presented in the previous section imply that the disk material must be dense and cool enough to facilitate efficient molecule and dust condensation. As B[e]SGs are clearly evolved, the disks cannot be remnants from the pre-main sequence phase. Consequently, they must have formed from material released from the stellar surface. To test this hypothesis, the disk should contain material that was processed during earlier stages of the star’s evolution.

One important element is ^{13}C . As was shown by stellar evolution models (see, e.g., Ekström et al., 2012), the

carbon isotope ratio $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ rapidly decreases during the evolution of massive stars. Measuring this ratio in the disks of B[e]SGs would hence prove that the circumstellar material was indeed released from the stellar surface, and additionally provide information about the age of the star at the time of mass ejection. However, ^{13}C itself is difficult to detect; therefore, Kraus (2009) proposed to search for circumstellar emission from the isotopic molecule ^{13}CO in objects with confirmed ^{12}CO band emission. And in fact, ^{13}CO band emission was detected from all these B[e]SGs (Liermann et al., 2010; Kraus et al., 2013; Oksala et al., 2013), which was the ultimate proof for the enrichment of their circumstellar disks with processed material. Moreover, this ^{13}CO method has proven to be the ideal tool to disentangle unevolved (pre-main sequence) from evolved (B[e]SG) objects with circumstellar disks (e.g., Muratore et al., 2015).

However, the origin of a cool and dense disk in the close vicinity of the hot and luminous B[e]SGs is not understood yet. The most popular disk formation mechanism invokes binary interaction, up to merging. So far, a companion was identified in only six B[e]SGs, four Galactic (MWC 300, HD 327083, HD 62623, and GG Car) and two SMC objects (LHA 115-S6 and LHA 115-S18). No indication for binarity was found in any of the B[e]SGs in the LMC. In all four Galactic B[e]SGs, the disk is circumbinary (Wang et al., 2012; Millour et al., 2011; Wheelwright et al., 2012; Kraus et al., 2013), indicating that it could indeed originate from binary interaction. The situation is different for the SMC stars. LHA 115-S6 was suggested to be a post-merger object in an original triple system (Langer & Heger, 1998; Podsiadlowski et al., 2006). The other object, LHA 115-S18, was identified as the optical counterpart of a high-mass X-ray source (Clark et al., 2013; Maravelias et al., 2014). It is highly variable in both photometry and spectroscopy and displays Raman scattered emission (Torres et al., 2012), which is typically seen in symbiotic systems (e.g., Leedj arv et al., 2016, and references therein). Both SMC objects display variabilities and features in their spectra that clearly separate them from the other B[e]SGs in the Magellanic Clouds, in which no indication for binarity was found. Hence, binary interaction or merger seems to be a reasonable scenario for some objects, but is most likely not a universal mechanism.

Another possible scenario was the wind-compressed disk model of Bjorkman & Cassinelli (1993). It was proposed that the rapid rotation of a hot, massive star would cause a collision of the winds from both hemispheres in the equatorial plane, forming an outflowing disk. However, in that model the non-radial forces, e.g., due to the deformation of the stellar surface, were neglected, and follow-up investigations by Owocki et al. (1996) showed that these forces prevent the formation of a disk.

The observed hybrid-wind character of B[e]SGs also stimulated computations of wind ionization structures. Focus was thereby on the recombination of hydrogen in the equatorial wind, because the numerous emission lines from elements with low ionization potentials can

only originate from regions in which hydrogen is predominantly neutral. In a heuristic approach with an artificial latitude dependence of the wind density, recombination of hydrogen could be achieved but high equatorial mass-loss rates were required (Kraus & Lamers, 2003; Zsarg o et al., 2008). For a more realistic scenario of the wind structure of B[e]SGs, it was assumed that the stars might be (rapidly) rotating. The rotational distortion of the stellar surface results in the gravitational darkening of the equatorial regions, and hence the reduction of the number of ionizing photons in that region. However, at the same time the surface density decreases from the pole to the equator, resulting in hydrogen neutral equatorial zones, which are less dense than the polar regions —opposite of what is observed (Kraus, 2006).

A way out of the problematic depletion of the equatorial wind density was provided by the rotationally induced bistability mechanism (Pelupessy et al., 2000). Due to the latitude dependence of the wind temperature, Fe IV recombines into Fe III at a temperature of $\sim 25\,000\text{ K}$. Consequently, a different set of lines is driving the cooler wind, with a net effect of a sudden increase in mass flux towards the equatorial plane. However, the achievable density enhancement turned out to be a factor 10–100 too low compared to the observations. The situation is significantly better when the bistability mechanism is combined with the slow-wind solution discovered by Cur e (2004). With such a scenario, proper density enhancements could be reached (Cur e et al., 2005). However, the resulting wind velocities in the equatorial plane ($200\text{--}300\text{ km s}^{-1}$) were too high compared to the observed values ($10\text{--}30\text{ km s}^{-1}$).

A major prerequisite for all these models is rapid stellar rotation. Determination of proper rotation speeds of B[e]SGs is hampered by the absence of photospheric absorption lines in their mostly pure emission-line spectra. Hence, rotation velocities are currently known for only four objects. These are LHA 115-S65 (Zickgraf, 2000; Kraus et al., 2010) and LHA 115-S23 (Kraus et al., 2008) in the SMC, and LHA 120-S73 (Zickgraf, 2006) and LHA 120-S93 (Gummersbach et al., 1995) in the LMC. The latter object has a rotation speed of at least 40% and the rest of $\sim 75\%$ of their critical velocity, which is sufficiently high to initiate bistability. Whether all B[e]SGs are rapidly rotating is, however, unknown.

To finish this section, another type of wind solutions, the delta-slow solutions, should be mentioned. The advantage of these solutions is that stars are not required to rotate at high speeds. So far, these solutions were found in the winds of A-type supergiants, where they were capable to properly reproduce the observed wind velocities and mass-loss rates (Cur e et al., 2011). Extension of the search for delta-slow solutions in hotter, i.e., B-type supergiant star winds is underway.

4. Disk structure and kinematics

The difficulties in finding a common scenario for the formation of disks around B[e]SGs could have two reasons. Either there exists no common scenario so that for each

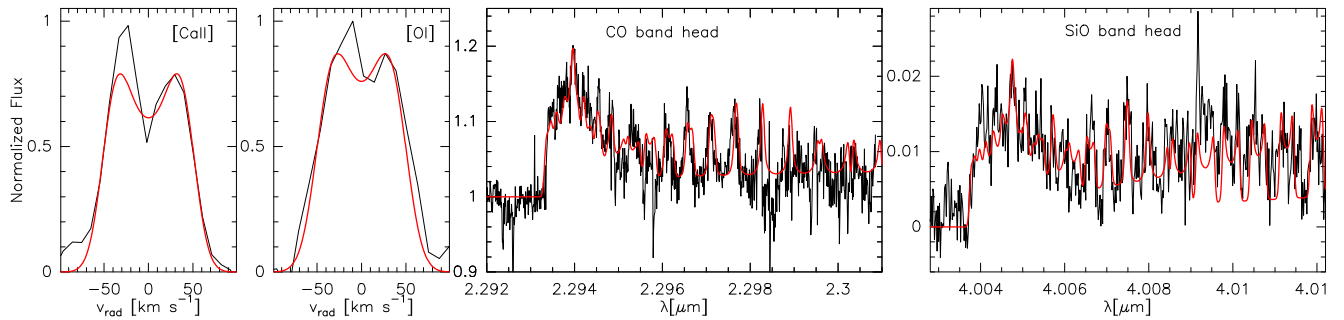


Figure 1: Model fits overplotted on the observed atomic and molecular tracers for the disk kinematics of HD 62623. Each emission feature represents a different gas ring revolving the star on a Keplerian orbit (see Table 1).

object a different (or a combination of more than one) mechanism might be at work, or we have not identified the correct scenario yet. Hence, to unravel possible disk formation mechanism(s), clearly more precise observational constraints are needed. Much effort has been made during the past decade to search for reasonable tracers that help to confine the real structure and, in particular, the kinematics of B[e]SG stars' disks.

4.1. Dust

Dust emission provides no kinematical information, but it can still be used to distinguish between different disk formation mechanisms via its total emission over the spectral energy distribution and distinct emission features resolved in IR spectra.

IR photometric observations over several decades showed no evidence for variability. If the dust particles condense from a wind or outflow, they should be formed continuously. Such a scenario disagrees with model computations of Porter (2003), who found that an equatorial wind, resulting for instance from the bi-stability mechanism, cannot reproduce the observed intense IR excess emission of B[e]SGs. This could indicate that the dust is not connected to an outflow but has accumulated at a certain distance from the star. Support for such an interpretation is provided by observations with the *Spitzer Space Telescope*. Kastner et al. (2010) collected mid-IR spectra of nine Magellanic Cloud B[e]SGs. All objects display crystalline silicate features, which result from grain processing within a long-lived, stable environment orbiting the central object. Moreover, in some objects additional emission from polycyclic aromatic hydrocarbons was identified. This dual-dust composition is a further proof for a stable dusty environment, in which non-equilibrium chemical processes had sufficient time to take place.

4.2. Molecules and chemistry

As mentioned earlier, molecular emission was detected from the disks of many B[e]SGs. As such, CO has proven to be particularly useful. Its first-overtone bands arise in the near-IR K -band regime, redwards of $2.293 \mu\text{m}$. The intensity of the band emission is extremely sensitive to the temperature and density of the CO gas

(Kraus, 2009), meaning that the observed emission typically originates from the hottest and densest region in which CO molecules can exist. With respect to a circumstellar disk, one would thus expect that the CO band emission marks the transition region between the molecular and the atomic disk parts and hence originates from a ring with a temperature close to the CO dissociation value.

The K -band near-IR surveys by Liermann et al. (2010) and Oksala et al. (2013), that were performed with the SINFONI spectrograph at the European Southern Observatory (ESO), were not only aimed at detecting emission from ^{13}CO , but also at determining the physical parameters (density, temperature) of the CO emitting rings. Surprisingly, modeling the molecular band emission delivered two important insights: (i) in each object the circumstellar CO gas has a different temperature spreading from 1900 K to 3200 K, and (ii) the values in all objects were far below the dissociation temperature of 5000 K. These results implied that the disks of B[e]SGs are not continuous structures extending from the stellar surface to far distances, hence refuting the outflowing disk scenario. Instead, the disk seems to be detached from the star, and the CO emission marks the inner rim of the molecular disk or ring.

The spectral resolution of $R \sim 4500$ provided by SINFONI was too low to resolve the kinematics of the molecular gas ring. For this, high-resolution observations are required. However, such spectrographs are rare and not always mounted. Therefore, only a dozen B[e]SGs could be observed with high resolution so far. In a survey of B[e] stars, eight Galactic B[e]SGs were observed with the CRIRES spectrograph at ESO, and another four Magellanic Cloud B[e]SGs with the Phoenix spectrograph at Gemini-South. Both instruments provide a resolution of $R \sim 50\,000$. The observations focused on the first band head, which is formed by the superposition of several individual rotation-vibrational CO lines. An example of a CO band head is shown in the third panel of Fig. 1. In all objects, the shape of this band head displayed a blueshifted shoulder and a redshifted maximum. This is the characteristic band head structure expected for a rotating gas ring (e.g., Carr, 1995). Modeling the shape of the band heads delivered the line-of-sight rotation velocity of the CO gas (for details, see Muratore et al. 2012; Wheelwright et al. 2012; Cidale et al. 2012; Kraus et al. 2013, and Torres et al.,

this volume), and hence a first milestone in the determination of the global disk parameters.

CO is not the only molecule that will form in the cool environments of the circumstellar disks. As B[e]SGs are massive, their surface composition remains oxygen-rich throughout their entire evolution. Consequently, the ejected material, from which the disks form, has an oxygen-rich composition as well. This means that the number of oxygen atoms greatly exceeds the number of carbon atoms. In such an environment, all carbon atoms are locked in CO molecules, while the excess oxygen atoms can form other molecules and compounds. Which molecules will form severely depends on the elemental abundances as well as on the stability of the molecule, i.e., its dissociation energy.

One very promising diatomic molecule that will form in an oxygen-rich environment is silicon oxide (SiO). Compared to other oxygen-based molecules, it has, together with TiO, the second highest (after CO) dissociation energy and is hence the second most stable oxygen compound. Moreover, compared to titanium, the abundance of silicon is more than two orders of magnitude higher, favouring the formation of SiO over TiO. Theoretical computations of its rotation-vibrational first-overtone bands revealed that their emission falls into the *L*-band redwards of $4.004\ \mu\text{m}$. Kraus et al. (2015) selected four Galactic B[e]SGs with confirmed CO band emission and collected high-resolution *L*-band observations utilizing the CRIRES spectrograph at ESO. In all four objects rotationally broadened SiO band emission was discovered, and in all stars the SiO emission originates from disk regions which are cooler and have a smaller rotational velocity compared to the CO emitting region (Kraus et al., 2015). This finding is in agreement with a Keplerian rotating disk scenario. An example of the first SiO band head emission is shown in the last panel of Fig. 1.

The successful detection of SiO band emission from the disks of B[e]SGs encourages to search for further molecular species, which would bridge the gap to the dust condensation zone. Possible and promising candidates are NO, SO, OH, and water. All these oxygen compounds form with elements of significantly high abundances, and the molecules still have reasonably high dissociation temperatures. This guarantees that they form in relatively hot gas, i.e., hotter than the dust evaporation temperature of $\sim 1500\ \text{K}$. Searching for band emission from these molecules is certainly challenging, but any detection would greatly enhance our knowledge on the properties of the molecular disk regions.

4.3. Forbidden lines

The observational indications presented so far disprove the outflowing disk scenario as a unique formation mechanism of B[e]SG stars' disks. Instead, the derived properties hint towards a long-lived, stable outer dusty disk region and a detached molecular disk or ring. This raises the question of the characteristics of the atomic gas, which is located between the stellar surface and the molecular CO ring. To study this region, forbidden lines

appear to be a viable tool.

Forbidden emission lines are typically associated with low density gas, such as the diluted, extended shells or lobes of planetary nebulae. However, not all forbidden lines are necessarily restricted to low-density gas, and transitions from various elements and ionization states are excellent tracers for different density and temperature regimes (e.g., Kraus et al., 2005).

One of the defining characteristics of B[e]SGs are forbidden emission lines from neutral or low-ionized elements, and [O I] emission is an intrinsic property of all B[e] stars. In optical spectra, typically three lines can be identified: [O I] $\lambda\lambda 5577, 6300, 6364$. These lines did not catch much attention until (Kraus et al., 2007) performed a detailed analysis of the physical conditions of their formation regions. Surprisingly, these authors found that these lines can arise from regions in which the particle density can be rather high. The only crucial parameter is the electron density, because the excitation of the levels, from which the [O I] lines emerge, happens primarily via collisions with free electrons. To estimate the amount of free electrons, one needs to bear in mind that oxygen has the same ionization potential as hydrogen. Consequently, the [O I] lines form within a region, in which the electron density is strongly diminished due to the recombination of hydrogen.

A second important result of this analysis was the finding that the lines [O I] $\lambda 5577$ and [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$ are formed in physically distinct regions, because the excitation of the upper level, from which the [O I] $\lambda 5577$ line emerges, requires significantly higher electron densities. In terms of a circumstellar Keplerian disk, this result implies that the line [O I] $\lambda 5577$ should be formed closer to the star and should hence display a higher rotational velocity. And in fact, it was confirmed observationally, that the rotationally broadened double-peaked profiles of the [O I] $\lambda 5577$ lines are wider than those of, e.g., the [O I] $\lambda 6300$ lines (Kraus et al., 2010; Aret et al., 2012; Muratore et al., 2012).

Besides [O I], the [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$ lines were recently identified by Aret et al. (2012) as an additional essential tracer for the gaseous inner disk regions. The ionization potential of Ca II is much higher than for O I. Hence, the emission of [Ca II] might originate from regions in which hydrogen is not necessarily neutral. Alike for [O I], the [Ca II] lines in the studied stars displayed double-peaked profiles indicating rotational broadening. Moreover, in all objects the width of the profiles was comparable to or even broader than the one of the [O I] $\lambda 5577$ lines. This implies that also the atomic gas disk is in Keplerian rotation and that the [Ca II] lines originate from disk regions closer to the star than [O I] $\lambda 5577$ (Aret et al., 2012, 2016). The forbidden emission lines of [O I] and [Ca II] thus form a valuable, complementary set of tracers for the properties of the gas disk close to the star.

The best studied object to date is HD 62623. For this star, the kinematics of its disk could be determined from several tracers (see Fig. 1): from the [Ca II] and [O I] lines for the atomic gas disk, and from the CO and SiO band heads for the molecular disk. Moreover, the detached Keplerian rotating gas disk as well as the dusty disk

Table 1: Velocity and distance of the rings around HD 62623.

Tracer	v_{rot} [km s ⁻¹]	r [au]	Reference
[Ca II] λ 7324	72	1.67	Aret et al. (2016)
[O I] λ 6300	68	1.87	Aret et al. (2016)
CO	53	3.08	Muratore et al. (2012)
SiO	48	3.75	Kraus et al. (2015)
Dust		4.20	Millour et al. (2011)

were resolved by interferometry (Millour et al., 2011). For a distance to the object of 700 pc (Chentsov et al., 2010), a disk inclination of 38° (Millour et al., 2011), and a mass of about 10 M_{\odot} (Aret et al., 2016), the rotational velocities and the corresponding distances from the star were computed and listed in Table 1.

These results suggest that, at least from a kinematical point of view, HD 62623 is surrounded by a disk spreading from the inner, ionized region traced by the lines of [Ca II] all the way out to the dusty region. That this scenario cannot be correct follows from the lack of hot CO gas. As no CO band emission with a gas temperature close to the CO dissociation temperature is observed, the only logical explanation is that the atomic and molecular regions are confined into individual rings.

The scenario of multiple rings is supported by the profiles of the forbidden emission lines resolved in high-resolution spectra. These clearly showed indication for multiple components (Muratore et al., 2012). In addition, a detailed analysis for the object LHA 120-S 73 revealed that the profiles of each of the two sets of forbidden lines consist of contributions from two physically distinct rings (Torres et al., this volume).

5. Variability and inhomogeneities

The findings of multiple gas rings around LHA 120-S 73 is not the only peculiarity. This object also shows indications for density inhomogeneities in the molecular ring, which is evident from strong variations in the CO band intensity while the rotation velocity remains unchanged (Torres et al., this volume).

Although K -band observations of B[e]SGs are sparse, variability in the CO bands was seen in four more objects. Torres et al. (in preparation) found that the CO band intensity in the SMC star LHA 120-S 35 has decreased by about a factor of two compared to observations of Oksala et al. (2013) taken two years earlier. A sudden appearance of previously undetected CO bands was reported from the SMC star LHA 115-S 65 (Oksala et al., 2012) and from the Galactic object CI Cam about one month after its spectacular outburst in 1998 (Clark et al., 1999). While in the latter object the CO band emission has disappeared again (Liermann et al., 2014), nothing is known about the current state of these emission bands in the former object. And the Galactic object HD 327083 displayed variations in its CO band heads within a period of one month (Kraus et al., 2013). These variations are caused by changes in the peak intensities in the asymmetric double-peaked rotation-vibration lines, most likely associated with a

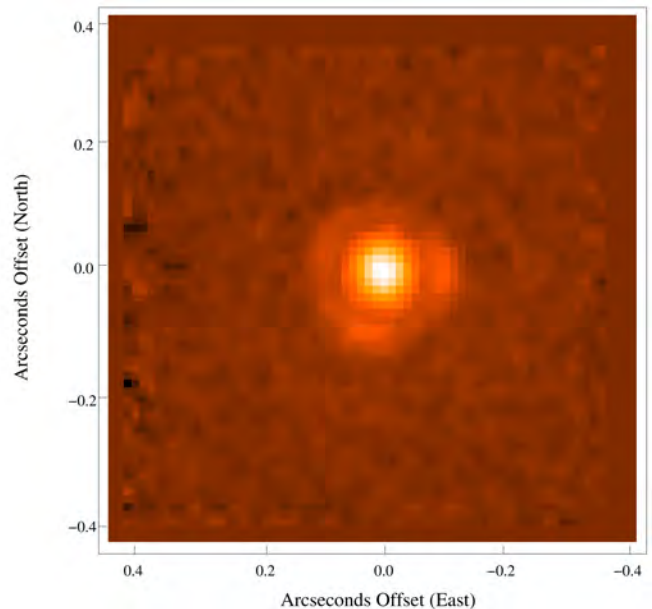


Figure 2: Spatially resolved first-overtone CO band emission around MWC 137 indicating that the circumstellar molecular gas is distributed within multiple, clumpy ring structures.

clumpy, molecular rotating ring similar to LHA 120-S 73.

Finally, the Galactic object MWC 137 was recently observed in the K -band with SINFONI at ESO in high spatial resolution mode (Kraus et al., in preparation). Based on the Integral Field Unit (IFU) capabilities of SINFONI, the spatial distribution of the molecular emission was resolved. Clearly, the CO band emission originates from multiple, clumpy ring structures (see Fig. 2). These observations imply that the circumstellar environments of B[e]SGs have highly complex structures.

6. Conclusions and future perspectives

The thorough studies devoted to the structure and kinematics of the circumstellar environments of B[e]SGs revealed that these objects appear to be surrounded by multiple rings of gas and dust. The kinematics derived from the profiles of the forbidden lines and the shapes of the molecular band head structures suggest that these rings are most likely revolving the objects on Keplerian orbits. Moreover, density inhomogeneities seem to be a common property, especially within the molecular rings.

This raises the question of the origin of these (clumpy) ring structures. Whether they result indeed from interactions in (close) binary systems with yet unidentified companions, or maybe from instabilities within the base of the wind, maybe triggered by stellar pulsations as was recently found in a classical blue supergiant (Kraus et al., 2015), requires further detailed investigations.

The currently available observational data for B[e]SGs is still rather incomplete. In particular, high-resolution near- and mid-IR spectroscopic observations (including IFU or imaging) for all objects are vital to search for complementary molecular and dust emission

features, based on which a better comprehension of the properties of the circumstellar environments beyond the CO band emitting region can be achieved. Only with the complete information on the global structure and dynamics within the circumstellar envelopes of B[e]SGs it will become possible to identify specific formation paths, which will help to improve our understanding of the evolution of these enigmatic objects.

Acknowledgements: I wish to thank the members of the SOC of the conference for their kind invitation, and the members of the LOC, in particular Lydia Cidale, Andrea Torres, and María Laura Arias for their hospitality and unceasing support during my stay in La Plata. This research made use of the NASA Astrophysics Data System (ADS) and of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This work was supported by the institutional research fundings IUT26-2 and IUT40-2 of the Estonian Ministry of Education and Research and by GAČR (grant number 14-21373S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815.

References

- Allen D. A., 1973, MNRAS, 161, 145
 Allen D. A., 1974, MNRAS, 168, 1
 Allen D. A., Glass I. S., 1974, MNRAS, 167, 337
 Allen D. A., Glass I. S., 1975, MNRAS, 170, 579
 Allen D. A., Swings J. P., 1972, Astrophys. Lett., 10, 83
 Aret A., et al., 2012, MNRAS, 423, 284
 Aret A., Kraus M., Šlechta M., 2016, MNRAS, 456, 1424
 Bjorkman J. E., Cassinelli J. P., 1993, ApJ, 409, 429
 Bonanos A. Z., et al., 2010, AJ, 140, 416
 Bonanos A. Z., et al., 2009, AJ, 138, 1003
 Carr J. S., 1989, ApJ, 345, 522
 Carr J. S., 1995, Ap&SS, 224, 25
 Chandler C. J., et al., 1993, ApJL, 412, L71
 Chentsov E. L., Klochkova V. G., Miroshnichenko A. S., 2010, Astrophysical Bulletin, 65, 150
 Cidale L. S., et al., 2012, A&A, 548, A72
 Clark J. S., et al., 2013, A&A, 560, A10
 Clark J. S., et al., 2012, A&A, 541, A146
 Clark J. S., et al., 1999, A&A, 348, 888
 Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
 Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
 Curé M., Rial D. F., Cidale L., 2005, A&A, 437, 929
 de Wit W. J., Oudmaijer R. D., Vink J. S., 2014, Advances in Astronomy, 2014, 10
 Domiciano de Souza A., et al., 2011, A&A, 525, A22
 Domiciano de Souza A., et al., 2007, A&A, 464, 81
 Dunstall P. R., et al., 2012, A&A, 542, A50
 Ekström S., et al., 2012, A&A, 537, A146
 Geballe T. R., Persson S. E., 1987, ApJ, 312, 297
 Geisel S. L., 1970, ApJL, 161, L105
 Graus A. S., Lamb J. B., Oey M. S., 2012, ApJ, 759, 10
 Gummertsbach C. A., Zickgraf F.-J., Wolf B., 1995, A&A, 302, 409
 Kastner J. H., et al., 2010, AJ, 139, 1993
 Kraus M., 2006, A&A, 456, 151
 Kraus M., 2009, A&A, 494, 253
 Kraus M., Borges Fernandes M., de Araújo F. X., 2007, A&A, 463, 627
 Kraus M., Borges Fernandes M., de Araújo F. X., 2010, A&A, 517, A30
 Kraus M., et al., 2005, A&A, 441, 289
 Kraus M., et al., 2008, A&A, 487, 697
 Kraus M., et al., 2014, ApJL, 780, L10
 Kraus M., et al., 2013, in Massive Stars: From alpha to Omega Tracing the mass-loss history of B[e] supergiants. p. 160
 Kraus M., et al., 2015, A&A, 581, A75
 Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158
 Kraus M., Lamers H. J. G. L. M., 2003, A&A, 405, 165
 Kraus M., et al., 2015, ApJL, 800, L20
 Kraus M., et al., 2013, A&A, 549, A28
 Lamers H. J. G. L. M., et al., 1998, A&A, 340, 117
 Langer N., Heger A., 1998, in Hubert A. M., Jaschek C., eds, B[e] stars Vol. 233 of Astrophysics and Space Science Library, B[e] Supergiants: what is Their Evolutionary Status?. p. 235
 Leedjävrv L., et al., 2016, MNRAS, 456, 2558
 Levato H., Miroshnichenko A. S., Saffe C., 2014, A&A, 568, A28
 Liermann A., et al., 2010, MNRAS, 408, L6
 Liermann A., et al., 2014, MNRAS, 443, 947
 Magalhaes A. M., 1992, ApJ, 398, 286
 Maravelias G., et al., 2014, MNRAS, 438, 2005
 Massey P., et al., 2007, AJ, 134, 2474
 McGregor P. J., Hyland A. R., Hillier D. J., 1988a, ApJ, 324, 1071
 McGregor P. J., Hyland A. R., Hillier D. J., 1988b, ApJ, 334, 639
 McGregor P. J., Hyland A. R., McGinn M. T., 1989, A&A, 223, 237
 Melgarejo R., et al., 2001, A&A, 377, 581
 Millour F., et al., 2011, A&A, 526, A107
 Morris P. W., et al., 1996, ApJ, 470, 597
 Muratore M. F., et al., 2012, in Carciofi A. C., Rivinius T., eds, Circumstellar Dynamics at High Resolution Vol. 464 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Unveiling the Structure and Kinematics of B[e] Stars' Disks From FEROS and CRIRES Spectra. p. 67
 Muratore M. F., Kraus M., de Wit W. J., 2012, BAAA, 55, 123
 Muratore M. F., et al., 2015, AJ, 149, 13
 Oksala M. E., et al., 2012, MNRAS, 426, L56
 Oksala M. E., et al., 2013, A&A, 558, A17
 Owocki S. P., Cranmer S. R., Gayley K. G., 1996, ApJL, 472, L115
 Pelupessy I., Lamers H. J. G. L. M., Vink J. S., 2000, A&A, 359, 695
 Podsiadlowski P., Morris T. S., Ivanova N., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, Stars with the B[e] Phenomenon Vol. 355 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Massive Binary Mergers: A Unique Scenario for the sgB[e] Phenomenon?. p. 259
 Porter J. M., 2003, A&A, 398, 631
 Torres A. F., et al., 2012, MNRAS, 427, L80
 Wang Y., et al., 2012, A&A, 545, L10
 Wheelwright H. E., et al., 2012, A&A, 538, A6
 Wheelwright H. E., et al., 2012, A&A, 543, A77
 Wisniewski J. P., et al., 2007, ApJ, 670, 1331
 Zickgraf F., 2000, in Smith M. A., Henrichs H. F., Fabregat J., eds, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars Vol. 214 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Connection with B[e] stars. p. 26
 Zickgraf F.-J., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, Stars with the B[e] Phenomenon Vol. 355 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, B[e] Supergiants in the Magellanic Clouds. p. 135
 Zickgraf F.-J., Schulte-Ladbeck R. E., 1989, A&A, 214, 274
 Zickgraf F.-J., et al., 1986, A&A, 163, 119
 Zickgraf F.-J., et al., 1989, A&A, 220, 206
 Zickgraf F.-J., et al., 1985, A&A, 143, 421
 Zsargó J., Hillier D. J., Georgiev L. N., 2008, A&A, 478, 543



El rol de la rotación en la evolución estelar

O.G. Benvenuto^{1,2,3}

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

³ *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

Contacto / obenvenu@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La rotación es un fenómeno que sufren los cuerpos celestes en general, que hace que se aparten de la simetría esférica. En el caso de las estrellas, la rotación da lugar a la aparición de corrientes de circulación meridiana que producen advección de materia y de momento angular en el interior estelar. Por tal motivo, la rotación modifica la evolución estelar en forma no trivial. En la formulación de Zahn, la rotación interna de las estrellas se describe mediante un sistema de ecuaciones diferenciales a derivadas parciales de cuarto orden, lo que hace muy delicada su solución numérica. En esta presentación discutimos el estado actual de la teoría de la evolución de estrellas rotantes en la aproximación de rotación en cáscaras (o *shellular*). La rotación es especialmente importante en sistemas binarios con intercambio de masa. La estrella receptora de masa debe ser un rotador muy rápido. Esta rotación rápida puede retrasar la explosión de supernovas de tipo Ia y también limitar la cantidad de masa adquirida por las compañeras de los progenitores de algunas supernovas de colapso gravitatorio. Esto puede ser importante para mejorar el acuerdo entre la teoría y las observaciones.

Abstract / Rotation is a phenomenon suffered by celestial bodies in general, forcing them to depart from spherical symmetry. In the stellar case, rotation gives rise to the occurrence of currents of meridional circulation that advect matter and angular momentum. Because of this reason, rotation modifies stellar evolution in a non trivial way. In the formulation due to Zahn, the internal rotation of stars is described by a system of partial differential equations of fourth order, which makes its numerical solution very delicate. In this talk we discuss the present status of the theory of the evolution of rotating stars in the approximation of shellular rotation. Rotation is especially important in binary systems that undergo mass exchange. The accreting star should be a very fast rotator. This fast rotation can delay the explosion of type Ia supernovae. Also, it can limit the amount of matter accreted by the companions to the progenitors of some core collapse supernovae. This may be important to improve the agreement between theory and observations.

Keywords / stars: rotation — stars: evolution — supernovae: general

1. Introducción

La rotación es un fenómeno que sufren los objetos celestes en general. Por ejemplo, es fácil observar la rotación de los planetas de nuestro Sistema Solar aun a través de telescopios pequeños. En particular, Saturno, que es el rotador más rápido en nuestra vecindad, tiene una forma claramente apartada de la simetría esférica.

La fuerza debida a la gravitación es de tipo central. Si un objeto no rota ni tiene campos magnéticos intensos, entonces tendrá simetría esférica. La rotación da lugar a la aparición de la fuerza centrífuga, la cual tiene simetría cilíndrica; por lo tanto, un objeto rotante no será esférico. Aunque a primera vista pueda parecer sencillo, considerar la rotación resulta un fenómeno difícil de incluir en modelos estelares detallados.

En este trabajo vamos a describir los efectos más importantes que tiene la rotación sobre la evolución estelar. Además, describiremos algunos de los resultados que hemos alcanzado en nuestro Observatorio en el estudio de objetos rotantes en sistemas binarios que deberían dar lugar a explosiones de supernova de diversos tipos.

2. Elipsoides de densidad constante

El estudio de los objetos rotantes comenzó con la consideración de objetos de densidad constante. En caso de conocer dicha densidad y la masa del objeto, solamente queda por resolver la forma del mismo, ya que su volumen está determinado. Aunque las masas rotantes en esta aproximación representan un caso límite, el problema dista de ser trivial. Los elipsoides pueden presentar simetría axial (elipsoides de Maclaurin), o, si rotan muy rápido, la configuración es la de un elipsoide triaxial (elipsoide de Jacobi). Existen otros elipsoides posibles, pero no vamos a entrar en esos detalles en este trabajo. El lector interesado puede consultar la monografía de Chandrasekhar (1969) sobre el tema.

Si bien el estudio de los elipsoides de densidad constante es de interés desde el punto de vista matemático, las estrellas son objetos con densidades centrales mucho más altas que la densidad promedio. Aunque el perfil de densidad depende del estado evolutivo del objeto, no existe etapa evolutiva en la que suponer densidad constante sea una buena aproximación a la realidad. Tal vez el único tipo de objeto que podría estar bien aproximado por estos elipsoides sean las estrellas de *quarks* de baja masa; pero estos objetos son hipotéticos. En este

trabajo estamos interesados en los efectos debidos a la rotación en las estrellas normales.

3. El modelo de Roche

Existe otra aproximación extrema al problema de la estructura de los objetos rotantes, conocida como Modelo de Roche (Kippenhahn & Weigert, 1994). Este modelo propone considerar que la masa del objeto rotante está concentrada en el punto central; entonces, el potencial Ψ será

$$\Psi = -\frac{GM}{\sqrt{s^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega^2 s^2, \quad (1)$$

donde G es la constante de gravitación, M la masa central, s y z son el radio y la altura en coordenadas cilíndricas, y Ω la velocidad angular de rotación.

Teniendo en cuenta que las estrellas son objetos que tienen una densidad central mucho mayor que la densidad promedio, esta aproximación suele ser considerada válida a la hora de construir modelos detallados de objetos rotantes.

En el caso en que el perfil de rotación sea derivable de un potencial, entonces se dice que la rotación es conservativa. En ese caso es posible escribir la ecuación de equilibrio hidrostático en la forma $\nabla P = -\rho\nabla\Psi$ (donde P es la presión total y ρ la densidad), lo que demuestra que las curvas equipotenciales coinciden con las isobaras. Luego, es posible escribir $P = P(\Psi)$, y además $\rho = -dP/d\Psi$ también es constante sobre una equipotencial. Si la ecuación de estado del gas es $P = \rho(k/M_u)(T/\mu)$ (donde k es la constante de Boltzmann, M_u es la unidad de masa atómica, T la temperatura y μ el peso molecular medio), entonces sobre una equipotencial también será constante T/μ .

4. La paradoja de Von Zeipel

Supongamos que la estrella es homogénea [por lo tanto, $T = T(\Psi)$] y consideremos condiciones de equilibrio radiativo. Entonces, el flujo de energía se puede escribir de la forma

$$\mathbf{F} = -D_{\text{rad}}\nabla T = -D_{\text{rad}}\frac{dT}{d\Psi}\nabla\Psi = -\Xi\nabla\Psi, \quad (2)$$

donde D_{rad} es el coeficiente de difusión radiativa, y $\Xi = D_{\text{rad}}dT/d\Psi$. La función Ξ depende de T y ρ y, por lo tanto, también es constante sobre una equipotencial.

Si la estrella está en equilibrio térmico, tendremos que $\nabla \cdot \mathbf{F} = \varepsilon\rho$ (con ε la tasa de cambio de energía) es constante sobre una equipotencial. Entonces

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{F} &= -\frac{d\Xi}{d\Psi}(\nabla\Psi)^2 - \Xi(\Psi)\Delta\Psi \\ &= -\frac{d\Xi}{d\Psi}(\nabla\Psi)^2 - \Xi(\Psi)\left[4\pi G\rho - \frac{1}{s}\frac{d(s^2\Omega^2)}{ds}\right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Pero esto no se puede cumplir: $4\pi G\rho\Xi(\Psi)$ es constante sobre una equipotencial pero los otros dos términos no lo son ni se cancelan. Esta paradoja indica que falta introducir en la descripción un ingrediente fundamental: la

circulación meridiana, propuesta simultáneamente por Eddington y Vogt (ver Kippenhahn & Weigert 1994).

Si la rotación no es conservativa, entonces las isobaras no coinciden con las isotermas ni con las isodensitas; sin embargo, el tratamiento sólo se ve modificado levemente.

Cabe remarcar que, aunque la existencia de corrientes de circulación meridiana fue encontrada en un contexto muy restringido (rotación conservativa y equilibrio térmico), dichas corrientes siguen siendo necesarias en un contexto más general.

5. Ecuaciones de la rotación estelar

En esta sección vamos a presentar un resumen del tratamiento que se realiza para describir la evolución estelar considerando la rotación. La limitación en la extensión de este artículo nos impide hacerlo en forma deductiva. Un tratamiento mucho más detallado se puede encontrar en el libro de Maeder (2009).

La idea clave en el tratamiento de la rotación estelar, debida a Zahn (1992), es que el coeficiente de difusión de momento angular es altamente anisotrópico. Este es muy grande en el sentido tangencial a una superficie isobárica, D_h , pero pequeño en el sentido normal, D_v , o sea $D_h \gg D_v^*$. Esto hace que cada superficie isobárica tenga una velocidad de rotación constante en toda la superficie, lo cual conduce al concepto de rotación en cáscaras, o "rotación *shellular*", la cual es *no* conservativa.

Aunque la estrella ya no es esférica, la presión sigue siendo una función monótonamente decreciente hacia afuera. Si conocemos la forma de la isobara (aproximada por el modelo de Roche de rotación estelar), la anisotropía del coeficiente de difusión nos permite mantener un tratamiento unidimensional para la evolución estelar. Esto representa una simplificación fundamental al problema, plenamente justificada desde un punto de vista físico.

La coordenada lagrangiana en los objetos no rotantes es la masa encerrada en una esfera de radio r , usualmente denominada M_r . En el caso de los objetos rotantes, esta coordenada pasa a ser la masa encerrada por una superficie isobárica M_P .

En la aproximación *shellular*, la velocidad de rotación se puede escribir de la forma

$$\Omega(r, \theta) = \bar{\Omega}(r) + \hat{\Omega}(r, \theta), \quad (4)$$

con $\hat{\Omega}(r, \theta) \ll \bar{\Omega}(r)$. El valor medio $\bar{\Omega}$ se calcula como

$$\bar{\Omega}(r) = \frac{\int_0^\pi \Omega(r, \theta) \sin^3 \theta d\theta}{\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta}, \quad (5)$$

usándose una expresión similar para calcular el promedio de otras variables físicas.

En el marco de este tratamiento, la circulación meridiana se puede expresar de la forma

$$\mathbf{U} = \sum_{l>0} U_l(r) P_l(\cos \theta) \hat{\mathbf{e}}_r + \sum_{l>0} V_l(r) \frac{dP_l(\cos \theta)}{d\theta} \hat{\mathbf{e}}_\theta, \quad (6)$$

*Para diferenciar estos coeficientes de difusión se suelen utilizar los subíndices h y v , que se refieren a dichos coeficientes en sentido horizontal y vertical respecto de la superficie isobárica, respectivamente.

donde U_l, V_l son los coeficientes del desarrollo, $P_l(\cos \theta)$ es el polinomio de Legendre de grado l , y $\hat{\mathbf{e}}_r, \hat{\mathbf{e}}_\theta$ son los versores en la dirección radial y en el sentido de un círculo meridiano, respectivamente. Generalmente se trabaja al orden más bajo, representado por

$$\mathbf{U} = U_2(r)P_2(\cos \theta) \hat{\mathbf{e}}_r + V_2(r) \frac{dP_2(\cos \theta)}{d\theta} \hat{\mathbf{e}}_\theta, \quad (7)$$

y se supone la aproximación anaelástica ($\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$), quedando entonces

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [\rho r^2 \bar{\Omega} U_2(r)] - 6\rho V_2(r) = 0. \quad (8)$$

La ecuación de evolución de la velocidad angular de rotación, en coordenada lagrangiana, es:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (r^2 \bar{\Omega})_{M_r} = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} [\rho r^4 \bar{\Omega} U_2(r)] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^4 D_v \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r} \right). \quad (9)$$

El primer término del miembro derecho de la igualdad describe el proceso de advección de momento angular producto de la circulación meridiana, mientras que el término restante es de tipo difusivo.

Las condiciones de borde para la velocidad angular se imponen en los bordes de la zona radiativa:

$$\left. \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r} \right|_{r=r_b, r_t} = 0, \quad (10)$$

donde r_b (*bottom*) y r_t (*top*) representan las isobaras interna y externa que delimitan la zona radiativa, respectivamente.

Para la circulación meridiana, en caso de existir una única zona radiativa en el interior estelar, las condiciones de borde están dadas por

$$\frac{1}{5} (\rho r^4 \bar{\Omega} U_2)_{r=r_b} = \frac{d}{dt} \left[\bar{\Omega} \int_0^{r_b} \rho r^4 dr \right], \quad (11)$$

$$-\frac{1}{5} (\rho r^4 \bar{\Omega} U_2)_{r=r_t} = \frac{d}{dt} \left[\bar{\Omega} \int_{r_t}^R \rho r^4 dr \right] + \mathcal{M}. \quad (12)$$

En la Ec. 11, la integración se extiende desde el centro de la estrella hasta el fondo de la zona radiativa. Para la zona externa de la estrella, se aplica la Ec. 12, donde la integración se extiende desde la isobara externa de la zona radiativa hasta la superficie de la estrella R . El término \mathcal{M} representa el torque externo aplicado a la estrella.

La circulación meridiana contiene un término dependiente del apartamiento del potencial gravitatorio respecto de la simetría esférica, E_Ω , y otro debido al gradiente del peso molecular promedio, E_μ :

$$U_2(r) = \frac{P}{\bar{\rho} \bar{g} C_P \bar{T} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla + \frac{\phi}{\delta} \nabla_\mu)} \times \left[\frac{L(r)}{M_*(r)} (E_\Omega + E_\mu) + \frac{C_P}{\delta} \bar{T} \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right], \quad (13)$$

donde \bar{g} es la aceleración de la gravedad, C_P es el calor específico del material a presión constante, ∇_{ad} es el gradiente adiabático de temperatura, ∇ es el gradiente de temperatura, ∇_μ es el gradiente de peso molecular promedio, $\phi = d \log \rho / d \log P|_T$, $\delta = -d \log \rho / d \log T|_P$,

$L(r)$ y $M(r)$ son la luminosidad y la masa acumuladas hasta el radio r , respectivamente, Θ está definido por

$$\Theta = \frac{1}{3} \frac{r^2}{\bar{g}} \frac{d\Omega^2}{dr}, \quad (14)$$

y $M_*(r)$ es

$$M_*(r) = M(r) \left(1 - \frac{\bar{\Omega}^2}{2\pi G \rho_m} \right), \quad (15)$$

con ρ_m la densidad promedio interior a la isobara. Las expresiones correspondientes a E_Ω y E_μ son algo complejas y no las vamos a reproducir aquí por falta de espacio. Las mismas se pueden encontrar en Maeder (2009).

El tiempo característico asociado a la circulación meridiana es el de Eddington-Sweet τ_{ES} , dado por

$$\tau_{\text{ES}} \approx \left(\frac{GM}{\Omega^2 R^3} \right) t_{\text{KH}}, \quad (16)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M es la masa total y t_{KH} es el tiempo de Kelvin-Helmholtz.

Una enorme ventaja de este tratamiento es que la ecuación de evolución química se puede escribir como una ecuación de difusión de la forma

$$\rho \frac{\partial \bar{X}_i}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho r^2 (D_v + D_{\text{ef}}) \frac{\partial \bar{X}_i}{\partial r} \right] + \rho \left(\frac{\partial \bar{X}_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}}, \quad (17)$$

donde \bar{X}_i es la abundancia de la especie i -ésima, y el coeficiente de difusión efectivo es $D_{\text{ef}} = r^2 U_2^2(r) D_h / 30$. El segundo término del miembro derecho corresponde a la evolución química debida a las reacciones nucleares.

Debido a que las corrientes convectivas tienen una escala de tiempo muy corta, normalmente se supone que estas son capaces de distribuir el momento angular de una forma muy eficiente, haciendo que las zonas convectivas roten con velocidad angular constante.

Las ecuaciones de la evolución estelar que incluyen rotación mantienen la forma que corresponde al caso de objetos no rotantes, aunque las cantidades cambian de significado. Ahora, r_P es el radio de una esfera de volumen igual al de la isobara, etc. Las ecuaciones de equilibrio hidrostático, radio, conservación de la energía y transporte de energía son

$$\frac{dP}{dM_P} = \frac{GM_P}{4\pi r_P^4} f_P, \quad (18)$$

$$\frac{dr_P}{dM_P} = \frac{1}{4\pi r_P^2 \bar{\rho}}, \quad (19)$$

$$\frac{dL_P}{dM_P} = \varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_\nu - \varepsilon_{\text{grav}}, \quad (20)$$

$$\frac{dT}{dM_P} = \frac{GM_P}{4\pi r_P^4} f_P \min \left[\nabla_{\text{ad}}, \frac{f_T}{f_P} \nabla \right], \quad (21)$$

donde ε_{nuc} ($\varepsilon_{\text{grav}}$) es la liberación de energía por reacciones nucleares (gravitatoria) y ε_ν corresponde a las pérdidas de energía por emisión de neutrinos. Los factores f_P y f_T corrigen las ecuaciones de estructura para tener en cuenta los efectos de la rotación, definidos como sigue. Si se toman los promedios según $\langle q \rangle = \frac{1}{S_p} \int_p q d\sigma$, donde q es un atributo del fluido y $d\sigma$ es un elemento de superficie de la isobara, cuya superficie total es S_p , los

factores f_P y f_T que corrigen las ecuaciones de equilibrio hidrostático y de transporte de energía quedan definidos por

$$f_P = \left(\frac{4\pi r_P^4}{GM_P S_P} \right) \frac{1}{\langle g_{\text{ef}}^{-1} \rangle}, \quad (22)$$

$$f_T = \left(\frac{4\pi r_P^2}{S_P} \right)^2 \frac{1}{\langle g_{\text{ef}}^{-1} \rangle \langle g_{\text{ef}} \rangle}, \quad (23)$$

donde $g_{\text{ef}} = \nabla \Psi$. El parámetro que mide la importancia de la rotación es

$$\lambda = \Omega^2 r_P^3 / (2GM_P). \quad (24)$$

La rotación crítica corresponde a un valor de $\lambda_{\text{crit}} \approx 0.27$.

Cabe aquí destacar que, desde el punto de vista numérico, el problema de calcular evolución estelar con rotación es notablemente más complejo que el caso de objetos no rotantes. Aunque no parece oportuno citarlos, en la literatura se puede encontrar una variedad de trabajos en los que diferentes autores realizan aproximaciones de dudosa validez con el objeto de volver más sencillo el trabajo numérico. Si bien las ecuaciones de Zahn (1992) son de una complejidad apreciable, es necesario mantener el tratamiento completo del problema.

Desde hace cierto tiempo, estamos desarrollando un código numérico completo para resolver este problema en condiciones lo más generales posible. Al momento de esta presentación, muchos de los resultados alcanzados deben considerarse como preliminares. En las Secs. 7. y 8. nos referiremos a algunas aplicaciones realizadas.

El lector interesado en los efectos de la rotación en estrellas aisladas puede consultar el artículo de revisión de Maeder & Meynet (2000). A modo de resumen podemos citar que, en dicho caso, la rotación ayuda a explicar las altas abundancias de ciertos elementos pesados como el nitrógeno y el oxígeno, las cuales están en conflicto con las predicciones de los modelos no rotantes. Además, la zona convectiva interna de las estrellas masivas es mayor por efecto de la rotación, mientras que los caminos evolutivos se ven modificados levemente en el sentido de alcanzar luminosidades algo mayores. Otro efecto importante de la rotación es que aumenta la tasa de pérdida de masa por vientos.

6. Rotación estelar en sistemas binarios

Mientras que en el caso de la evolución de estrellas aisladas la rotación resulta importante, esta es mucho más relevante aún en el caso de sistemas binarios con períodos orbitales cortos. En este tipo de sistemas, debido a la evolución nuclear de las componentes, a procesos de pérdida de momento angular orbital, etc., si una de las componentes llena su lóbulo de Roche, el equilibrio hidrostático ya no es posible y comienza un proceso de transferencia de masa. Dicho proceso ocurre a través del punto lagrangiano (de equilibrio de fuerzas) ubicado entre las estrellas, normalmente denominado L_1 . El material perdido por la estrella dadora de masa puede ser recibido por la compañera o puede ser arrojado fuera del sistema.

El material que llega hacia la estrella compañera forma un disco de acreción kepleriano alrededor de la misma. Dicho material contiene un alto momento angular específico (por unidad de masa). En el caso de que ocurra acreción por parte de la estrella compañera, esta acelerará su rotación notablemente, lo que puede modificar profundamente su evolución. Tal vez la pauta más clara de la importancia de este proceso está dada por el trabajo de Packet (1981), quien mostró que si una estrella rota como un cuerpo rígido, es suficiente que reciba una pequeña fracción de masa proveniente de un disco de acreción kepleriano para llegar a rotar a la velocidad de ruptura.

El proceso de acreción de materia en sistemas binarios es el usualmente aceptado como responsable de la existencia de los pulsares de milisegundo**. Es menos conocido el hecho de que la rotación puede ser el ingrediente clave para explicar la aparente falta de una estrella dadora observable como parte de los progenitores de supernova tipo Ia (Sec. 7.). Por otra parte, la rotación puede ser fundamental para comprender la evolución de las estrellas compañeras de algunas supernovas cuyo progenitor pertenecía a un sistema binario. Estos son los casos de SN 1993J y SN 2011dh (Sec. 8.).

7. Enanas blancas rotantes y el origen de las supernovas tipo Ia

Las supernovas tipo Ia son objetos que presentan un enorme interés ya que son los principales proveedores de elementos químicos correspondientes al “pico del hierro”, y además son consideradas como una excelente herramienta para la medida de distancias cosmológicas. Por tal motivo, la comprensión del proceso que da lugar a estas explosiones es un tema importante. Si bien existe consenso en que estas explosiones son de origen termonuclear, no hay acuerdo respecto del proceso de evolución estelar que da lugar a las mismas.

Una de las principales controversias corresponde a si la explosión es debida a un escenario “degenerado simple” (DS) o “degenerado doble” (DD) (Maoz et al., 2014). En el caso DS, una enana blanca (EB, estrella cuya estructura está soportada por la presión de un gas de electrones degenerado en el sentido de la estadística de Fermi-Dirac) de carbono y oxígeno recibe material proveniente de una dadora no degenerada. En el caso DD, dos EB pertenecientes a un sistema binario extremadamente cerrado caen una sobre la otra debido a la pérdida de momento angular y de energía, producto de la emisión de las famosas ondas gravitacionales. En ambos escenarios la EB supera la masa de Chandrasekhar, se comprime, y enciende la quema de carbono en forma de *flash*, dando lugar a la explosión observada.

Uno de los principales argumentos esgrimidos en contra del escenario DS es que, en ese caso, luego de que la supernova disminuye su brillo, debería ser posible observar la compañera que le donara la masa necesaria para que explote. Sin embargo, no se ha conseguido registro de estas estrellas a pesar de estudios exhaustivos para

**Sin embargo, cabe destacar que no todos los pulsares de milisegundo se encuentran en sistemas binarios.

algunas supernovas Ia cercanas (Maoz et al., 2014). En lo que sigue, vamos a describir un proceso debido a la rotación que podría ser capaz de resolver esta paradoja (Benvenuto et al., 2015).

Supongamos que una EB relativamente masiva ($M_{EB} \approx 1 M_{\odot}$) recibe masa proveniente de una estrella no degenerada hasta llegar a una masa próxima a la masa de ignición (que resulta cercana a la masa de Chandrasekhar). La masa recibida forma una delgada capa que se comprime y se calienta hasta que ocurren reacciones nucleares de quema de hidrógeno y helio de forma tal que el interior aumenta su masa con material rico en carbono y oxígeno. Modelos detallados de este proceso muestran que la masa de la EB podrá aumentar solamente en el caso de que la tasa de acreción de masa esté en un intervalo de valores bastante acotado (aquí hemos considerado $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$); en caso contrario, la EB sufrirá fenómenos que inhibirán su crecimiento [por ejemplo, explosiones de novas recurrentes, Nomoto et al. (2007)]. Si la masa final que alcanza es menor que el valor crítico $M_{EB}^{\text{crit}} = 1.38 M_{\odot}$, la EB se enfriará indefinidamente sin iniciar la quema de carbono. Sin embargo, si la masa está por encima de ese límite, la estrella puede sufrir una explosión termonuclear retardada por efecto de la rotación. En el interior de estos objetos es de fundamental importancia considerar el apantallamiento de las reacciones nucleares por efecto del medio circundante. En este trabajo hemos considerado el tratamiento presentado por Kitamura (2000).

Cuando la EB completa su proceso de acreción, va a estar rotando a la velocidad crítica. Si la EB pierde momento angular por la emisión de partículas que inicialmente corrotan con su campo magnético, sufrirá el proceso conocido como frenado magnético. Ya que este proceso no es bien entendido en sus detalles, lo hemos incluido introduciendo un tiempo característico de frenado τ_{frenado} , considerándolo como un parámetro libre, el cual hemos variado en un amplio intervalo entre 10^5 y 10^9 años. Este campo magnético hace que la EB rote en forma uniforme.

El frenado magnético disminuye la fuerza centrífuga e induce la compresión del interior estelar. Por lo tanto, aparecen dos procesos competitivos: la compresión y la pérdida de energía por emisión de neutrinos y fotones. En el caso de que la escala de tiempo de frenado no sea demasiado larga, la estrella EB enciende su interior con un retardo comparable a τ_{frenado} . En este caso, la estrella dadora tiene tiempo más que suficiente para sufrir una evolución hacia el estado de EB y de esta manera ponerse fuera del alcance de los medios de observación actualmente disponibles.

La evolución del centro de la EB se muestra en la Fig. 1 para diferentes valores de τ_{frenado} . En dicho gráfico se muestran las condiciones en las que la liberación de energía por quema de carbono iguala las pérdidas por emisión de neutrinos. El aumento de la entropía por barión, sin embargo, ocurre en condiciones más extremas, ya que además de la emisión de neutrinos se deben superar las pérdidas por efecto de la conductividad térmica.

Si el frenado magnético ocurre en una escala de tiempo mayor a los miles de millones de años, la EB puede encender la quema de carbono en condiciones domina-

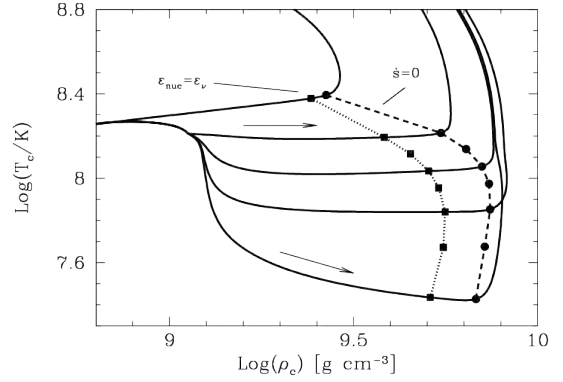


Figura 1: Camino evolutivo del centro de una EB hasta el comienzo de la expansión hidrodinámica como supernova tipo Ia. El camino superior corresponde a la ignición directa (*prompt*) mientras que los restantes, de arriba hacia abajo, corresponden a escalas de tiempo de frenado magnético τ_{frenado} de 1, 10, 100, y 1000 millones de años, respectivamente. La línea señalada como $\epsilon_{\text{nuc}} = \epsilon_{\nu}$ corresponde a las condiciones en las que la pérdida de energía por emisión de neutrinos iguala a la liberación de energía por reacciones nucleares. Por otra parte, $\dot{s} = 0$ muestra el estado en el que comienza a aumentar la entropía por barión. Las flechas indican el sentido de la evolución temporal.

das por el apantallamiento y no por la temperatura. En esas condiciones la estrella no es capaz de explotar y debería colapsar a una estrella de neutrones. Este proceso merece estudiarse con detenimiento. Para más detalles, ver Benvenuto et al. (2015).

8. La rotación como agente limitante de la acreción de masa

Como ya citáramos, del mismo modo que un pulsar o una EB son capaces de acelerar su ritmo de rotación debido a la acreción de materia proveniente de una compañera dadora, una estrella no degenerada puede alcanzar velocidades de rotación muy rápidas, inclusive comparables a la de ruptura.

Debido a que las estrellas de un sistema binario que reciben masa deben rotar muy rápido, es esperable que evolucionen de forma muy diferente al caso estándar sin rotación. Si bien este problema recién se está empezando a considerar cuantitativamente, es de esperar que, entre otros fenómenos, estos objetos se comporten como las llamadas “rezagadas azules” (*blue stragglers*) observadas en cúmulos abiertos, debiendo mostrar además una composición química superficial muy diferente a la que esperaríamos en base a los modelos de evolución estelar estándar. Esto último podría ser la razón física por la que se ha afirmado que hay cúmulos que parecen provenir de diferentes composiciones químicas iniciales (Yang et al., 2013), algo que a primera vista parece difícil de sostener (al menos para este autor).

Existe otro proceso que puede ser fundamental en cuanto al efecto de la rotación en la evolución estelar: la rotación puede limitar la capacidad de la estrella recep-

tora de masa de retener dicha masa. La razón física es muy simple. Si suponemos que la estrella recibe masa del disco de acreción kepleriano que se forma a su alrededor, al ganar una pequeña fracción de masa estará rotando al régimen crítico. Si la estrella recibiera más material, entonces rotaría aún más rápido y debería arrojar masa al plano ecuatorial. Este es un problema complejo en el que se debe tener en cuenta simultáneamente a la estrella junto con el disco de acreción.

Los discos de acreción no están entendidos en profundidad muy a pesar del enorme interés que despiertan. Lo que está establecido es que estos tienen capacidad de migrar masa hacia su parte interna y momento angular hacia afuera, tal como se observa en nuestro Sistema Solar (Pringle, 1981). Existen tratamientos simplificados (Paczynski 1991; Popham & Narayan 1991) que muestran que en ciertas condiciones (caso politrópico) las estrellas pueden recibir masa rotando a la velocidad crítica. Sin embargo, este problema dista de estar resuelto por completo. Si bien en el caso de estrellas EB es de esperar que sumen material hasta explotar como supernovas Ia, este proceso debería ocurrir en escalas de tiempo prolongadas, fijadas por la estructura del par binario; cuando la acreción ocurre en escalas de tiempo más cortas, la rotación debe ser capaz de limitar severamente la capacidad de recibir materia.

En los modelos de evolución estelar binaria es una práctica estándar ignorar la rotación y considerar que la estrella receptora de masa retiene una fracción fija β del material transferido por la estrella dadora. Sin embargo, por lo que hemos discutido arriba, esto puede resultar una simplificación extrema carente de justificación física. En este contexto, parece necesario contar con datos observacionales concretos que den alguna pista de cómo se comportan las estrellas en la realidad. En el contexto de la evolución de sistemas binarios masivos, todo parece indicar que estas pistas pueden encontrarse en el caso de algunas supernovas que han explotado en sistemas binarios y ha sido posible detectar la compañera del progenitor. Tales son los casos de SN 1993J y SN 2011dh.

Desde nuestro planeta, SN 2011dh ha sido la supernova más brillante de aquel año. Se la ha clasificado como de tipo IIb ya que mostró líneas de hidrógeno durante un tiempo limitado, lo que indica que la mayor parte de su envoltura rica en dicho elemento fue perdida de alguna forma antes de la explosión. Realizando estudios de la curva de luz de la explosión, Bersten et al. (2012) encontraron fuerte evidencia de que la progenitora era una estrella de helio de unas $4 M_{\odot}$ con una envoltura muy extendida y diluida de hidrógeno, la cual contenía una pequeña cantidad de masa. Resulta difícil para una estrella aislada alcanzar el estado de presupernova con dicha estructura, ya que debería haber sufrido vientos mucho más intensos que los observados. Sin embargo, esta dificultad puede ser resuelta con toda naturalidad en el marco de la evolución de sistemas binarios. Benvenuto et al. (2013) calcularon la evolución de sistemas binarios de $16 M_{\odot} + 10 M_{\odot}$ para diferentes valores del parámetro β , suponiendo un período orbital inicial de 125 días. Con esta configuración es posible tener un excelente acuerdo entre el estado de presupernova y la

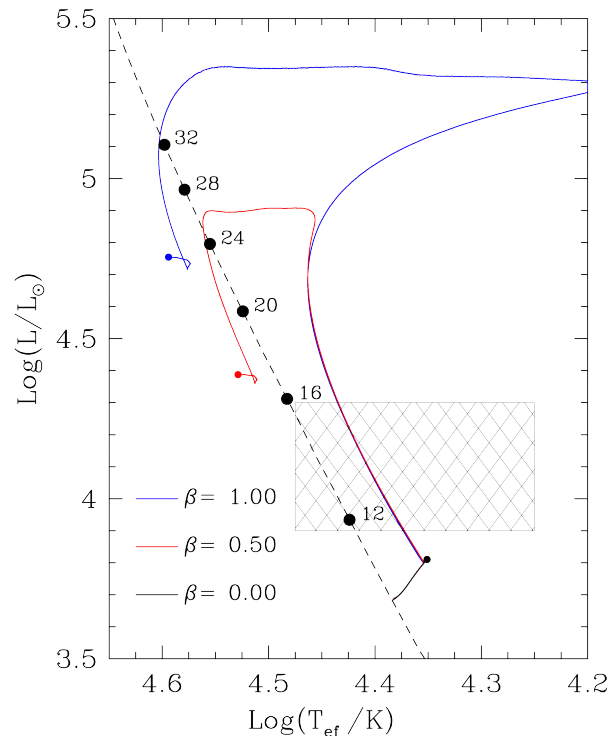


Figura 2: Camino evolutivo de la estrella compañera del progenitor de la supernova SN 2011dh desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en inglés) hasta el momento de la explosión de la primaria (denotado con un punto sólido), para diferentes valores del parámetro β , e ignorando los efectos de la rotación. La masa inicial es de $10 M_{\odot}$. En línea de trazos se indica la ubicación de la ZAMS junto con diferentes valores de la masa indicados en masas solares. El rectángulo sombreado indica la posición aproximada en la que se observó la estrella compañera. Evidentemente, la estrella receptora ha recibido poca masa; de lo contrario, hubiera sido más luminosa al momento de la explosión.

fotometría preexplosión disponible gracias a observaciones del telescopio espacial *Hubble*. Dichas observaciones en longitudes de onda largas son compatibles con un único espectro. Por lo tanto, para que el sistema binario propuesto no estuviera en contradicción con estas observaciones, la estrella compañera debería ser muy azulada al momento de la explosión. Por lo tanto, era necesario que las masas de las componentes del par binario fueran apreciablemente diferentes.

Luego de que SN 2011dh disminuyó su brillo lo suficiente, fue posible buscar si realmente la estrella azulada predicha existe. Dicha estrella fue detectada con nuevas observaciones del telescopio *Hubble* (Folatelli et al., 2014), las cuales muestran que la estrella compañera fue capaz de retener una pequeña parte del material transferido por el progenitor de SN 2011dh (ver Fig. 2), lo cual muestra que el proceso de transferencia de masa ha sido muy ineficiente: la mayor parte de la masa transferida tiene que haber abandonado el sistema binario mucho antes de la explosión. Estas observaciones no permiten calcular β en forma precisa (ni un valor promedio, ya que no hay razón para que β tenga que ser constante) ya que no conocemos exactamente el valor inicial de la masa. Sin embargo, esta no puede haber sido mucho me-

nor que $10 M_{\odot}$ pues, si no, el sistema hubiera entrado en una etapa de envoltura común que da lugar a estructuras finales muy diferentes de las observadas. Su masa tampoco puede haber sido mucho mayor (aunque menor que la de la estrella primaria de $16 M_{\odot}$) pues, de lo contrario, al momento de la explosión habría estado ubicada en la brecha (*gap*) de Hertzsprung, en contradicción con las observaciones. Todo esto nos lleva a concluir que la acreción ha sido muy ineficiente. La pregunta inmediata es: ¿cuál es el fenómeno que puede limitar la acreción sobre esta estrella? Todo parece indicar que este fenómeno es la rotación.

Para verificar si este es el caso, hemos intentado resolver el problema a través de simulaciones numéricas detalladas. Tal como hemos citado previamente, este trabajo es de una apreciable complejidad, razón por la cual solamente vamos a describir cualitativamente los resultados, que consideramos como muy preliminares.

La limitación en la velocidad de rotación de la estrella receptora depende de la velocidad superficial de la misma. Considerar rotación uniforme es una situación extrema en la que implícitamente se supone que los coeficientes de difusión son enormes y que el momento angular se distribuye en forma instantánea. Por lo tanto, un rotador uniforme tendrá una capacidad de recibir material que será un límite superior al caso más realista de rotación diferencial.

En el caso de una estrella que recibe material en una escala de tiempo corta (de Kelvin-Helmholtz), se encuentra que las capas superficiales de la estrella receptora alcanzan la rotación crítica mucho antes de que se acelere la rotación del interior, y por lo tanto limita la acreción de materia mucho más severamente que lo que indica un tratamiento considerando rotación uniforme. Según nuestros cálculos, al momento de la explosión, la estrella receptora tiene prácticamente la misma masa que al principio de su evolución, ya que la cantidad de materia recibida es comparable a la que perdió por vientos. Esto está en buen acuerdo con las observaciones.

Mucho más complicado de tratar es el caso de la supernova SN 1993J, ya que en este sistema las masas de ambas estrellas parecen haber sido mucho más parecidas que en el caso de SN 2011dh. En este objeto hay una fuerte interacción entre la supernova y el material circundante que ha perdido el sistema, lo cual dificulta una comparación detallada de los modelos con las observaciones. A pesar de estas complicaciones, hemos construido modelos preliminares para este objeto, los cuales indican que también en este caso la estrella receptora ha sido muy ineficiente en retener la masa recibida. Por lo tanto, aquí también la rotación debe haber jugado un papel central.

Esperamos poder refinar los modelos evolutivos correspondientes a las estrellas receptoras de ambos sistemas para presentarlos en detalle en un futuro cercano.

9. Conclusiones

El hecho de que en un objeto rotante no sea posible cumplir simultáneamente con las condiciones de equilibrio hidrostático y térmico indica la existencia de corrientes de circulación meridiana. Estas corrientes pro-

ducen la advección de momento angular y de composición química.

Considerar objetos no rotantes puede representar una aproximación demasiado drástica a la hora de querer interpretar observaciones detalladas. Si bien la rotación es difícil de incorporar en la construcción de modelos detallados de evolución estelar, aun para el caso de objetos aislados, es necesario considerar este proceso.

La rotación estelar es especialmente relevante en sistemas binarios. En estos objetos el movimiento orbital contiene una importante cantidad de momento angular que puede ser intercambiada con la rotación de las componentes a través de mareas. Cabe aquí remarcar que el lóbulo de Roche, tal como se lo suele considerar, es solamente válido para configuraciones en las que las estrellas rotan en forma sincrónica con la órbita del par. En caso de que algún proceso las aparte de la sincronía, entonces aparecerá un proceso de acoplamiento “espín-órbita” (¡que no tiene absolutamente nada que ver con el acoplamiento que lleva el mismo nombre en mecánica cuántica!) que tenderá a circularizar la órbita y sincronizar los objetos. Por lo tanto resulta esencial poder considerar la rotación de ambas componentes simultáneamente con la órbita del par.

Las estrellas receptoras de masa en sistemas binarios deben ser rotadores muy rápidos. Esta rotación puede ser suficiente como para retrasar las explosiones de supernova de tipo Ia, como así también para limitar la cantidad de materia recibida por las estrellas compañeras de los progenitores de algunas supernovas (SN 1993J y SN 2011dh). Además, la rotación debe jugar un papel central en la ocurrencia de supernovas de tipo Ic, en las que no se observan rastros de hidrógeno ni de helio.

Agradecimientos: OGB desea agradecer al Prof. Ken’ichi Nomoto por conversaciones que despertaron su interés en el problema de la rotación en evolución estelar.

Referencias

- Benvenuto O. G., Bersten M. C., Nomoto K., 2013, ApJ, 762, 74
 Benvenuto O. G., et al., 2015, ApJL, 809, L6
 Bersten M. C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
 Chandrasekhar S., 1969, Ellipsoidal figures of equilibrium. Yale University Press, New Haven
 Folatelli G., et al., 2014, ApJL, 793, L22
 Kippenhahn R., Weigert A., 1994, Stellar Structure and Evolution. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York
 Kitamura H., 2000, ApJ, 539, 888
 Maeder A., 2009, Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars. Springer, Berlin Heidelberg
 Maeder A., Meynet G., 2000, ARA&A, 38, 143
 Maoz D., Mannucci F., Nelemans G., 2014, ARA&A, 52, 107
 Nomoto K., et al., 2007, ApJ, 663, 1269
 Packet W., 1981, A&A, 102, 17
 Paczynski B., 1991, ApJ, 370, 597
 Popham R., Narayan R., 1991, ApJ, 370, 604
 Pringle J. E., 1981, ARA&A, 19, 137
 Yang W., et al., 2013, ApJ, 776, 112
 Zahn J.-P., 1992, A&A, 265, 115



Modelado del efecto de manchas frías en el perfil del tránsito de protoplanetas en estrellas jóvenes de tipo WTTS

F.V. Lovos^{1,2}, M.N. Gómez^{1,2}, J.A. Ahumada¹, R.P. Petrucci^{1,2} & J.E. Jofré^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / FVL: flovos@oac.unc.edu.ar

Resumen / Las estrellas T Tauri con emisión débil (WTTS, *Weak Emission T Tauri Stars*, por sus siglas en inglés) son estrellas de presecuencia principal con edades de aproximadamente 10 millones de años, etapa en la que el material del disco circunestelar se estaría empleando en la formación de planetas. Esta clase de estrellas jóvenes muestra variaciones fotométricas que correlacionan con el período de rotación y que se atribuyen a manchas frías de origen magnético. En esta contribución modelamos un sistema planeta-mancha-estrella mediante el código SOAP-T, el cual permite simular de forma simultánea tránsitos planetarios y manchas. En particular, nos enfocamos en la determinación de las deformaciones que las manchas introducen en el perfil de los tránsitos correspondientes a un protoplaneta de 2 radios de Júpiter. Se consideraron manchas típicas para las WTTS que cubrieran desde el 0.63% al 25% del disco estelar visible, con temperaturas de 500 y 1400 K menores que la temperatura superficial de la estrella. Los resultados obtenidos muestran el efecto de modulación en el brillo de la estrella debido a la mancha. En particular, esta modulación aumenta la profundidad del tránsito. Además, en el caso en que el protoplaneta pasa por delante de la mancha, se observa un aumento del flujo debido a que el mismo eclipsa una zona de menor temperatura que la superficie estelar.

Abstract / Weak Emission T Tauri stars (WTTS) are pre-main sequence stars with ages of $\sim 10 \times 10^6$ yr, stage at which circumstellar disk material is being used to form planets. This class of young stars shows photometric variations that correlate with the rotational period and are attributed to magnetic cold spots. To model the planet-spot-star system we use the SOAP-T code, that allows the construction of light curves including planetary transits and spots at the same time. We focus on the deformations that the spot introduces to the transit profile for the case of a proto-planet with 2 Jupiter radii. We consider spotted areas typical for WTTS covering from 0.63% to 25% of the visible stellar disk, with temperatures of 500 and 1400 K less than that of the stellar surface. The results show the modulation of the stellar brightness caused by the spot. In particular, this modulation increases the depth of the transit. Furthermore, when the spot is eclipsed by the proto-planet, a rebrightening is observed as the planet blocks a zone cooler than the rest of the stellar surface.

Keywords / stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be — starspots — techniques: photometric

1. Introducción

Estudios observacionales y teóricos coinciden en sostener que la formación planetaria se inicia en discos circunestelares asociados con estrellas de unos pocos millones de años; más allá de los 10 millones de años, estos discos primordiales son raramente observados (Wahhaj et al., 2010). Estas escalas de tiempo son consistentes con las edades esperadas para las estrellas jóvenes conocidas como WTTS (*Weak Emission T Tauri Stars*), las que en general carecen de discos primordiales o poseen discos residuales (“debris”). Esto sugiere que el polvo ya podría haber sido parcialmente depositado en la estrella central o bien redistribuido para la formación de planetesimales (Brandner et al., 2000).

Por otro lado, las estrellas WTTS frecuentemente muestran variaciones fotométricas del orden de algunas centésimas a décimas de magnitud que correlacionan con el período de rotación y que han sido atribuidas a manchas frías de origen magnético (Herbst et al., 1994).

La presencia de estas manchas en estrellas con planetas puede distorsionar las curvas de luz de los tránsitos (Strassmeier, 2009).

En una contribución anterior (Lovos et al., 2015), se modelaron curvas de luz debidas a manchas y a tránsitos planetarios de forma separada. En este trabajo se emplea un código que permite modelar, en forma simultánea, manchas y tránsitos planetarios, e investigar de qué manera las manchas pueden distorsionar el perfil del tránsito.

2. Parámetros estelares, planetarios y de las manchas

El sistema a analizar está constituido por una estrella joven del tipo WTTS, un protoplaneta y una mancha fría. Para fijar los parámetros estelares se emplearon las trayectorias evolutivas de estrellas de presecuencia principal de Baraffe et al. (2002). Se adoptaron parámetros acordes a una masa $M_{\star} = 1 M_{\odot}$ y una edad de 10^7 años:

$R_\star = 1.32 R_\odot$ y $T_{\text{ef}} = 4011$ K. No se tuvo en cuenta el efecto de oscurecimiento hacia el limbo estelar.

Para el período de rotación estelar se adoptó un valor de tres días que se corresponde con los observados en estrellas de tipo WTTS de la misma masa, edad y radio estelar. Las velocidades ecuatoriales de rotación para estrellas T Tauri se encuentran entre los 10 y 20 km s^{-1} (Stauffer & Hartmann, 1986), es decir que rotan bastante más rápido que estrellas de tipo solar de secuencia principal.

Para el protoplaneta asociado a la estrella joven fijamos un radio de dos radios de Júpiter, comparable o algo superior a los de los planetas gigantes que orbitan estrellas de secuencia principal ($1-2 R_{\text{Júp}}$). Para la configuración orbital se adoptaron los siguientes parámetros: inclinación $i = 90^\circ$, semieje mayor $a = 0.05$ ua y período orbital de 4 días.

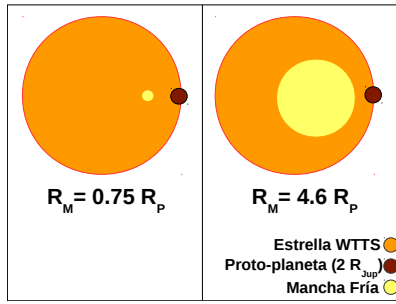


Figura 1: Configuración del sistema estrella-mancha-planetaria de forma comparativa para dos tamaños de manchas. En el panel izquierdo se muestra el sistema con la mancha más chica de $0.75 R_P$. El panel derecho corresponde al sistema con la mancha más grande de $4.6 R_P$. En ambos casos el disco mayor corresponde a la estrella, el disco interno a la mancha y el disco sombreado más oscuro representa al planeta.

En la presente contribución consideramos un modelo sencillo de una única mancha circular, ubicada sobre el ecuador de la estrella. El tamaño de la mancha (R_M) fue parametrizado en función del radio planetario (R_P). Como se muestra en la Tabla 1 se consideraron cuatro radios para las manchas y temperaturas de 500 y 1400 K menos que la temperatura superficial de la estrella, correspondientes a rangos reportados en la literatura para las WTTS (Grankin et al., 2008; Sokoloff et al., 2008; Carroll et al., 2012). La Fig. 1 muestra un esquema a escala de dos de los sistemas modelados. El de la izquierda corresponde a la mancha menor, con un tamaño de $0.75 R_P$ y el de la derecha, a la mancha mayor, con un radio de $4.6 R_P$.

3. Curvas de luz sintéticas: resultados

Se utilizó el código SOAP-T* (Oshagh et al., 2013) para generar curvas de luz de manchas frías y tránsitos planetarios de forma simultánea. En la Fig. 2 se muestran las curvas para la mancha de $1 R_P$, correspondientes a tres posibles configuraciones mancha-planetaria. El caso

más simple se muestra en el panel superior. El planeta y la mancha no coinciden en su paso delante del hemisferio observado. La curva obtenida es simplemente la combinación directa de las curvas individuales, de la modulación dada por la mancha y el perfil plano del tránsito.

Tabla 1: Δmag debido a manchas.

Radio mancha (R_P)	Área cubierta (%)	Δmag	
		$\Delta T=500$ K	$\Delta T=1400$ K
0.75	0.63	0.009	0.013
1	1.12	0.016	0.024
3	10	0.149	0.237
4.6	25	0.405	0.699

En el panel del medio (Fig. 2), protoplaneta y mancha coinciden en su pasaje sobre el hemisferio estelar visible. La curva producida por la mancha modula al tránsito planetario y lo hace más profundo. Por último, el efecto más interesante puede observarse en el panel inferior. Cuando mancha y planeta están visibles puede suceder que en algún momento del tránsito el embrión planetario eclipse la mancha. En tal caso, debido a que el planeta está bloqueando una zona más fría y por lo tanto menos luminosa de la superficie estelar, se produce un aumento en el flujo medido, a diferencia de lo que ocurre cuando eclipsa una región sin mancha y, por lo tanto, más caliente y luminosa.

En la Fig. 3 se muestran de forma comparativa las curvas de luz del sistema estrella-mancha-planetaria para cuatro tamaños de manchas ($0.75, 1, 3$ y $4.6 R_P$), para el caso particular en que el planeta eclipsa la mancha. El panel izquierdo corresponde a un $\Delta T=500$ K y el derecho a un $\Delta T=1400$ K. En todos los casos, independientemente del tamaño y temperatura de la mancha, cuando el planeta eclipsa la mancha se produce un aumento abrupto del flujo. El tránsito de un planeta de $2 R_{\text{Júp}}$ produce una caída de aproximadamente 0.025 mag. La Tabla 1 muestra las profundidades de las curvas para distintas manchas. Radios de manchas de 3 y $4.6 R_P$ producen variaciones más profundas para ambas temperaturas.

El perfil del tránsito ha sido observado en estrellas de secuencia principal con manchas, en general, de tamaños comparables a los radios planetarios (Rabus et al., 2009; Sanchis-Ojeda et al., 2011). Es nuestro objetivo detectar embriones planetarios en estrellas WTTS las cuales presentan una mayor cobertura de área estelar manchada ($\sim 25\%$). Para el caso en que el radio de la mancha es más del doble del radio planetario (para un planeta gigante de $2 R_{\text{Júp}}$), la mancha produce una variabilidad fotométrica de algunas décimas de magnitud. Sin embargo, también en este caso, la modulación de la mancha se ve distorsionada por el perfil del tránsito. La profundidad del rasgo es muy pequeña (0.025 mag) pero discernible con fotometría de alta precisión (~ 0.005 mag, ver por ejemplo Petrucci et al. 2015). Se concluye entonces que la técnica de tránsitos puede ser aplicada con éxito aún en el caso de estrellas jóvenes con manchas frías de

*<http://www.astro.up.pt/resources/soap-t/>

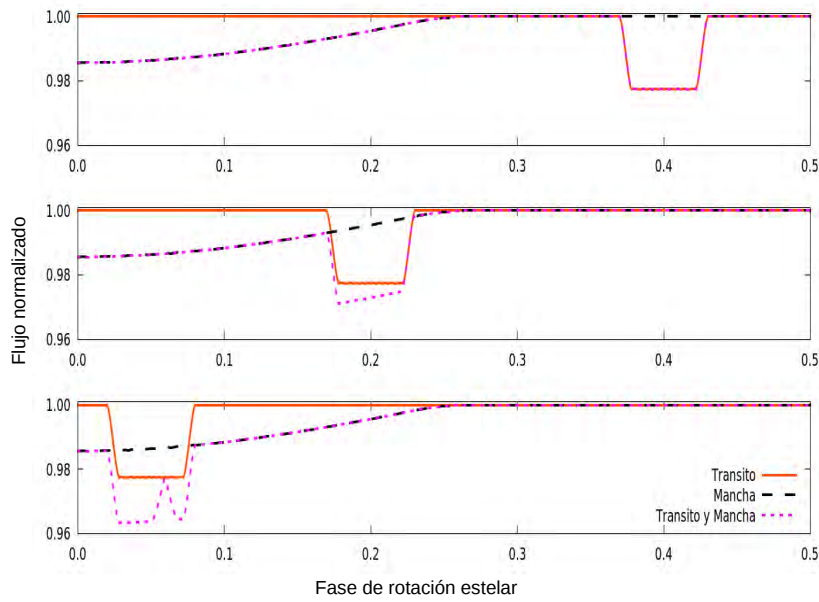


Figura 2: En cada panel se muestran tres curvas de luz: estrella-mancha, estrella-planeta, y sistema estrella-mancha-planeta. Todos los casos corresponden a la mancha de $1 R_P$ y $\Delta T=500$ K. En el panel superior vemos la curva obtenida cuando la mancha y el planeta no son visibles simultáneamente. En el panel intermedio son visibles a la vez pero sin cruzarse. Por último, en el panel inferior, el planeta eclipsa la mancha y se produce una anomalía en el perfil del tránsito.

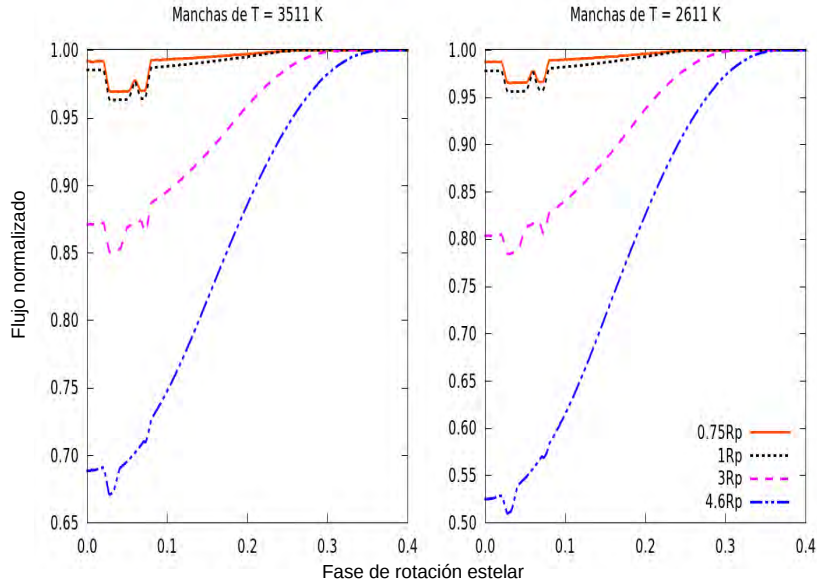


Figura 3: Curvas de luz del sistema estrella-mancha-planeta para manchas de 0.75 , 1 , 3 y $4.6 R_P$. El panel izquierdo corresponde a manchas con $\Delta T=500$ K y el derecho a $\Delta T=1400$ K. Se muestran las fases alrededor del momento en el que el planeta eclipsa la mancha.

gran tamaño.

Referencias

Baraffe I., et al., 2002, A&A, 382, 563
 Brandner W., et al., 2000, AJ, 120, 950
 Carroll T. A., et al., 2012, A&A, 548, A95
 Grankin K. N., et al., 2008, A&A, 479, 827
 Herbst W., et al., 1994, AJ, 108, 1906

Lovos F. V., et al., 2015, BAAA, 57, 96
 Oshagh M., et al., 2013, A&A, 549, A35
 Petrucci R., et al., 2015, MNRAS, 446, 1389
 Rabus M., et al., 2009, A&A, 494, 391
 Sanchis-Ojeda R., et al., 2011, ApJ, 733, 127
 Sokoloff D. D., et al., 2008, Astronomy Letters, 34, 761
 Stauffer J. B., Hartmann L. W., 1986, PASP, 98, 1233
 Strassmeier K. G., 2009, A&A Rev., 17, 251
 Wahhaj Z., et al., 2010, ApJ, 724, 835



Espectroscopía integrada de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes

M.A. Oddone¹, A.V. Ahumada^{1,2} & J.J. Clariá^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / mao@oac.uncor.edu

Resumen / Continuando con un proyecto sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes, presentamos resultados para 10 cúmulos de pequeño diámetro angular de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Cinco de estos cúmulos han sido estudiados previamente por nuestro grupo y, debido a que hemos podido mejorar la razón señal-ruido de los espectros integrados, determinamos ahora los parámetros básicos de los cúmulos con mayor precisión. Presentamos enrojecimientos y edades de los 10 cúmulos determinados por distintos métodos. El rango de edad de los cúmulos varía entre 8 y 400 millones de años (Ma). Los espectros fueron obtenidos con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), utilizando el espectrógrafo REOSC en el modo dispersión simple. Estos espectros serán utilizados para ampliar la base de espectros patrón (*templates*) de la NMM ya existente.

Abstract / As part of our systematic project of integrated spectroscopic observations of Magellanic Clouds star clusters, we present here the results for ten small angular diameter clusters of the Large Magellanic Cloud (LMC). Five of these clusters have been previously studied by our team. However, since we have been able to improve the integrated spectra signal-to-noise ratio, we can now determine the cluster basic parameters more accurately. We present reddening and ages for these ten LMC clusters determined through different methods. The derived cluster ages range from 8 to 400 Myr. The spectra were obtained with the “Jorge Sahade” 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), using the REOSC spectrograph in the simple dispersion mode. Such spectra will be used to enlarge the existing library of LMC templates spectra.

Keywords / galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Debido principalmente a su proximidad, la Nube Mayor de Magallanes (NMM) constituye un excelente laboratorio para estudiar con cierto detalle sus poblaciones estelares y, en particular, su sistema de cúmulos estelares (CE). Algunos parámetros astrofísicos de los CE, tales como el enrojecimiento interestelar y la edad, pueden determinarse razonablemente bien a partir de espectroscopía integrada. A su vez, los espectros integrados de CE de la NMM cuyas propiedades fundamentales se conocen bien, permiten crear espectros patrón (*templates*) para determinados rangos de edad. Estos *templates* son de gran utilidad para estudiar las poblaciones estelares en galaxias distantes. En este trabajo aplicamos la técnica de espectroscopía integrada para determinar el enrojecimiento y la edad de una decena de CE de la NMM, continuando de esta manera el proyecto espectroscópico sistemático que venimos llevando a cabo en esta galaxia (p.ej. Santos et al., 2006; Palma et al., 2008; Minniti et al., 2014). Los objetos fueron seleccionados teniendo en cuenta principalmente su notable concentración estelar y comparativamente elevado brillo superficial. Los espectros de la presente muestra de CE, combinados con otros obtenidos previamente en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), serán utilizados para ampliar la base de espectros *templates* actualmente existente pa-

ra las metalicidades típicas de la NMM. Usando una metodología similar, recientemente Minniti et al. (2014) generaron un espectro *template* representativo de los CE de la NMM de aproximadamente 400 Ma.

2. Observaciones y determinación de parámetros

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del CASLEO en dos comisiones de observación en diciembre de 2011 y 2013, respectivamente. Hemos usado una cámara CCD de 1024×1024 píxeles y el espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión simple. La ranura se dispuso a lo largo de la dirección este-oeste y las observaciones se realizaron barriendo el objeto en la dirección norte-sur. Se utilizó la red de 300 mm^{-1} , la cual produce una dispersión de $\approx 3.41 \text{ \AA pixel}^{-1}$ en la región observada ($\approx 3500\text{-}7000 \text{ \AA}$). Los tiempos de exposición para cada CE variaron entre 1.5 y 4 horas, dependiendo del brillo integrado del objeto. La reducción de los espectros se llevó a cabo usando IRAF. Las designaciones principales de los CE estudiados se presentan en la Tabla 1, juntamente con los tipos de Searle, Wilkinson y Bagnuolo (Searle et al., 1980, SWB) asignados por Bica et al. (1996), en adelante B96. Los espectros obtenidos se presentan en la Fig. 1. Los mismos han sido normalizados en \sim

5600 Å y han sido desplazados por constantes arbitrarias para una mejor visualización.

Las edades de los CE fueron derivadas básicamente a partir de dos métodos independientes. El primero de ellos, conocido como “Método de los anchos equivalentes” (AE), consiste en utilizar los AE medidos de algunas líneas y bandas ($H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, K del Ca II, G (CH) y Mg 1), juntamente con calibraciones de Bica & Alloin (1986), y diagramas de diagnóstico (DD) de Santos & Piatti (2004). Este método permite obtener una primera estimación de la edad de los cúmulos. El segundo procedimiento, conocido como “Método de ajuste de *templates*”, consiste en lograr el mejor ajuste posible entre un espectro integrado observado y un espectro *template* cuya edad se conoce bien de antemano. Para ello, se utilizaron los *templates* de las bases de Piatti et al. (2002), Ahumada et al. (2007) y Minniti et al. (2014), juntamente con el *software* denominado *Fast Integrated Spectra Analyzer* (FISA) desarrollado por Benítez-Llambay et al. (2012). Para efectuar las correcciones por enrojecimiento, hemos utilizado la ley normal de Seaton (1979) y el valor de 3.0 para la razón entre la absorción total y selectiva. En un trabajo anterior (Oddone et al., 2012) presentamos resultados preliminares para 5 de los 10 cúmulos de la presente muestra. En el presente estudio, sin embargo, hemos logrado mejorar la determinación de los parámetros de estos cúmulos básicamente por dos razones. En primer lugar, porque hemos reobservado algunos de ellos mejorando significativamente la razón señal-ruido de sus espectros y, en segundo lugar, porque hemos refinado la selección de los *templates* teniendo en cuenta características espectrales adicionales. En la Tabla 1 se presentan las edades obtenidas mediante los dos métodos mencionados.

3. Resultados

El siguiente análisis de los cúmulos individuales se presenta teniendo en cuenta los *templates* utilizados en los correspondientes ajustes de los espectros observados.

3.1. SL 428, SL 498 y SL 516

Estos tres cúmulos presentan características típicas de los objetos muy jóvenes, dado que se encuentran embebidos en nebulosidad y/o asociados a regiones H II (Bica et al., 1999). Los tres fueron antes clasificados por B96 como pertenecientes al tipo SWB 0, por lo que su edad debería ser menor que unos 10 Ma. Por esta razón, no sorprende que al menos uno de ellos, SL 498, esté afectado por un enrojecimiento comparativamente elevado. Los espectros integrados de estos 3 cúmulos presentan características notablemente similares, tanto en lo que se refiere a la presencia y profundidad de líneas como a la distribución del continuo (Fig. 2). Si bien los enrojecimientos que afectan a estos CE son diferentes, en todos los casos el *template* que mejor ajusta las características espectrales de los 3 objetos es el Yb1 de la base de Piatti et al. (2002). Este *template* corresponde a un rango de edad entre 5 y 10 Ma, compatible con el tipo SWB 0 asignado por B96.

3.2. SL 106 y SL 134

Ambos objetos pertenecen al tipo SWBI (B96), por lo que sus edades deberían estar comprendidas entre 10 y 30 Ma. En el caso de SL 106, el mejor ajuste del espectro integrado se logra con el *template* Yd (40 Ma) de la base de Piatti et al. (2002), corrigiendo antes el espectro observado por $E(B - V) = 0.24$. Para SL 134 realizamos dos ajustes alternativos con los *templates* Yc (20 Ma) e Ye (60 Ma), corrigiendo antes el espectro observado por $E(B - V) = 0.70$ y $E(B - V) = 0.20$, respectivamente. Dada la manifiesta similitud en estos ajustes, decidimos adoptar valores intermedios de enrojecimiento y edad (Tabla 1).

3.3. SL 256, SL 425 y SL 543

En el caso de SL 425, el espectro observado corregido por $E(B - V) = 0.20$ ajusta muy bien el *template* Ye (≈ 60 Ma) de Piatti et al. (2002). SL 256 y SL 543 presentan características espectrales muy similares. Aun así, realizamos dos ajustes alternativos, usando diferentes enrojecimientos, con los *templates* de edad promedio Ye de 60 Ma e Yf de 125 Ma, ambos de la base de Piatti et al. (2002). Nuevamente, la notable similitud de estos ajustes nos indujo a adoptar valores intermedios de enrojecimiento y edad (Tabla 1).

3.4. SL 142 y SL 624

De estos cúmulos, apenas si sabemos que pertenecen al tipo SWB III (B96). Por esta razón, sus edades deberían estar comprendidas entre 70 y 200 Ma. El espectro observado de SL 142, sin previa corrección por enrojecimiento interestelar, presenta una notable similitud con el *template* de 400 Ma recientemente generado por Minniti et al. (2014). Por otra parte, el espectro observado de SL 624, corregido por $E(B - V) = 0.17$, presenta un muy buen ajuste con el *template* Yd de 200-350 Ma de Piatti et al. (2002). Dado que estos cúmulos no registran estudios previos, las presentes determinaciones de enrojecimiento y edad de SL 142 y SL 624 representan las primeras en su especie. La Tabla 1 presenta los parámetros finalmente adoptados, como así también las edades determinadas por otros autores para 8 de los 10 CE acá estudiados. Puede apreciarse que, en general, los valores reportados en la literatura son compatibles con los obtenidos en el presente trabajo. Los errores asignados fueron estimados visualmente en base a los ajustes realizados con diferentes *templates*.

4. Conclusiones

En este trabajo presentamos espectros integrados de 10 cúmulos estelares de la NMM. A partir de ellos, y mediante la comparación con espectros patrones, hemos obtenido edades y excesos de color $E(B - V)$. Para dos de los objetos estudiados (SL 142 y SL 624), los resultados que acá presentamos son los primeros en su especie, ya que ninguno de ellos registra estudios previos. Para el resto de la muestra, hemos podido comprobar que los valores obtenidos en este trabajo son similares a

Tabla 1: Parámetros de los cúmulos seleccionados*.

Nombre	Tipo SWB	Edad AE	Edad <i>templates</i>	Edad adoptada	$E(B - V)$ adoptado	Edades literatura
SL 106	I	10-50	40	30±20	0.24	20-100 (a), 20-85 (b; c)
SL 134	I	0-50	20; 45-75	50±20	0.30	25-128 (a)
SL 142	III	40-1500	400	400±100	0.00	-
SL 256	I	10-350	45-75; 100-150	100±50	0.13	32-126 (a)
SL 425	I	10-50	40	50±20	0.20	79-500 (a), 52-144 (b; c)
SL 428	0	5-500	5-10	8±5	0.00	12-80 (a)
SL 498	0	0-50	5-10	10±5	0.40	19-80 (a); 12-43 (b; c)
SL 516	0	10-500	5-10	10±5	0.10	10-40 (a)
SL 543	III	10-350	45-75; 100-150	90±60	0.07	40-160 (a)
SL 624	III	30-500	100-150; 200-350	200±50	0.18	-

* Las edades están expresadas en Ma. Referencias de las edades determinadas por otros autores: (a) Glatt et al. (2010), (b) Popescu et al. (2012), (c) de Grijs et al. (2013).

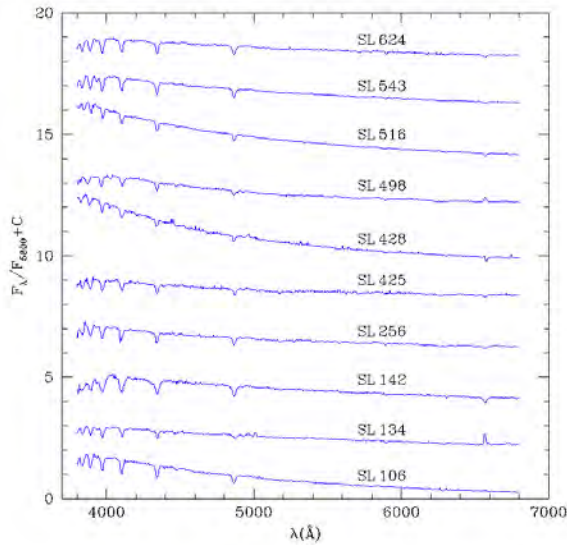


Figura 1: Espectros integrados de los CE normalizados en $\lambda \approx 5600 \text{ \AA}$ y desplazados por constantes arbitrarias para una mejor visualización.

los determinados previamente por otros métodos. Estos espectros integrados junto con otros obtenidos previamente nos permitirán confeccionar nuevos espectros de referencia, los que serán de gran utilidad para determinar parámetros de poblaciones estelares distantes mediante la técnica acá presentada. Cuatro de los cúmulos acá estudiados corresponden a edades con valores intermedios entre un par de *templates*. Por lo cual, una vez que encontremos cúmulos adicionales con estas mismas características, podremos crear nuevos *templates* de edad intermedia entre los ya existentes, mejorando la resolución temporal de la biblioteca actual en la NMM.

Referencias

Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, *A&A*, 473, 437
 Benítez-Llambay A., Clariá J. J., Piatti A. E., 2012, *PASP*, 124, 173
 Bica E., Alloin D., 1986, *A&A*, 162, 21
 Bica E., et al., 1996, *ApJS*, 102, 57 (B96)

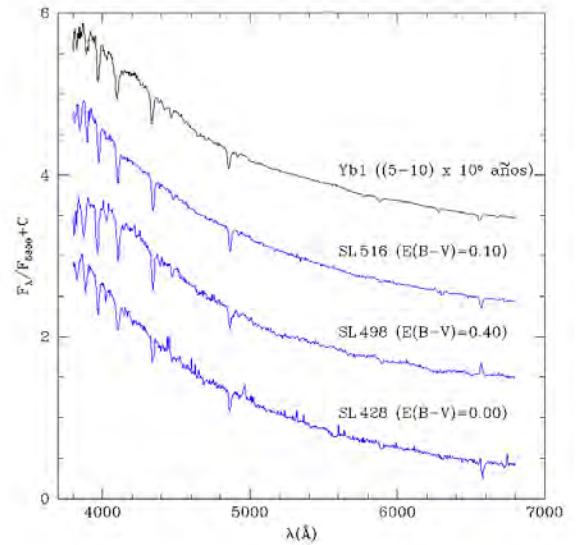


Figura 2: Comparación de los espectros de SL 516, SL 498 y SL 428 (mostrados en color azul), corregidos por enrojecimiento interestelar, con el *template* Yb1 mostrado en color negro.

Bica E., et al., 1999, *AJ*, 117, 238
 de Grijs R., Goodwin S. P., Anders P., 2013, *MNRAS*, 436, 136
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50
 Minniti J. H., et al., 2014, *A&A*, 565, A49
 Oddone M. A., et al., 2012, *BAAA*, 55, 131
 Palma T., et al., 2008, *Acta Astronomica*, 58, 359
 Piatti A. E., et al., 2002, *MNRAS*, 335, 233
 Popescu B., Hanson M. M., Elmegreen B. G., 2012, *ApJ*, 751, 122
 Santos Jr. J. F. C., et al., 2006, *A&A*, 448, 1023
 Santos Jr. J. F. C., Piatti A. E., 2004, *A&A*, 428, 79
 Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W. G., 1980, *ApJ*, 239, 803 (SWB)
 Seaton M. J., 1979, *MNRAS*, 187, 73P



The ultimate fate of planetary systems

F.C. Wachlin^{1,2}, S. Vauclair^{3,4}, G. Vauclair^{3,4} & L.G. Althaus^{1,2}

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

³ *Université de Toulouse, Observatoire Midi-Pyrénées, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, Francia*

⁴ *Centre National de la Recherche Scientifique, IRAP, Toulouse, Francia*

Contact / fcw@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En los últimos años, la creciente evidencia de que una fracción significativa de estrellas enanas blancas experimenta acreción de materia de un disco de escombros circundante ha generado un gran interés científico. Su mera existencia sugiere que el sistema planetario que se formó con la estrella fue capaz de sobrevivir a todas las etapas previas de la evolución estelar, incluyendo aquellas que implican dramáticos cambios de tamaño y los eventos de pérdida de masa de la estrella central. La estimación de las tasas de caída de material sobre la enana blanca nos provee información importante acerca del sistema planetario original. Lamentablemente las estimaciones realizadas hasta el momento no tienen en cuenta un proceso físico desestabilizante que se produce cuando material pesado se deposita por encima de uno más liviano, pudiendo provocar turbulencias que diluyen el material acretado. Este proceso afecta directamente la estimación de las tasas de acreción por cuanto, de producirse la inestabilidad, son necesarias tasas mayores para explicar los niveles de contaminación superficial que muestran las observaciones. En este trabajo presentamos los resultados de simulaciones numéricas que muestran que la inestabilidad antes mencionada efectivamente tiene lugar. Demostramos también su importancia para un caso concreto de enana blanca de tipo DA.

Abstract / In recent years, the increasing evidence that a significant fraction of white dwarfs is accreting matter from a debris disk has triggered a significant scientific interest. Its mere existence suggests that the planetary system which had formed around the star was able to survive all previous phases of stellar evolution, including those implying dramatic size changes as well as mass loss events of the central star. The computation of accretion rates provides us important information about the original planetary system. Unfortunately the present estimations do not take into account a physical process that may happen when heavy material falls ontop a lighter one, generating turbulences that dilutes the accreted material. This process affects directly the computed accretion rates, since if it takes place, larger accretion rates become necessary in order to explain the amount of surface contamination observed. In this work we present the results of numerical simulations that show that this destabilizing physical process actually occurs. Its impact on an accreting DA white dwarf model is presented.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors — stars: abundances – instabilities

1. Introduction

Since the discovery of the first extrasolar planet around a main sequence star (Mayor & Queloz, 1995) the evidence that planetary systems should be the rule rather than the exception has become rapidly clear. Much effort has been devoted in trying to understand the formation of planetary systems, but not as much in knowing what happens to it when the central star evolves. It is quite interesting that stars travelling the last part of their lives might have the key to better understand planetary systems. And that seems to be the case with white dwarfs.

Because of their surface stellar conditions and their almost pure atmospheres composed of light elements (either H or He), cool white dwarfs ($T_{\text{eff}} < 25000$ K) should show no metals on the surface. Gravitational settling should get rid of heavy elements in a very short time compared to the evolution timescale. However, many studies show that a significant fraction of cool white dwarf's spectra actually do show metal lines and even an

infrared (IR) excess, indicating that something is missing in this picture.

The explanation might come from dynamical simulations of planetary systems allowing the central star to evolve. Among other interesting results, these simulations show that small bodies are likely to be scattered and disrupted by tidal effects (Bonsor et al., 2011). The disruption of small bodies may form a debris disk and hence provide the mass that might be currently being accreted by the white dwarf. The observed IR-excess is consistent with the presence of a circumstellar debris disk.

Determining the accretion rate is important since it provides valuable information about the mass content of the underlying planetary system. The literature shows some estimations for the accretion rates on both, DA (H-rich) and DB (He-rich) white dwarfs. Unfortunately, these estimations do not take into account a physical process known as fingering (or thermohaline) convection that may affect the concentration of heavy elements on

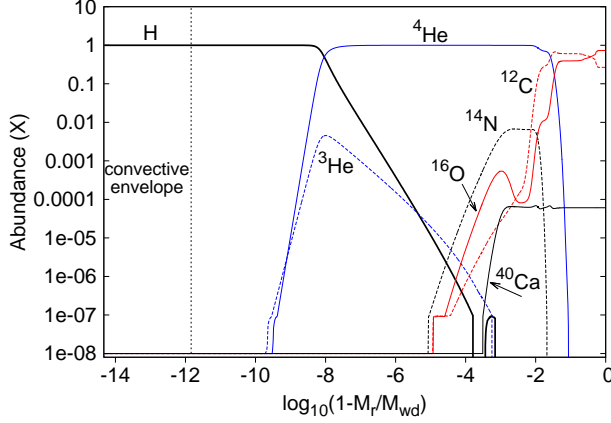


Figure 1: Abundance of H, ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O and ^{40}Ca as a function of the depth (given as outer mass fraction, in logarithmic scale). M_r is the mass contained in a sphere of radius r . The distribution of this set of elements show the initial situation, before starting with the accretion.

the surface. In this paper we show the impact of not taking this process into account in a model of a DA white dwarf.

2. Fingering convection

Fingering convection is a secular instability that may occur in stars when the mean molecular weight of the fluid grows in the upward direction. It happens because thermal diffusion is much more efficient than chemical diffusion, making a fluid element susceptible to loose floatability and generate turbulent motions in spite of fulfilling the stability criteria of Schwarzschild and Ledoux.

In order to be able to detect fingering convection we need to introduce a double diffusion theory of convection into the stellar evolutionary code. We use the theory developed by Grossman et al. (1993), which was already successfully implemented to study the role of fingering convection in the surface composition of low-mass giant stars (Wachlin et al., 2011, 2014).

3. Simulations

The numerical simulations presented in this work have been performed using the LPCODE stellar evolutionary code (Althaus et al., 2003, 2005, 2012), a well-tested code that has been widely used in the study of the low-mass stars evolution.

We prepared an initial model starting from a hydrogen-rich DA white dwarf with a mass of $0.609 M_{\odot}$ and $T_{\text{eff}} = 107000 \text{ K}$ from Renedo et al. (2010). This white dwarf was the result of the evolution from the zero age main sequence, through the core hydrogen burning phase, the helium burning phase and the thermally pulsing asymptotic giant branch phase to the white dwarf stage, as detailed by Renedo et al. (2010).

We let the model cool down while diffusing its elements. When H finally floated and the heavier ele-

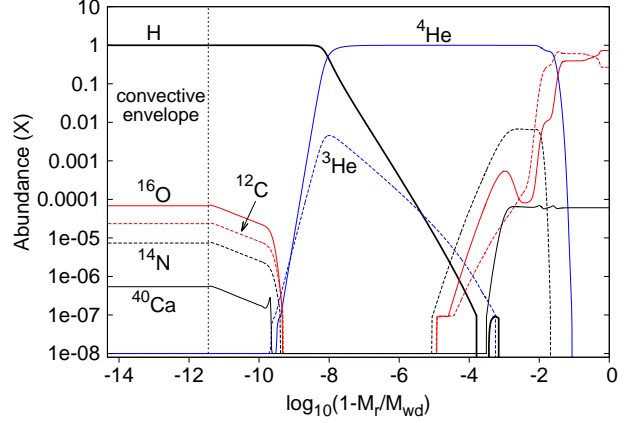


Figure 2: Internal structure of the model once the stationary state is reached for the surface abundances. The simulation was performed using the classical convection theory (MLT).

ments sunk, we artificially modified its envelope in order to study a model with a specific amount of hydrogen (M_{H}). We show here the results obtained for a DA of $M_{\text{H}} = 10^{-8} M_{\text{wd}}$, where M_{wd} is the total mass of the white dwarf. These results are qualitatively the same as those obtained for other amounts of H mass fraction, as will be mentioned later.

When the model finally cooled to $T_{\text{eff}} = 10500 \text{ K}$ we stopped its further cooling and took it as our initial model, the last one before turning on accretion.

Accretion was implemented as a continuous process. We set its rate arbitrarily to 10^8 g s^{-1} , which is an intermediate value considering those reported in the literature. We also considered its chemical content as that of the Sun, but without including H and He. Thus, we accreted only metals, in solar proportions. At each time step we computed the amount of matter that should be accreted in that time interval and mixed that matter instantaneously in the convective zone, assuming that the mixing time in the convective region is much shorter than the characteristic evolution time.

We proceeded to perform two simulations, one by using the classical convection theory (mixing length theory, or simply, MLT) and another implementing the double diffusion theory (GNA). The results obtained are described in the next section.

4. Results

Fig. 1 shows the chemical composition in our initial model. As said before, it corresponds to a model representing a $T_{\text{eff}} = 10500 \text{ K}$ DA-white dwarf with a fractional hydrogen mass content of 10^{-8} . The figure also shows that the model has a convective envelope and that all the elements heavier than H and He have settled to the interior, far away from the surface.

At this point, we started to accrete metals onto the white dwarf and performed two independent simulations, one with the MLT convection theory and the other

with the GNA. We integrated both cases using a small time step (0.1 yr) until the surface abundances reached a stationary state. This took about 750 yr for the MLT integration and near 30 000 yr for the GNA simulation.

Fig. 2 shows the abundance profiles of one of the models of the MLT simulation, once the stationary state at the surface was reached. The convective region is now somewhat deeper than at the beginning. Below its bottom we see how the accreted elements diffuse. When the interior He layers are reached by the diffusing elements, the diffusion rate is reduced since the metals find a heavier medium to diffuse through, but the diffusion process is not completely stopped. This is the classical picture named the accretion-diffusion model. The amount of surface contamination is related to the concentration of heavy elements needed to make the diffusion rate equal to the accretion rate. All present estimations of accretion rates are based on this picture.

Fig. 3 shows the situation when the stationary state on the surface is reached for the simulation using a double diffusive convection theory. Now a turbulent region appears below the convective zone, induced by the inversion of the chemical gradient. The region is found to be fingering convective, thus the heavy elements of the convective zone are mixed down, although not as efficiently as in the upper envelope. A chemical composition gradient is indeed necessary to remain inside the fingering zone, for the process to go on, as seen in Fig. 3. As a direct consequence of the spreading of heavy elements in a wider zone (remember the logarithmic scale in mass) the surface contamination becomes much lower than before, and much higher accretion rates are needed now to reproduce the observations. Last, but not least, since the bottom of the fingering convective region reaches the He-rich layer, it dredges-up some of this He to the surface, something that might explain the contamination of these objects by He.

5. Conclusions

We performed full self consistent simulations of a DA white dwarf accreting heavy elements from a debris disk in order to show the effects of taking into account all the physical processes implied and compare them with the outcome when the only process implemented is that of diffusion-accretion. Our simulations show that fingering convection has to be taken into consideration when estimating the accretion rates of DA white dwarfs, as was already stated by Deal et al. (2013) by means of a simplified approach (static models). We confirm that a stationary state is reached in both cases, that is, when just gravitational settling is considered and when the full double diffusive convection theory is used. The time required to reach that stationary state is much longer when fingering convection is taken into account.

Abundance levels of heavy elements on the surface are much larger when considering the classical approach. This is a natural consequence of the fact that gravitational settling is the only allowed mechanism for those heavy elements to leave the convective zone. When fingering convection is considered, the turbulent mixing goes much deeper in the star, diluting the heavy ma-

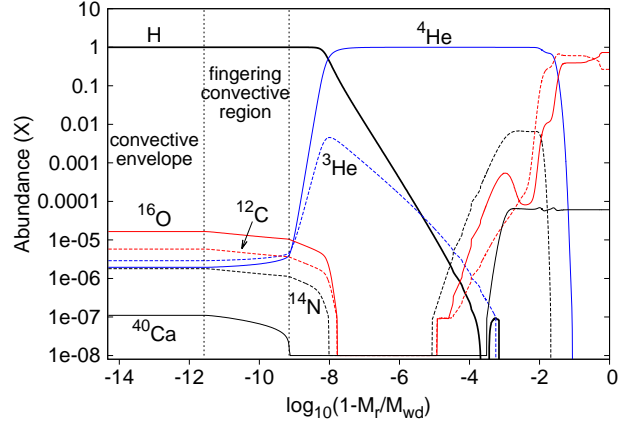


Figure 3: Same as Fig. 2, but when a double diffusive convection theory is used (GNA).

terial by spreading them over a larger volume. Higher accretion rates are necessary to obtain the same levels of surface contamination when the fingering convective instability is allowed to set in.

It is quite interesting to notice that He contamination of the surface may also take place with a double diffusive convection theory if the fingering convective zone reaches the He-rich layers. This may not happen with the classical approach. The level of contamination is determined by the maximum depth reached by the fingering convection zone and by the amount of hydrogen in the white dwarf's envelope. It might be argued that the H-envelope considered in this work seems to be quite thin. Asteroseismological studies find white dwarfs containing even less amount of hydrogen ($10^{-10} M_{\text{wd}}$), thus our model should not be taken as an extreme case. We found the same qualitative results for models containing a H-mass fraction of 10^{-6} .

Other simulations (not included here) show that the larger the accretion rates the deeper the fingering convective region. Thus, we need to perform a full set of simulations in order to determine the amount of metals and He that is able to remain on the surface when the steady state is achieved. We will further study this and other points in forthcoming papers.

References

- Althaus L. G., et al., 2012, *A&A*, 537, A33
- Althaus L. G., et al., 2003, *A&A*, 404, 593
- Althaus L. G., et al., 2005, *A&A*, 435, 631
- Bonsor A., Mustill A. J., Wyatt M. C., 2011, *MNRAS*, 414, 930
- Deal M., et al., 2013, *A&A*, 557, L12
- Grossman S. A., Narayan R., Arnett D., 1993, *ApJ*, 407, 284
- Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, 378, 355
- Renedo I., et al., 2010, *ApJ*, 717, 183
- Wachlin F. C., Miller Bertolami M. M., Althaus L. G., 2011, *A&A*, 533, A139
- Wachlin F. C., Vauclair S., Althaus L. G., 2014, *A&A*, 570, A58

Pulsaciones excitadas por la quema de hidrógeno en enanas blancas

M.E. Camisassa^{1,2}, A.H. Córscico^{1,2} & L.G. Althaus^{1,2}

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / camisassam@gmail.com

Resumen / Trabajos recientes muestran que las estrellas de baja metalicidad que no experimentan tercer *dredge-up* en los pulsos térmicos, podrían resultar en enanas blancas con una importante quema nuclear de hidrógeno en capa aun a bajas luminosidades. Esta fuente extra de energía trae dos consecuencias importantes. Por un lado, impacta sobre los tiempos de enfriamiento de estas estrellas. Y por el otro, la quema de hidrógeno en capa puede desestabilizar modos *g* pulsacionales por el mecanismo epsilon. Motivados por estos resultados, hemos procedido a estudiar las propiedades pulsacionales de este tipo de estrellas, esperando que dichas propiedades puedan ser usadas para testear la quema de hidrógeno en capa, y de esta manera sirvan para restringir la eficiencia del tercer *dredge-up*. En ese sentido, hemos calculado pulsaciones no adiabáticas en enanas blancas con $\log(T_{\text{eff}}) \sim 4$ provenientes de progenitores de baja metalicidad, considerando la quema nuclear en las ecuaciones de pulsación y despreciándola. Nuestros cálculos arrojan como resultado que hay algunos modos excitados por la quema nuclear de hidrógeno.

Abstract / Recent works show that low-mass white dwarfs derived from low-metallicity progenitors, in the absence of third dredge-up episodes during the asymptotic giant branch, are born with a hydrogen envelope thick enough to make stable hydrogen shell burning the most important energy source even at low luminosities. This extra source of energy delays the cooling times of these white dwarfs. Furthermore, in this type of stars some pulsational *g*-modes could be excited by the epsilon mechanism due to the hydrogen shell burning. Motivated by these results, we decided to explore the pulsational properties of this type of stars, aimed at constraining hydrogen shell burning and the occurrence of third dredge-up during the AGB evolution of the progenitor stars. For this purpose, we have constructed nonadiabatic pulsation models of white dwarfs from low-metallicity progenitors with $\log(T_{\text{eff}}) \sim 4$. Our calculations show that some modes are excited due to hydrogen shell burning.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors — stars: oscillations — white dwarfs

1. Introducción

Las enanas blancas (WD, por sus siglas en inglés) constituyen el destino final de la mayoría de las estrellas; por ende, contienen información valiosa acerca de la evolución estelar y sobre la tasa de formación estelar en nuestra galaxia, entre otras. Además, en las últimas décadas se ha descubierto una vasta cantidad de WDs pulsantes; así, a partir de la observación de los períodos de dichas estrellas se pudo obtener mayor información acerca de las WDs. Hay varios tipos de WDs pulsantes: GW Vir (PNNV), GW Vir (DOV), DAV calientes, V777 Her (DBV), DQV, ZZ Ceti (DAV) y ELM. Todas exhiben modos *g*, con períodos entre 0 y 6000 s. Las pulsaciones de la mayoría de estas estrellas están excitadas debido al mecanismo κ , que trabaja en la zona de ionización parcial de algún elemento abundante (hidrógeno, helio, etc.). Sin embargo, existe otro mecanismo que podría excitar modos de pulsación en enanas blancas: el mecanismo epsilon (ϵ). Este está relacionado con la sensibilidad de las tasas de reacciones nucleares a cambios de temperatura, y es siempre desestabilizante, es decir, contribuye a la excitación de modos. Existen algunos trabajos en la literatura que prueban la existencia de algunos modos excitados por el mecanismo ϵ en enanas blan-

cas DAV calientes (Maeda & Shibahashi, 2014) y ELM WDs (Córscico & Althaus, 2014). Las ZZ Ceti, en cambio, pulsán gracias al mecanismo κ debido a la ionización parcial del H, ayudado por el fenómeno de *convective driving**. Las ZZ Ceti son las enanas blancas pulsantes más abundantes, y pulsán en la banda de inestabilidad comprendida entre los $10\,400\text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 12\,400\text{ K}$.

Los trabajos recientes de Miller Bertolami et al. (2013) y Althaus et al. (2015), muestran que las enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad ($0.00003 \lesssim Z \lesssim 0.001$), en caso de no haber experimentado tercer *dredge-up*** en la rama asintótica de las gigantes (AGB, por sus siglas en inglés), nacen con una envoltura de H lo suficientemente gruesa como para llevar a cabo una quema nuclear intensa de H en capa,

*De acuerdo al mecanismo denominado *convective driving*, la zona convectiva externa de una enana blanca es la que excita las pulsaciones, almacenando energía en la fase de compresión y liberándola en la fase de expansión (ver Brickhill, 1990; Goldreich & Wu, 1999).

**El tercer *dredge-up* en la AGB se da cuando la zona convectiva externa penetra lo suficiente como para llegar a los elementos procesados por la quema de helio, enriqueciendo así la superficie de la estrella en elementos pesados.

Pulsaciones excitadas por la quema de hidrógeno en enanas blancas

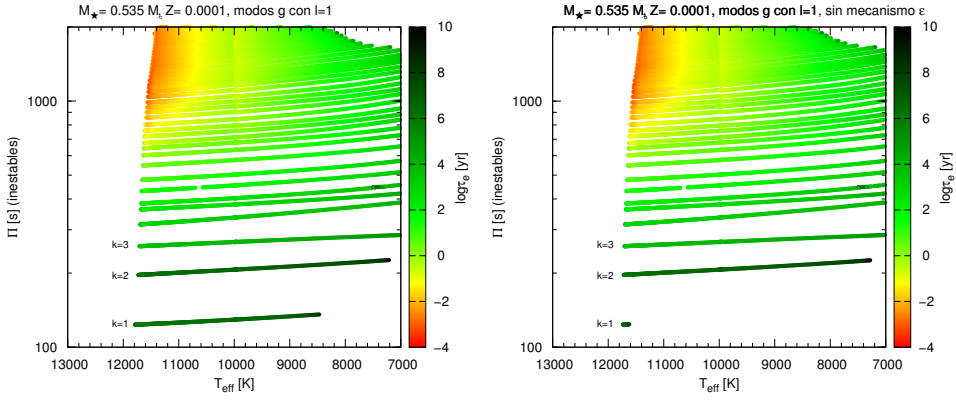


Figura 1: Períodos (Π) de los modos excitados con $l = 1$, en función de la temperatura efectiva para nuestro modelo de WD de $Z = 0.0001$, $M = 0.535 M_{\odot}$ y $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) = -3.304$ (masa de H al comienzo de la etapa de enana blanca). El panel izquierdo muestra la secuencia calculada incluyendo la quema nuclear en las ecuaciones de pulsación, mientras que el panel derecho es la secuencia en la que la hemos despreciado. El color indica el logaritmo del tiempo característico exponencial (*e-folding time*, τ_e) del modo (ver Sec. 2), que es una medida de la cantidad de tiempo que el modo tarda en alcanzar amplitudes observables.

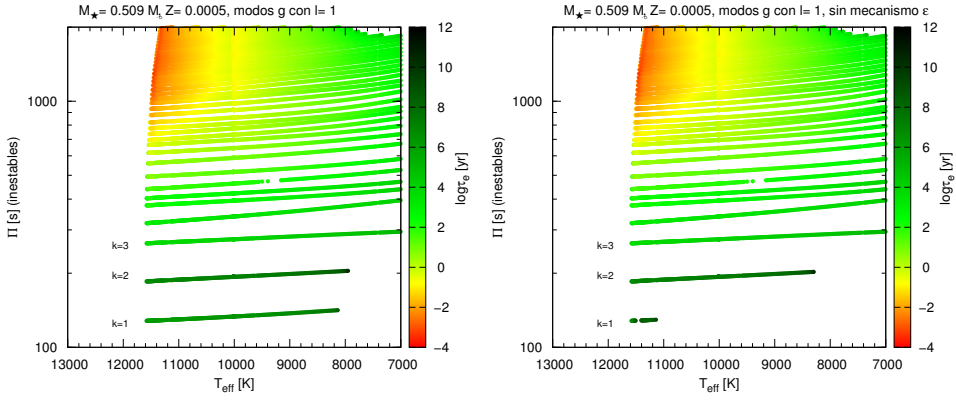


Figura 2: Lo mismo que la Fig. 1 pero para el modelo de WD de $Z = 0.0005$, $M = 0.509 M_{\odot}$ y $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) = -3.231$.

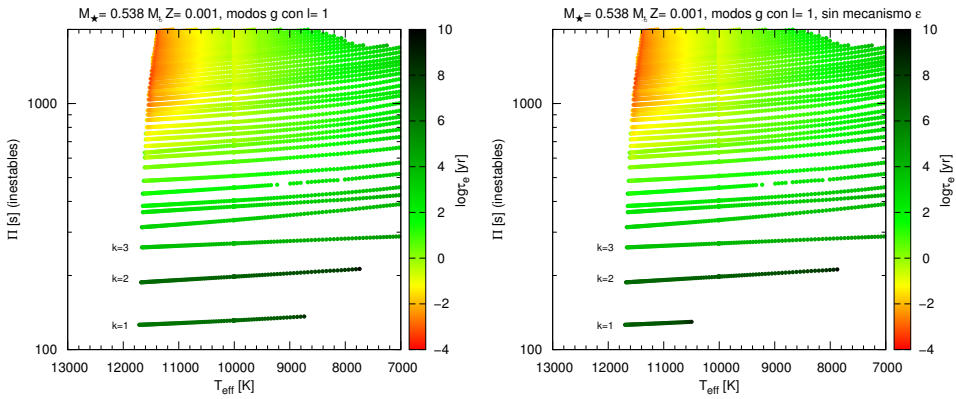


Figura 3: Lo mismo que la Fig. 1 pero para el modelo de WD de $Z = 0.001$, $M = 0.538 M_{\odot}$ y $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) = -3.434$.

aún a bajas luminosidades. Estos autores encontraron que la importancia de la quema nuclear es estrictamente dependiente de la masa de la WD; para masas mayores a $\sim 0.6 M_{\odot}$ la quema nuclear resulta despreciable. Además, estos resultados son independientes de la tasa de pérdida de masa utilizada en las etapas previas, pero el considerar *overshooting*^{***} en la AGB propicia

^{***}El *overshooting* es la mezcla extra de elementos químicos

el enriquecimiento de carbono en la envoltura debido a episodios de tercer *dredge-up*, y este hecho, indirectamente, impide que las WDs tengan una quema nuclear importante. Esta fuente extra de energía trae aparejado un retraso en los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas. Torres et al. (2015) han encontrado evidencias

mas allá del borde convectivo formal fijado por el criterio de Schwarzschild.

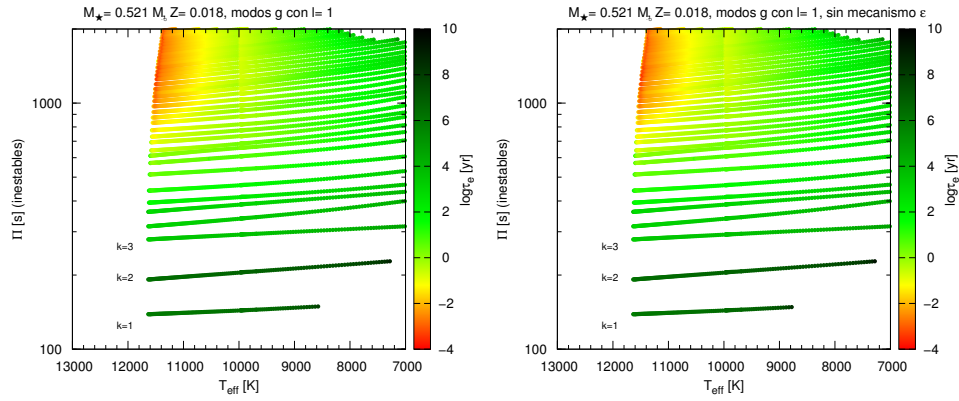


Figura 4: Lo mismo que la Fig. 1 pero para el modelo de WD de $Z = 0.018$, $M = 0.521 M_{\odot}$ y $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) = -3.542$.

observacionales de la quema nuclear en la población de WDs del cúmulo NGC 6397.

Motivados por los resultados de Althaus et al. (2015), en este trabajo se pretende estudiar la posibilidad de que haya modos excitados por el mecanismo ϵ debido a la quema nuclear de H en capa, en enanas blancas pulsantes ZZ Ceti provenientes de progenitores de baja metalicidad. Con esa finalidad, hemos realizado cálculos de pulsaciones no adiabáticas de tres secuencias de modelos de WDs de metalicidades bajas ($Z = 0.0001, 0.0005, 0.001$) con masas de $\sim 0.5 M_{\odot}$, utilizando las secuencias de Althaus et al. (2015). Además, hemos calculado una secuencia de metalicidad solar ($Z = 0.018$), a fin de ver si aún a esa metalicidad pueden encontrarse modos excitados por la quema de H en capa. Todos los modelos de WDs fueron derivados a partir de la historia completa de sus estrellas progenitoras, partiendo desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés). A su vez, con fines comparativos, hemos calculado las mismas secuencias pero despreciando las reacciones nucleares en las ecuaciones de pulsación, pero teniéndolas en cuenta en las ecuaciones de evolución estelar. De esta manera, en estas secuencias, el mecanismo ϵ resulta inoperante. Los cálculos fueron realizados con el código LP-PUL lineal, no radial, no adiabático descrito en Córscico et al. (2006, 2009). Dicho código no tiene en cuenta la perturbación debida al flujo convectivo.

2. Resultados

En la Fig. 1 se muestran los períodos de los modos excitados con $l = 1$, en función de la temperatura efectiva, para nuestro modelo de $Z = 0.0001$ y $M = 0.535 M_{\odot}$. El panel izquierdo muestra la secuencia que fue calculada considerando el mecanismo ϵ presente, y el panel derecho es la secuencia en la que se desprecia. Se puede ver que, al actuar el mecanismo ϵ , el modo $l = 1$, $k = 1$ es excitado en la estrella; pero cuando no opera dicho mecanismo, ese modo resulta estable. Esto indica que la quema nuclear de H en capa está excitando dicho modo a través del mecanismo ϵ . El color da cuenta del tiempo que necesita cada modo para crecer lo suficiente como para hacerse observable, llamado *e-folding time* (τ_e). Para el modo $l = 1$, $k = 1$, el τ_e es del orden

de 1.2×10^6 años, mientras que el tiempo que la estrella tarda en cruzar la banda de inestabilidad del modo es de 1.2×10^9 años. Por lo tanto, si la energía liberada por la quema de H fuera tan intensa como predice Althaus et al. (2015), la estrella tendría suficiente tiempo para excitar ese modo debido al mecanismo ϵ . Los otros modos aparecen tanto en el panel izquierdo como en el panel derecho; por lo tanto, no son excitados por el mecanismo ϵ , sino por el mecanismo κ . Para las estrellas con metalicidad $Z = 0.0005$ y $Z = 0.001$ (Figs. 2 y 3) se observan resultados similares. Pero, para el caso de la WD proveniente de metalicidad solar (Fig. 4), no hemos encontrado ningún modo excitado por el mecanismo ϵ en la región de inestabilidad de las ZZ Ceti. Esto era de esperarse ya que, en estas estrellas, la quema nuclear de H no es preponderante.

Nuestros cálculos arrojan como resultado que en enanas blancas pulsantes ZZ Ceti con $M \sim 0.5 M_{\odot}$ provenientes de progenitores de baja metalicidad, el modo $k = 1$, $l = 1$ resulta excitado por el mecanismo ϵ debido a la intensa quema nuclear de H en capa. Esperamos que en el futuro este modo pueda ser observado en este tipo de WDs, y de esta manera poder corroborar la quema de H en estas estrellas, y así poder asegurar la no ocurrencia del tercer *dredge-up* en las estrellas AGB de baja metalicidad.

Agradecimientos: MEC agradece a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, al COL de la 58a. Reunión de la AAA y al proyecto de incentivos de la UNLP (11/G110), por la ayuda económica otorgada.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2015, A&A, 576, A9
- Brickhill A. J., 1990, MNRAS, 246, 510
- Córscico A. H., Althaus L. G., 2014, ArXiv e-prints
- Córscico A. H., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., 2006, A&A, 458, 259
- Córscico A. H., et al., 2009, ApJ, 701, 1008
- Goldreich P., Wu Y., 1999, ApJ, 511, 904
- Maeda K., Shibahashi H., 2014, ArXiv e-prints
- Miller Bertolami M. M., Althaus L. G., García-Berro E., 2013, ApJL, 775, L22
- Torres S., et al., 2015, A&A, 581, A90



Observación coordinada de estrellas variables

V.A. Cristiani¹, O.F. Marioni¹, A.E. Mondino-Llermanos^{1,2}, W.A. Weidmann³, E.R. Craine⁴, R.A. Tucker⁵ & A.L. Kraus⁶

¹ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina*

² *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

³ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

⁴ *Global Network of Astronomical Telescopes, Inc., Tucson, EE.UU.*

⁵ *Goodricke-Pigott Observatory, Tucson, EE.UU.*

⁶ *Department of Astronomy, University of Texas, Austin, EE.UU.*

Contacto / valeriacristiani@oac.unc.edu.ar, omarioni@oac.unc.edu.ar, amondino@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos algunos de los resultados obtenidos en la observación coordinada y seguimiento de estrellas variables que forma parte de un ambicioso proyecto internacional. Se detalla la cadena de observación, como así también la metodología empleada. Las imágenes fueron tomadas con un telescopio reflector Schmidt-Cassegrain de 14" ubicado en el Observatorio Astronómico de Córdoba. Las observaciones realizadas desde distintos observatorios se emplearán en conjunto para obtener un mejor seguimiento de las estrellas variables seleccionadas.

Abstract / We present the results of coordinated observing and monitoring of variable stars that form part of an ambitious international project. We detail the observation method and also the methodology used. The images were taken with a reflector Schmidt-Cassegrain 14" telescope located at Córdoba Observatory. Observations from several observatories employ on altogether for better monitoring of the selected variable stars.

Keywords / methods: observational — stars: variables: general

1. Introducción

La observación espaciada en tiempo de una estrella con períodos de variabilidad lumínica produce un efecto de *aliasing* en la determinación del mismo. Por su parte, para aquellas estrellas variables de largo período, este mismo efecto no permite observar subestructuras en la curva de luz del objeto. Por ello, y con el objetivo de obtener curvas de luz más precisas para estrellas de distintos períodos, es que se organizó una observación coordinada de diferentes estrellas variables como parte de un proyecto internacional. De esta manera, el efecto de *aliasing* quedará restringido a períodos de tiempo más cortos. Los telescopios involucrados en este proyecto se enumeran en la Tabla 1.

Las estrellas elegidas para ser monitoreadas son seleccionadas del catálogo MG1 (Kraus et al., 2007). Este catálogo de estrellas variables, contiene información de 26042 candidatos a estrellas variables, de las cuales 5271 son periódicas con un nivel de confiabilidad del 99%. Estas estrellas están localizadas en una banda de 48' centrada en +03° 18' de declinación. Los datos principalmente representan nuevos candidatos descubiertos a estrellas variables, de las cuales solo 59 aparecen en el Catálogo General de Estrellas Variables.

2. Metodología de las observaciones

Las observaciones se realizaron con un telescopio Celestron instalado en la sede del Observatorio Astronómico de Córdoba (ver Tabla 2). Las imágenes se obtuvieron con la cámara CCD que se describe en la Tabla 3.

Se empleó además un reductor focal (Tabla 4) con el fin de aumentar el campo de observación y de esta manera, conseguir que las imágenes contengan a la estrella de interés, así como a las estrellas de comparación. Las características del sistema de observación se listan en la Tabla 4.

Las estrellas candidatas a variables y las correspondientes estrellas de referencia son seleccionadas por el coordinador del grupo (E.R. Craine). Se requiere que estos objetos estén próximos al ecuador, de manera que puedan ser observados por los distintos observatorios ubicados en ambos hemisferios (Fig. 1).

Cada uno de los objetos es monitoreado por todos los observatorios del proyecto por un lapso de aproximadamente tres meses, dependiendo de la latitud geográfica del observatorio.

Las imágenes fueron reducidas con IRAF siguiendo la técnica estándar. Fue necesaria la corrección por corriente de oscuridad y la aplicación de una máscara para descartar los píxeles no lineales. La fotometría diferencial se hizo con la tarea PHOT de IRAF.

3. Primeros resultados

A lo largo de dos años de observación monitoreamos tres estrellas variables, las cuales se listan en la Tabla 5.

El primer trabajo fruto de la contribución entre observatorios ya fue publicado (Craine et al., 2015). En este se presenta la curva de luz resultante y los parámetros medidos para 47 estrellas variables de largo período

Tabla 1: Telescopios participantes del proyecto.

PROMPT Cassegrain 24'' CTIO – La Serena, Chile.
PROMPT Cassegrain 24'' SSO – Coonabarabran, Australia.
Cassegrain 8'' y 24'' – Observatorio Goodricke Pigott, Tucson, Arizona, EE.UU.
Cassegrain 8'' y 16'' – Observatorio Cerritos (GNAT), Tucson, Arizona, EE.UU.
Schmidt-Cassegrain 14'' – Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba, Argentina.

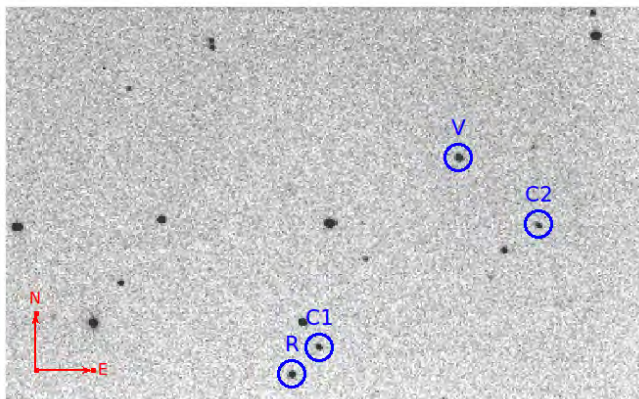


Figura 1: Campo de MG1-688432 (V: estrella), el resto de las estrellas señaladas son de referencia. Escala de la imagen: $12' \times 8'$.

además de un análisis estadístico de la población.

Tabla 2: Características del telescopio.

Marca	Celestron
Tipo	Schmidt-Cassegrain
Montura	Ecuatorial
Diámetro	14''
Distancia focal	2800 mm

Finalmente, como resultado preliminar, utilizando las observaciones de la estrella MG1-688432 obtenidas en el Observatorio Astronómico de Córdoba, y por medio de la técnica de fotometría diferencial, hemos inferido un período de 6662 días para esta estrella. Hemos testeado el período corriendo varios subconjuntos de datos a través de un análisis del periodograma. Si se varía el período más de 0.002 días, el ajuste de la curva de luz se ve claramente degradado, sugiriendo así un error aproximado de 3 minutos.

Tabla 3: Especificaciones del CCD.

Marca	SBIG
Modelo	ST-7XME
Matriz de píxeles	765×510 px (6.9×4.6 mm)
Tamaño del píxel	9×9 μ m

4. Comentarios finales

Si bien nuestro sistema de observación se encuentra trabajando al límite, teniendo en cuenta lo débiles de los objetos a estudiar y el hecho de estar instalado en la ciudad, se generó un importante volumen de datos, producto del monitoreo sistemático. En cada caso, dicho monitoreo se llevó a cabo por más de dos meses para cada una de las estrellas asignadas. Un tiempo de observación prolongado favorece la estimación del período de variabilidad de la estrella en cuestión y permite representar en la curva de luz varios ciclos de fase, como se muestra en la Fig. 2.

La combinación de los datos obtenidos por los distintos observatorios posibilita construir detalladas curvas de luz de estrellas variables, contribuyendo a la caracterización de este tipo de objetos.

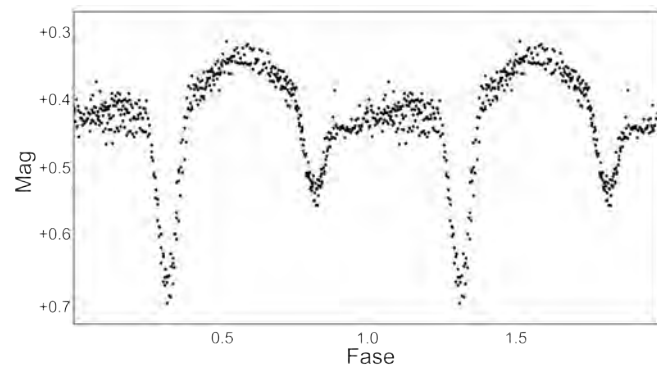


Figura 2: Curva de luz de MG1-1995959. Datos originales obtenidos con el telescopio Celestron Schmidt-Cassegrain 14'' equipado con una cámara digital SBIG ST-9 sin filtros, ubicado en Tucson, AZ, EE.UU. La incerteza en la magnitud es de 0.02 mag, la curva de luz representa varios ciclos de fase; esto puede ser el causante de la dispersión que se observa.

Tabla 4: Sistema de observación. ^a Zacharias et al. (2004).

Binning	2×2
Reductor focal	f/3.3
Fitros	ninguno
Seeing promedio	6.5''
Magnitud límite	$V = 16.6^a$
Campo visual	$12' \times 8'$
Escala de placa	$(2.04 \pm 0.05)''$ px ⁻¹
Tiempo de integración	45 s

Tabla 5: Estrellas observadas en el proyecto.

Nombre	α (J2000)	δ (J2000)	V ^a
MG1-688432	12 ^h 23 ^m 10 ^s	+03° 12' 38''	14.9
ID 701659	12 ^h 57 ^m 54 ^s	+03° 16' 59''	15.2
MG1-1995959	21 ^h 31 ^m 57 ^s	+03° 04' 30''	14.8

^a Zacharias et al. (2004)

Referencias

- Craine E. R., et al., 2015, Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)
- Kraus A. L., et al., 2007, AJ, 134, 1488
- Zacharias N., et al., 2004, in American Astronomical Society Meeting Abstracts Vol. 36 of Bulletin of the American Astronomical Society, The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD). p. 1418

Vientos impulsados por radiación en supergigantes B en rotación: Análisis de los regímenes de soluciones

R.O.J. Venero^{1,2}, M. Curé³ & L.S. Cidale^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile*

Contacto / roberto@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En la teoría de vientos impulsados por radiación para estrellas en rotación se obtienen tres tipos de soluciones hidrodinámicas para los vientos de las estrellas tempranas. Estas son: la solución clásica m-CAK o solución rápida, la solución Ω_{lenta} , para rotadores rápidos, y la solución δ_{lenta} , para condiciones especiales en la estructura de ionización del viento. En este trabajo investigamos los dominios de cada una de estas soluciones en el espacio de los parámetros Ω y δ , donde Ω es el cociente entre la velocidad de rotación en el ecuador estelar y la velocidad de rotación crítica, y δ es el parámetro de la fuerza de radiación que rige la ionización del viento. Este análisis se realiza para las temperaturas efectivas T_{ef} correspondientes a los subtipos espectrales de las estrellas supergigantes B. Se propone que los vientos de estas estrellas podrían cambiar entre diferentes regímenes de velocidades de los dominios estudiados, si se producen pequeños cambios en las condiciones de ionización del plasma. Estos cambios podrían desarrollarse en la transición entre algunas etapas evolutivas de las supergigantes B o, a corto plazo, produciendo la variabilidad espectral observada en estas estrellas.

Abstract / The theory of radiation driven winds for rotating early-type stars gives three classes of hydrodynamic solutions. These are: the classical m-CAK solution or fast solution, the Ω_{slow} solution for fast rotators, and the δ_{slow} solution for special ionization conditions along the wind structure. In this work we study the domains of every kind of solution in the δ and Ω parameter space, where Ω is the equatorial rotation speed in terms of the critical rotation velocity, and δ is the radiation force parameter that determines the ionization structure of the wind. This analysis is performed for different values of effective temperature corresponding to the spectral subtypes among B supergiants. We propose that the winds of B-type supergiants could change between the different velocity regimes, if small variations in the plasma ionization conditions take place. These variations could happen between two consecutive evolutionary stages of B supergiants or, in a short term, explaining the variability observed in the spectra of these stars.

Keywords / stars: mass-loss — stars: winds, outflows — supergiants

1. Introducción

Las estrellas supergigantes azules (de tipos espectrales O, B y A) presentan un espectro complejo, con abundantes indicios de vientos estelares intensos. La mayoría de ellas muestran características tales como líneas espectrales en emisión o con perfiles P Cygni, o excesos en el continuo infrarrojo, revelando la presencia de extensas atmósferas en expansión.

Los vientos de estas estrellas tempranas han sido descritos por la teoría estándar de vientos impulsados por radiación o teoría CAK modificada (m-CAK, Castor et al., 1975; Abbott, 1982; Pauldrach et al., 1986). El modelo estándar supone que el movimiento del fluido se debe a la absorción de momento del campo de radiación estelar, tanto en el continuo como en las líneas espectrales, siendo la última fuente, la de mayor contribución. La fuerza de radiación se incorpora a las ecuaciones hidrodinámicas por medio de un ajuste a una forma paramétrica que depende de tres parámetros básicos: k , α y δ Abbott (1982). Estos parámetros pueden interpretarse como la cantidad de líneas en condiciones de absorber, la proporción de líneas ópticamente gruesas

respecto a las ópticamente delgadas y la estructura de ionización a lo largo del viento, respectivamente. Numerosos estudios muestran que la teoría estándar, cuyas soluciones hidrodinámicas se llaman soluciones rápidas, es muy apropiada para la interpretación de los espectros de las estrellas O y B tempranas (ver por ejemplo Kudritzki & Puls, 2000). Sin embargo, esta teoría no es eficaz para representar los vientos de los subtipos espectrales medianos y tardíos de las supergigantes B, al igual que las supergigantes A (ver por ejemplo Verdugo et al., 1999; Crowther et al., 2006; Markova & Puls, 2008).

Con la incorporación de la rotación a las ecuaciones hidrodinámicas y su solución exacta, Curé (2004) encontró otra familia de soluciones para el viento, diferente de las rápidas. Son las soluciones Ω_{lenta} que surgen para rotadores rápidos y que poseen vientos más lentos y con tasas de pérdida de masa semejantes o mayores a los de m-CAK. Posteriormente, Curé et al. (2011) encontraron que, al considerar valores mayores que los usados en m-CAK para el parámetro δ , aparecen las soluciones δ_{lenta} . Estas son semejantes a las Ω_{lenta} , pero no requieren alta rotación y ajustan, en términos generales, a las obser-

Tabla 1: Parámetros de los modelos base de las estrellas supergigantes B.

Modelo	T_{ef} [K]	$\log g$	R_* [R_{\odot}]	k	α
T13	13 000	1.73	68	0.30	0.5
T15	15 000	2.11	52	0.32	0.5
T17	17 000	2.24	56	0.34	0.5
T19	19 000	2.50	40	0.32	0.5
T21	21 000	2.67	35	0.32	0.5
T23	23 000	2.72	35	0.34	0.53
T25	25 000	2.90	35	0.34	0.55

vaciones de las supergigantes A. Las nuevas soluciones se han empleado para interpretar fenómenos tales como la biestabilidad o la formación de estructuras discoidales en las atmósferas extendidas (Curé et al., 2005). Sin embargo, aún no se ha realizado un estudio consistente de la vinculación de estas soluciones con los parámetros fundamentales de las estrellas, junto con los parámetros de la fuerza de radiación.

El objetivo de este trabajo es determinar la sensibilidad de las soluciones hidrodinámicas a las variaciones del parámetro δ , para diferentes tasas de rotación y en los subtipos espectrales de las supergigantes B. Para esto, hacemos uso de soluciones hidrodinámicas directas de las ecuaciones de momento del viento, en lugar de la tradicional ley β de velocidades, usada por la teoría estándar, la cual es fija, limitada y no permite un cálculo consistente de las soluciones. Con esto, buscamos determinar el dominio de los regímenes de soluciones en el espacio de parámetros Ω y δ .

2. Modelos

Los cálculos fueron realizados con el código HYDWIND (Curé, 2004), que permite encontrar las soluciones a la ecuación de momento del viento en el ecuador estelar, con rotación y en el formalismo m-CAK. Partiendo de los valores de los parámetros fundamentales de la estrella junto a k , α y δ , se obtienen las soluciones hidrodinámicas, caracterizadas por las tasas de pérdida de masa (\dot{M}) y las velocidades terminales (V_{∞}). Para el interior de la atmósfera se usa la condición de borde $\tau_0 = 2/3$. La Tabla 1 enumera los parámetros de los modelos base para los subtipos espectrales de las supergigantes B. Para cada modelo base, se calcula una grilla para valores de Ω comprendidos entre 0.0 y 0.9 con paso 0.1, y de δ , entre 0.0 y 0.4 con paso 0.01.

3. Resultados

Todos los dominios de las soluciones para los modelos base con $T_{\text{ef}} \leq 21\,000$ K presentan una distribución semejante, razón por la cual, usaremos el caso T19 como modelo representativo.

Considerando un valor fijo para Ω e incrementando los valores de δ a partir de 0.0, se obtienen inicialmente soluciones clásicas m-CAK o rápidas. La excepción a este comportamiento se da para rotadores altos ($\Omega \geq$

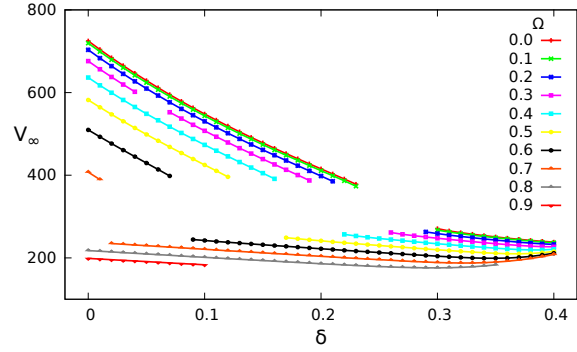


Figura 1: Valores de V_{∞} en función de δ , para el modelo T19. Cada curva de símbolos y colores corresponde a diferentes valores de Ω . Las ramas de la izquierda son soluciones rápidas; las de la derecha y abajo son soluciones de tipo δ_{lenta} . Entre ambas ramas es notoria la ausencia de soluciones estacionarias (brecha).

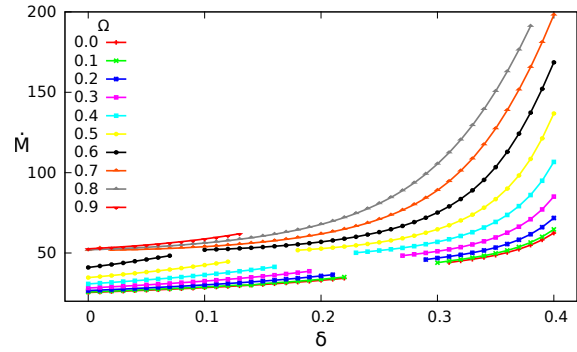


Figura 2: Valores de \dot{M} vs. δ para el modelo T19. Las ramas de abajo e izquierda corresponden a las soluciones rápidas, mientras que las ramas de la derecha son del tipo δ_{lenta} .

0.8), para los cuales la solución siempre es de tipo Ω_{lenta} para todo δ .

Para los rotadores bajos o medios, al incrementar δ se obtienen soluciones rápidas hasta que se alcanza un valor $\delta_{\text{mín}}$ (que depende fuertemente de Ω). A partir de ese valor, las ecuaciones hidrodinámicas dejan de converger y la sucesión de soluciones rápidas se interrumpe. Para los valores mayores siguientes de δ , no se obtienen soluciones estacionarias. Esto sucede hasta que se alcanza un valor $\delta_{\text{máx}}$ para el que reaparecen las soluciones, en este caso, de tipo δ_{lenta} . El espacio, en escala de valores de δ , para el cual no hay convergencia en las ecuaciones es una brecha de transición.

Esta distribución de soluciones puede verse en las Figs. 1 y 2, que representan a V_{∞} y \dot{M} vs. δ , respectivamente. Cada curva, indicada con símbolos y líneas de color, corresponde a una sucesión de modelos con Ω fijo (ver la referencia). Las ramas de la izquierda de ambos gráficos corresponden a la secuencia de soluciones rápidas. Las ramas de la derecha son las soluciones δ_{lenta} . Para valores altos de Ω , las soluciones son del tipo Ω_{lenta} , aunque no se distingue una división clara de los regímenes de solución δ_{lenta} .

La localización de la brecha y su ubicación en la escala de valores de δ dependen de Ω . A medida que la

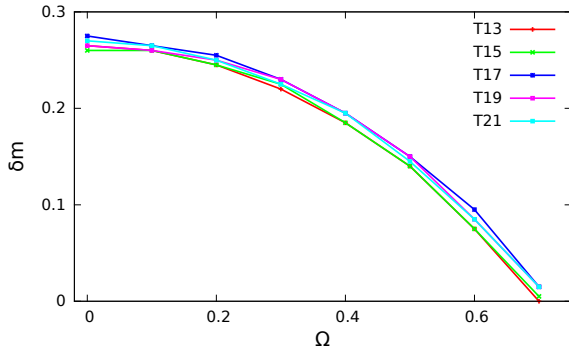


Figura 3: Ubicación del punto medio de la brecha $\delta_m = (\delta_{\text{máx}} + \delta_{\text{mín}})/2$, vs. Ω , para diferentes valores de T_{ef} .

rotación se incrementa, disminuye el valor de inicio de la brecha ($\delta_{\text{mín}}$). Para valores mayores de Ω , no hay soluciones rápidas ni brecha, las soluciones Ω_{lenta} comienzan desde $\delta = 0.0$ y se mantienen para altos valores de δ . La evolución de la brecha que separa las soluciones rápidas de las δ_{lenta} puede verse en la Fig. 3. Esta figura también muestra que la ubicación de la brecha en δ no depende de la T_{ef} de la estrella.

Para modelos base con $T_{\text{ef}} \geq 23000$ K sólo se encuentran soluciones rápidas, sin brecha ni soluciones δ_{lenta} . Esto puede deberse a la elección de los otros parámetros de la fuerza de radiación, particularmente de k . El estudio de la dependencia de los dominios de soluciones con este parámetro se está llevando a cabo.

3.1. Conclusiones

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- En las soluciones hidrodinámicas, tanto Ω como δ cumplen un papel importante en establecer regímenes rápidos o lentos.
- Bajos valores de δ , como los usados originalmente en la teoría m-CAK, generan soluciones rápidas, excepto cuando la rotación es importante.
- Altos valores de δ producen soluciones lentas. Si Ω es pequeño, se producen soluciones δ_{lenta} ; si Ω es grande, las soluciones son del tipo Ω_{lenta} .
- No hay una transición abrupta entre las soluciones de tipo δ_{lenta} a las Ω_{lenta} . Se trata de una misma familia de soluciones, con características similares.
- Entre las soluciones rápidas y las lentas hay una brecha dada por un conjunto de valores de δ para los cuales no convergen a una solución estacionaria, las ecuaciones hidrodinámicas.

En este trabajo se han delimitado los dominios de las diferentes soluciones hidrodinámicas que pueden presentarse para vientos impulsados con rotación en estrellas supergigantes B. Se encuentra que las soluciones rápidas están separadas de las soluciones lentas por una brecha, una región en el espacio de δ y Ω para la cual no existen soluciones estacionarias del viento.

En base a estos análisis puede esperarse que, si existieran cambios en las condiciones de ionización del viento de una supergigante B, el viento podría mudar de una

solución rápida a una lenta o viceversa. Los cambios en la ionización podrían deberse, por ejemplo, a las diferentes condiciones físicas en etapas evolutivas. También, en el corto plazo, podrían resultar de la presencia de una estrella compañera que calentase regiones locales de la superficie estelar. Dichos cambios estarían modulados con el movimiento orbital del par, lo que generaría alteraciones en el viento (estructuras de densidad) que se manifestarían en la variabilidad de los perfiles de línea. Por otro lado, la existencia de gradientes de temperatura entre el polo y el ecuador de una misma estrella, como consecuencia de su deformación por rápida rotación, podría generar vientos diferentes para distintas latitudes estelares.

La evaluación de estos posibles escenarios debe hacerse en base a un análisis comparativo de los perfiles de línea teóricos para los diferentes regímenes de viento, con los observados en estas estrellas. Este trabajo ya ha sido iniciado por parte de los autores.

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado en el marco del Proyecto Promocional de Investigación y Desarrollo PPID/G003, UNLP, 2014. Agradecemos el aporte de la Agencia de Promoción Científica y Tecnológica (Préstamo BID PICT 2011/0885), CONICET (PIP 0300), and the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/109), Argentina. También agradecemos el aporte de FONDECYT (project 1130173) y del Centro de Astrofísica de Valparaíso Chile, CONICYT, Departamento de Relaciones Internacionales “Programa de Cooperación Científica Internacional” CONICYT/MINCYT 2011-656.

Referencias

- Abbott D. C., 1982, ApJ, 259, 282
 Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, ApJ, 195, 157
 Crowther P. A., Lennon D. J., Walborn N. R., 2006, A&A, 446, 279
 Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
 Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
 Curé M., Rial D. F., Cidale L., 2005, A&A, 437, 929
 Kudritzki R.-P., Puls J., 2000, ARA&A, 38, 613
 Markova N., Puls J., 2008, A&A, 478, 823
 Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P., 1986, A&A, 164, 86
 Verdugo E., Talavera A., Gómez de Castro A. I., 1999, A&AS, 137, 351



Astrosismología de estrellas variables híbridas de secuencia principal

J.P. Sánchez Arias^{1,2}, A.H. Córscico^{1,2} & L.G. Althaus^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

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

Contacto / jsanchez@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas variables híbridas poseen un excelente potencial astrosismológico ya que los modos p y g de oscilación excitados simultáneamente en ellas permiten explorar diferentes regiones del interior estelar. En este trabajo presentamos un modelado teórico de cinco estrellas híbridas δ Sct- γ Dor recientemente descubiertas por las misiones espaciales *Kepler* y *CoRoT*. Para tal fin desarrollamos simulaciones numéricas de la evolución y pulsaciones de modelos representativos de este tipo de estrellas, cubriendo un amplio rango de parámetros (masa estelar M , temperatura efectiva T_{ef} , parámetro de *overshooting* α_{OV} , metalicidad Z). El enorme banco de frecuencias de oscilación obtenido nos permitió llevar a cabo un detallado ajuste astrosismológico para cada una de las estrellas híbridas seleccionadas. En este trabajo presentamos los resultados obtenidos.

Abstract / Hybrid pulsating stars have an excellent asteroseismic potential since they show p and g -modes simultaneously excited, that allow to explore different regions of the stellar interior. In this study we present a theoretical modeling of five hybrid δ Sct- γ Dor stars recently discovered by the *Kepler* and *CoRoT* spacial missions. In order to perform this study we developed numerical simulations of the evolution and pulsations of representative models of these stars, covering a wide range of parameters (stellar mass, effective temperature, overshooting parameter, metallicity). The huge bank of oscillation frequencies computed in this work allows us to carry out a detailed asteroseismic modeling of each of the target hybrid stars.

Keywords / stars: oscillations — stars: variables: delta Scuti — stars: variables: S Doradus

1. Introducción

Las estrellas δ Sct son variables que se encuentran sobre la secuencia principal (SP) cerca de la banda de inestabilidad clásica del diagrama Hertzsprung-Russell (HR) y exhiben modos de pulsación radial y modos p no radiales con períodos entre 15 min y 5 h que permiten explorar su envoltura. Son estrellas de Población I de tipo espectral A0 y F5, con temperaturas efectivas entre 7000 K y 8500 K, masas estelares en el intervalo $1.5 - 2.3 M_{\odot}$, luminosidad en el rango $5 \lesssim L/L_{\odot} \lesssim 80$ y gravedad superficial en el rango $3.2 \lesssim \log g \lesssim 4.3$. Debido a la gran cantidad de modos de oscilación independientes que han sido detectados, a su luminosidad y al gran número de estrellas δ Sct conocidas, estas ofrecen una excelente perspectiva para estudios astrosismológicos. Las estrellas γ Dor son en general más frías que las δ Sct, con temperaturas efectivas entre 6700 K y 7400 K, con tipos espectrales A7 y F5 y con masas entre $1.5 - 1.8 M_{\odot}$. En el diagrama HR están agrupadas en una región cercana al borde rojo de la banda clásica de inestabilidad. Pulsan con modos g de alto orden radial (k) y bajo grado armónico. Sus períodos oscilan entre ~ 0.3 d y ~ 3 d con amplitudes por debajo de ~ 0.1 magnitudes. La estratificación de la composición química de los modelos estelares influye directamente en las propiedades de los modos g . Dado que los modos excitados en las γ Dor son modos g de alto orden radial es posible utilizar la teoría asintótica y las desviaciones

del espaciamiento de períodos uniforme para explorar las posibles heterogeneidades químicas en la estructura de los núcleos convectivos (Miglio et al., 2008). Por lo tanto la presencia de modos g de oscilación en las γ Dor brinda la posibilidad de explorar el núcleo convectivo de estas estrellas. La superposición en el diagrama HR de las bandas de inestabilidad de las δ Sct y γ Dor sugiere fuertemente la existencia de las estrellas híbridas δ Sct- γ Dor, es decir estrellas que presentan pulsaciones de modos p con altas frecuencias características de las δ Sct y simultáneamente oscilaciones de baja frecuencia de modos g propias de las γ Dor. Estudios recientes realizados sobre una gran muestra de candidatas δ Sct o γ Dor muestran que las estrellas híbridas δ Sct- γ Dor son muy comunes. Debido a la presencia simultánea de modos no radiales p y g y modos radiales, el modelado teórico de las estrellas híbridas cuenta con una mayor cantidad de restricciones al momento de elegir el mejor modelo que ajuste a las observaciones permitiendo eliminar la mayor parte de la degeneración de las soluciones. Este hecho hace de las estrellas híbridas δ Sct- γ Dor un objeto de estudio atractivo para la astrosismología.

2. Herramientas numéricas

En este trabajo presentamos el modelado teórico de cinco estrellas híbridas δ Sct- γ Dor. Para tal fin comparamos los períodos pulsacionales observados con los períodos pulsacionales adiabáticos teóricos calculados

Tabla 1: Datos observacionales de las estrellas consideradas.

Estrella	T_{ef} [K]	Períodos modos g [s:s]	$\Delta\Pi_g$ [s]
KIC 11145123	8050	[42156.7:71711.34]	2073.6
KIC 9244992	6900	[54000:96000]	2280
HD 49434	7632	[28800:48000]	2030.4
ID 105733033	8000	[59875.2:137635.2]	2655.93
ID 100866999	7300	[23736.26:288000]	3017.9

Tabla 2: Idem Tabla 1.

Estrella	Períodos de modos p [s:s]	Frecuencia de modo radial [d^{-1}]
KIC 11145123	[3577.787:5160.673]	17.964
KIC 9244992	[4689.789:7002.188]	12.339
HD 49434	[7180.254:27187.765]	9.3071
ID 105733033	[1363.206:8551.915]	12.6759
ID 100866999	[2544.169:5927.145]	16.9303

sobre un gran conjunto de modelos estelares representativos de estrellas de SP de tipo espectral A-F generados con el código de evolución LPCODE (Althaus et al., 2010) y el código de pulsaciones LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006). Variamos la masa entre $1.2 - 2.2 M_{\odot}$ con un intervalo de $0.05 M_{\odot}$; consideramos cuatro parámetros de *overshooting* ($\alpha_{\text{OV}} = 0, 0.01, 0.02, 0.03$) y tres valores para la metalicidad ($Z = 0.01, 0.015, 0.02$). Variando estos parámetros se generaron en total 252 secuencias evolutivas. Para cada secuencia, que comienza en la *zero age main sequence* (ZAMS) y finaliza en la *terminal age main sequence* (TAMS), calculamos modelos pulsacionales cada 10 K aproximadamente. Estos modelos pulsacionales contemplan modos radiales y modos no radiales con grado armónico 1, 2 y 3 en el rango de períodos de 1200 – 300 000 s. En total fueron computados $\sim 38\,000$ modelos estelares.

3. Estrellas seleccionadas

Las estrellas híbridas δ Sct- γ Dor que seleccionamos para su modelado teórico son: KIC 11145123 (Kurtz et al., 2014), KIC 9244992 (Saio et al., 2015), HD 49434 (Brunsden et al., 2015), CoRoT 105733033 (Chapellier et al., 2012) y CoRoT 100866999 (Chapellier & Mathias, 2013). En las Tablas 1 y 2 se resumen algunos datos observacionales de dichas estrellas, entre ellos el rango de períodos de modos g , el rango de frecuencias de modos p , el espaciamiento de períodos de modos g ($\Delta\Pi_g$) y la frecuencia del modo radial.

4. Metodología

Realizamos nuestros análisis astrosismológicos siguiendo los lineamientos descritos en Kurtz et al. (2014) con el objetivo de seleccionar el modelo que mejor ajusta a las observaciones para cada estrella. El caso ilustrado como ejemplo en las Figs. 1 y 2 es el de la estrella HD 49434. En cada paso descrito a continuación pudimos descartar una gran cantidad de modelos, aquellos

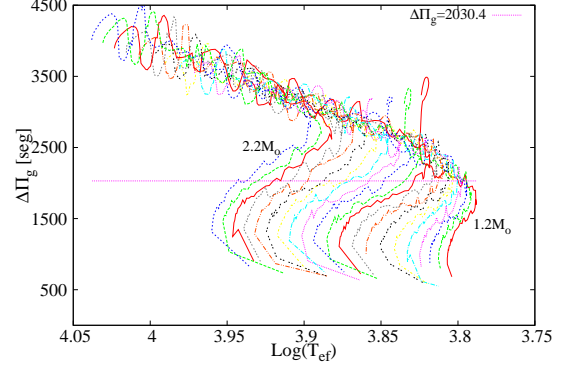


Figura 1: Espaciamiento de períodos promedio vs. temperatura efectiva para modelos con $Z = 0.01$ y $\alpha_{\text{OV}} = 0.02$. La línea recta representa el espaciamiento de períodos promedio observado de modos g para la estrella HD 49434.

que no reproducen el espaciamiento de períodos promedio en el rango de modos g , la frecuencia del modo de mayor amplitud, usualmente asociada a un modo radial y los períodos en el rango de modos p .

- Espaciamiento de períodos promedio de modos g

Como primer paso calculamos el espaciamiento de períodos promedio dentro del rango de modos g observados para cada uno de los modelos calculados mediante las simulaciones numéricas. Comparamos el resultado con el espaciamiento de períodos promedio de modos g observado y seleccionamos los modelos más próximos a este valor para cada una de las estrellas seleccionadas. Esta cantidad ($\Delta\Pi_g$) es una restricción importante en la búsqueda de modelos ya que es un excelente indicativo del estado evolutivo de la estrella como puede apreciarse en la Fig. 1. En esta figura graficamos el espaciamiento de períodos promediado en el rango de modos g para cada uno de los modelos calculados, desde la ZAMS hasta la TAMS para el caso con $Z = 0.01$ y $\alpha_{\text{OV}} = 0.02$. El mismo cálculo se realizó para los demás casos con distintos valores de Z y α_{OV} seleccionando en cada uno los modelos que mejor reproducen $\Delta\Pi_g$.

- Modos radiales

A continuación, estudiamos los modos radiales para los modelos que reproducen bien el espaciamiento de períodos promedio de modos g seleccionados en el paso anterior. Suponemos como es usual, que la frecuencia de mayor amplitud dentro del rango de modos p está asociada a un modo radial. Este modo radial puede ser el modo fundamental ($k = 0$) o algún armónico ($k = 1, 2, 3, \dots$). En la Fig. 2 graficamos los períodos de los modos radiales fundamentales y sus armónicos para los modelos seleccionados del caso con $Z = 0.01$ y $\alpha_{\text{OV}} = 0.02$ para la estrella HD 49434. Comparando estos períodos con el período del modo de mayor amplitud observado en el rango de modos p , pudimos reducir el número de posibles modelos sismológicos descartando aquellos modelos que no reproducen el período

Tabla 3: Parámetros obtenidos.

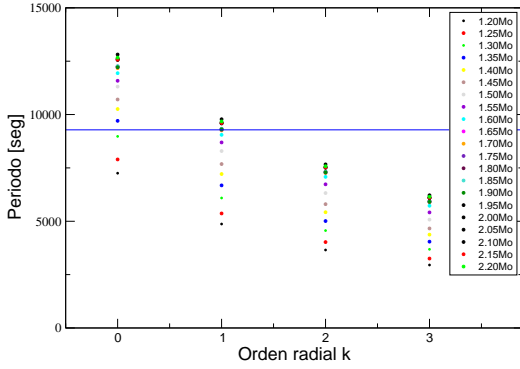


Figura 2: Períodos de los modos radiales de los modelos seleccionados en el paso anterior vs. orden radial k para el caso con $Z = 0.01$ y $\alpha_{OV} = 0.02$. La línea recta representa el período del modo radial observado para la estrella seleccionada.

del modo radial observado. Al final de esta etapa, hemos retenido como posibles candidatos de modelos sismológicos únicamente aquellos modelos que reproducen el espaciamiento de períodos promedio de modos g y el período del modo radial observado.

- Ajuste período a período de modos p

Finalmente, con el objetivo de obtener el modelo astrosismológico que mejor representa las observaciones para cada una de las estrellas comparamos una a una las frecuencias de modos p de los modelos seleccionados en los pasos anteriores con las frecuencias observadas dentro de este mismo rango. La lista de frecuencias de modos p para cada una de las estrellas seleccionadas aparece en los artículos citados; en la Tabla 2 incluimos el rango de frecuencias de modos p . El ajuste período a período de modos p se realizó calculando la siguiente cantidad para los modelos que satisfacen ambas condiciones previas:

$$\chi = \sum_{i=1}^n \frac{[f_{\text{obs}} - f_{\text{calc}}]^2}{\sigma_i^2} \quad (1)$$

donde f_{obs} es la frecuencia de oscilación de modos p observada, f_{calc} es la calculada mediante simulaciones, n es el número total de frecuencias dentro del rango de modos p observadas y σ_i es el error observacional asociado a cada una de las frecuencias. En este paso seleccionamos, entre los modelos elegidos previamente, el modelo que mejor reproduce a todas las frecuencias de modos p , es decir aquel para el cual esta cantidad χ es mínima. Este modelo es el que mejor reproduce el espaciamiento de períodos promedio de modos g , la frecuencia del modo radial y las frecuencias de modos p .

5. Resultados y discusiones

Pudimos determinar mediante ajustes astrosismológicos algunos parámetros propios de la estructura estelar hasta el momento desconocidos que se resumen en la Tabla

Estrella	Masa [M_{\odot}]	Edad [10^6 a]	T_{ef} [K]	Z	α_{OV}
KIC 11145123	1.35	3219.022	6064	0.01	0.03
KIC 9244992	2.10	690.941	8150	0.02	0
HD 49434	1.75	1169.08	7399	0.01	0.01
ID 105733033	1.75	1628.43	6169	0.015	0.03
ID 100866999	1.55	1298.32	6778	0.02	0

3 haciendo uso únicamente de los períodos observados y su clasificación sin otra restricción externa como la temperatura efectiva. Los ajustes astrosismológicos presentados fueron posibles realizarlos gracias al carácter híbrido de las estrellas seleccionadas, ya que se hizo uso de la presencia simultánea de modos p y g no radiales, como así también de los modos radiales. Los modelos seleccionados satisfacen tres condiciones esenciales en la búsqueda de parámetros que caractericen al interior estelar de estas estrellas; estos modelos son los que mejor reproducen el espaciamiento de períodos promedio de modos g , la frecuencia del modo radial y las frecuencias observadas dentro del rango de modos p . Cabe mencionar que en algunos casos existe una diferencia sustancial entre la temperatura efectiva espectroscópica y la obtenida del modelo seleccionado. Es posible que esto se deba a que la clasificación de modos en algunos casos puede llegar a ser muy complicada (por efectos de *avoided crossing* según la etapa evolutiva en la que se encuentre la estrella) y un error en esta clasificación puede introducir errores en los ajustes realizados ya que estos son fuertemente dependientes de dicha clasificación. También cabe destacar que la estrella HD 49434, la cual presenta la mayor diferencia entre la temperatura efectiva observada (7632 K) y la obtenida a partir de los ajustes astrosismológicos (8356 K), exhibe altas velocidades de rotación. El efecto de rotación influye notablemente en el espectro pulsacional de estas estrellas, produciendo un corrimiento del rango de frecuencias de modos p . Por el momento nuestros modelos no incluyen efectos de rotación sin embargo estamos perfeccionando nuestros resultados mediante una comparación período a período de modos g y sumando a la temperatura efectiva espectroscópica como un requisito adicional en la selección de modelos.

Agradecimientos: Agradecemos a la FCAG, al Proyecto de Incentivos de la UNLP (11/G110), a los miembros del COL y al árbitro por las correcciones realizadas.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2010, A&A Rev., 18, 471
 Brunsden E., et al., 2015, MNRAS, 447, 2970
 Chapellier E., Mathias P., 2013, A&A, 556, A87
 Chapellier E., et al., 2012, A&A, 540, A117
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 863
 Kurtz D. W., et al., 2014, MNRAS, 444, 102
 Miglio A., et al., 2008, MNRAS, 386, 1487
 Saio H., et al., 2015, MNRAS, 447, 3264

Dynamical structure of the multiple stellar system HD 164492

J.F. González¹ & M.E. Veramendi²

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

² *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina*

Contact / fgonzalez@icate-conicet.gob.ar

Resumen / HD 164492 es un sistema estelar múltiple de tipo Trapecio que incluye una estrella de tipo O y varias de tipo B tempranas, inmerso en M 20, una activa región de formación estelar. Recientemente este sistema adquirió relevancia tras el descubrimiento de que uno de sus subsistemas, HD 164492C, es una triple espectroscópica con un intenso campo magnético. Como complemento de esos estudios espectro-polarimétricos, presentamos aquí un estudio de las componentes estelares del sistema usando imágenes del *Hubble Space Telescope* disponibles. Mediante fotometría de apertura y de *point spread function* (PSF), medimos separaciones precisas de los pares cerrados y detectamos nuevas compañeras visuales. Combinando estos resultados con datos espectroscópicos y fotométricos previos, estimamos separaciones físicas entre los 20 probables miembros del sistema. Un hecho interesante es que aun cuando globalmente tiene una estructura de tipo Trapecio, algunas de sus componentes son subsistemas binarios organizados jerárquicamente.

Abstract / HD 164492 is a Trapezium-like stellar system with one O-type and several early B-type components immersed in an active star forming region (M 20). The relevance of this system has increased after the recent discovery that one of its visual components, HD 164492C, is a spectroscopic triple with a remarkable magnetic field. As a complement of those spectro-polarimetric studies, we present here a survey of the stellar components in the region using available *Hubble Space Telescope* images. By applying aperture and point spread function (PSF) photometry, we measure accurate separations of close visual pairs and detect new visual companions. Combining these results with previous spectroscopic and photometric studies, we estimate physical separations for 20 probable members of this high-order multiple system. The most interesting feature is that even though it has a global Trapezium-like structure, some of its components are stable binary subsystems organized hierarchically.

Keywords / stars: early-type — binaries: spectroscopic — stars: magnetic field — stars: individual: HD 164492

1. Introduction

The multiple star HD 164492 (=WDS 18024-2302) is a Trapezium-like stellar system belonging to the Trifid Nebula, an active star formation region. In fact, the nebula is ionised by the O7.5 Vz star HD 164492A, the brightest object of this multiple system. In the Washington Visual Double Star Catalogue (Mason et al., 2001, updated 2014) it has 10 visual components identified with letters A to J. The first detailed study was published by Kohoutek et al. (1999), who gave positions and magnitudes for 7 bright components (A to G) plus other 10 sources listed as surrounding stars. The images analysed here include stars A to E of their main list and 3 to 6 of the surrounding stars (called here KML3, etc.).

Using *Hubble Space Telescope* (*HST*) images, Yusef-Zadeh et al. (2005) reported two new components with extended emission structures, naming them HST1 and HST2. Recently, through interferometric observations and high-resolution images, Sana et al. (2014) discovered that star A has a faint ($\Delta H = 3.2$ mag) companion at 25 mas. They also detected another two infrared companions: stars I and J.

The relevance of this system has increased as the result of the recent discovery by the BOB collaboration (Morel et al., 2014) of a magnetic field of about 500 G

in one of its components, the subsystem HD 164492C (Hubrig et al., 2014). In addition, these authors reported that HD 164492C is an early-B type double-lined spectroscopic binary. In this work we present a survey of stellar sources in the region and a discussion of the dynamical structure of this multiple system.

2. Measurements and results

We used archive *HST* WFPC2 images to make a deep survey of probable companions. We identified and performed aperture photometry for faint stars in the broad band F547M. Bright components were measured in filters F502N, F631N, F656N, F658N, and F673. Point spread function (PSF) photometry was used in order to measure the separation of close pairs.

Identified visual components are listed in Table 1. All are closer than $11''$ ($\sim 2 \times 10^4$ au) from one of the four brightest stars. Probable error in relative positions is about 10 mas. The consigned magnitude are only indicative of the brightness in the visual region. It corresponds to *V* magnitude when available and to *HST* F547M band for faint stars. Kohoutek et al. (1999) gives to star B a magnitude $V = 10.52$; however relative photometry in *HST* images in filter F502N and F631N sug-

Table 1: Visual components detected in *HST* images within a radius of $17''$ from star A.

Star	X [$''$]	Y [$''$]	mag	Comment
A	0.00	0.00	7.6	
B	2.15	5.82	10.1	
Ca	-5.59	-9.01	9.4	
Cb	-5.66	-9.04	9.2	
D	-7.99	-8.59	10.2	$2.4''$ from C
E	-6.79	-14.89	12.2	$6.0''$ from C
H	-0.37	1.45	14.0	$1.5''$ from A
J	1.60	-6.19	17.2	$6.4''$ from A
KML4	-4.25	16.14	17.4	
KML5	-6.25	6.41	15.2	$8-9''$ from A and B
KML6	-13.79	-8.54	16.2	
s1	-6.40	-11.09	16.4	$2.2''$ from C
s2	-12.70	-7.15	17.0	$4.9''$ from D
s3	-6.50	-6.83	16.1	$2.3''$ from C and D
s4	-2.01	9.56	16.9	$5.6''$ from B
s5	3.62	8.00	18.5	$2.6''$ from B

gests a visual brightness somewhat higher as listed in Table 1. We note that component I, identified by Sana et al. (2014) in the near infrared, is not detectable in any of the analysed *HST* images.

We report here 5 new stars (s1 to s5) close ($2-6''$) to the bright components. Fig. 1 shows the position of all identified sources and countour plots for individual components. Stars C and s1 are clearly double. We measure a separation of 78 ± 4 mas between the visual components of C and 104 ± 10 mas for s1. Errors are standard deviation of four measured images. We confirmed the visual duplicity of star C reported by Yusef-Zadeh et al. (2005), but do not find any clear evidence of the multiplicity of stars B and D, suggested by the same authors. We also noted that the new components reported by these authors (HST1 and HST2) correspond to stars 4 and 5 of Kohoutek et al. (1999) and are also identified in the UCAC4 and 2MASS catalogues. Two stars stand out by a high emission in F656 ($H\alpha$): stars D and KML4.

HD 164492C is particularly interesting for containing a magnetic massive star (Hubrig et al., 2014). It is a spectroscopic triple, consisting of a close binary of spectral type B1V+B4V with a period of 12.5 days, and a B1V-type tertiary at a larger distance. It is a visual double with components of similar brightness, in fact the South-West component (Cb) is brighter than Ca in bands F502N and F631N but considerably fainter in F656N and F658N. Undoubtedly one of the visual components corresponds to the spectroscopic binary and the other one to the third spectroscopic component. Besides its bright companion D, star C has other 2 faint companions at about $2.2''$, one of which is itself a visual double (s1).

3. Physical parameters and structure

We have mentioned 20 stellar components in a radius of $17''$: Aa, Ab, B, Ca1, Ca2, Cb, D, E, H, I, J, KML4, KML5, KML6, s1a, s1b, s2, s3, s4, and s5. Other 9

Table 2: Subsystems.

Subsystem	ang. sep. [mas]	ΔV [mag]	$\log(P/\text{yr})$
Wide, unstable pairs			
A–B	6200	2.5	5.4
C–D	2380	1.7	4.8
B–s5	2620	8.4	5.1
C–s1	2170	7.8	4.8
C–s3	2360	7.6	4.8
KML6–s2	1760	0.8	5.1
A–H	1500	6.4	4.5
First hierarchical order			
Aa–Ab	25	3.5:	1.7
Ca–Cb	80	0.2	2.6
s1a–s1b	104	0.0:	3.2
Second hierarchical order			
Ca1–Ca2	0.14	1.7:	-1.5

relatively bright companions have been reported in a radius of $1.5'$. The five brightest visual components A to E are expected to be physically bound. However, the membership of the faint companions is more difficult to establish, since the probability of chance alignment is higher. They very probably belong to the star cluster NGC 6514, to which HD 164492 belongs, but their dynamical connection with the multiple system is less certain. Proper motion, parallax, or photometric-spectroscopic distance modulus cannot be used as membership criteria since at such large distance their precision is much lower than required. However, the great proximity to other bright system companions (most of them are closer than $6-7''$ and about half of them at only $1.5-3''$) makes the probability of being spurious projections relatively low (Sana et al., 2014). The multiplicity of the system might be, therefore, as high as ~ 20 .

In order to discuss the dynamical structure of the system we obtained rough estimates of the masses and projected separations. We estimated masses from spectral types (only for the brightest components) using the calibration by Schmidt-Kaler (1982) and from absolute magnitudes in V or K bands, using stellar models of the Geneva group (Ekström et al., 2012). Assuming a distance of 2 kpc (Lynds et al. 1985; Keenan et al. 1999; Cambrésy et al. 2011; González et al., in preparation), we derived the order of magnitude of orbital motion timescales. The results are shown in Table 2, where stellar pairs are organized in three groups according to their separation.

Even though the dynamical stability of multiple systems depends not only on the separation ratio of consecutive binary subsystems, but also on other orbital parameters (Mardling & Aarseth, 2001), a separation ratio of the order of 5, or a period ratio of about 10, can be considered as a conservative condition for stability (Tokovinin, 2004; Veramendi & González, 2014).

As a whole the system presents a Trapezium-like structure with companions at comparable separations. All companions with projected separations of a few arcseconds must be considered as forming dynamically

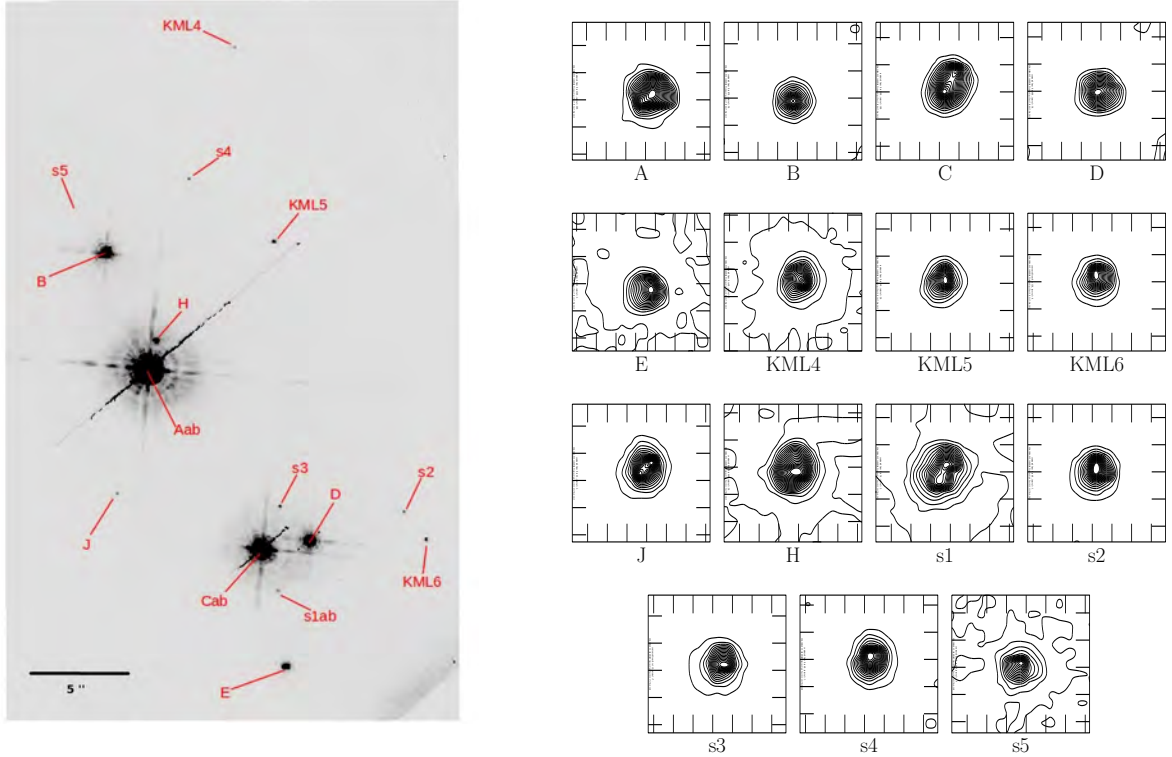


Figure 1: Left: Identification of visual components in the *HST* F547M image. Right: Countour plots of stars in images F502N (stars A, B, C, D, E) and F547M (stars KML4, KML5, KML6, J, H, s1, s2, s3, s4, s5). The size of the plots is $0.75''$.

unstable subsystems. Even star H, which is at only $1.5''$ from the most massive star in the system, cannot be safely considered as a stable satellite of star A, since the massive star B is at only $5.0''$ from H.

Interestingly, however, at a smaller scale (projected separations less than $1''$) the subsystems are organized hierarchically. Subsystems Ca-Cb, Aa-Ab, and s1a-s1b are stable binary subsystems, with separations that are more than 100 times smaller than the distance to other companions. Subsystem Ca1-Ca2 is in an even lower level of hierarchy with a separation ~ 0.25 au (≈ 0.1 mas), three orders of magnitude shorter than its parent Ca-Cb. Particularly, component C presents an interesting hierarchical structure with a factor $\sim 10^2 - 10^3$ between the periods of consecutive hierarchical order. The dynamical timescale of the relative movement of visual companions like D, s1, s3 are expected to be of 10^5 yr. In the next order the period of the pair Ca-Cb would be about a few hundred years, while the innermost subsystem Ca1-Ca2 has a period of 12 d = 0.034 yr.

We speculate that the presence of hierarchy at small scale might be ubiquitous in Trapezium-like systems. In fact, the Orion Trapezium itself has a complex structure where all main bright components are in turn multiple systems, with at least two additional hierarchical levels (Close et al., 2012).

Acknowledgements: This work was partially supported by a grant from FONCyT-UNSW PICTO-2009-0125.

References

- Cambrésy L., et al., 2011, *A&A*, 527, A141
 Close L. M., et al., 2012, *ApJ*, 749, 180
 Ekström S., et al., 2012, *A&A*, 537, A146
 Hubrig S., et al., 2014, *A&A*, 564, L10
 Keenan F. P., et al., 1999, *MNRAS*, 304, 27
 Kohoutek L., Mayer P., Lorenz R., 1999, *A&AS*, 134, 129
 Lynds B. T., Canzian B. J., Oneil Jr. E. J., 1985, *ApJ*, 288, 164
 Mardling R. A., Aarseth S. J., 2001, *MNRAS*, 321, 398
 Mason B. D., et al., 2001, *AJ*, 122, 3466
 Morel T., et al., 2014, *The Messenger*, 157, 27
 Sana H., et al., 2014, *ApJs*, 215, 15
 Schmidt-Kaler T., 1982, in Schaifers K., Voigt H. H., eds, *Landolt-Bornstein, New Series, Group VI, Vol. 2b* Berlin: Springer
 Tokovinin A., 2004, in Allen C., Scarfe C., eds, *RevMexAA (SC) Vol. 21, Statistics of multiple stars*. pp 7-14
 Veramendi M. E., González J. F., 2014, *A&A*, 563, A138
 Yusef-Zadeh F., Biretta J., Geballe T. R., 2005, *AJ*, 130, 1171



Curvas de luz de supernovas superluminosas: modelos hidrodinámicos

M. Orellana^{1, 2}, M.C. Bersten³ & O.G. Benvenuto^{3, 4}

¹ Sede Andina, UNRN, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas, Argentina

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

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

Contacto / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Recientemente se han detectado supernovas superluminosas (SNSLs) que brillan entre 10 y 100 veces más que las supernovas (SNs) normales. El origen físico de su extrema luminosidad permanece especulativo. Una de los mecanismos más populares invocados para explicarlas es el colapso de una estrella masiva para formar un magnetar. La SLSN se ve potenciada por la emisión dipolar de una estrella de neutrones altamente magnetizada, que rota rápidamente. La energía que pierde el magnetar provee el impulso y luminosidad de la SNSL. Estudiamos el efecto de la propagación de la onda de choque que utiliza el frenado del magnetar como mecanismo central. Aquí reproducimos el tratamiento analítico simplificado que se utiliza en la literatura, y lo utilizamos para comparar con los resultados de nuestro código hidrodinámico con tratamiento radiativo. Presentamos un estudio exploratorio sobre cómo el máximo de la de la curva de luz depende de los parámetros del magnetar y cómo estos pueden ser acotados mediante la comparación con las observaciones. A modo de ilustración, aplicamos el método a SN 2011kg.

Abstract / Superluminous supernovae (SLSNe) have only recently been detected. The physical origins of their extreme luminosity, a factor 10 to 100 times brighter than normal SNe, remains speculative. One popular mechanism invoked to explain SLSNe is that a magnetar is formed by the collapse of a massive star. The magnetar is a strongly-magnetized, rapidly-rotating neutron star that loses rotational energy via magnetic dipole radiation. That energy provides the extra kick and luminosity for the SLSN. We study the effect of the shock wave propagation through the envelope with the spindown of the magnetar as the central engine. First we reproduce the analytic simplified treatment that is popular in the literature and then compare the results from our radiative hydrodynamic code. The magnetar properties can be constrained through fitting of the observed light curve. As an illustration, we apply this method to SN 2011kg.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: SN 2011kg

1. Introducción

Hace apenas una década que se conocen supernovas (SNs) cuya emisión es extrema en el sentido de superar ampliamente la luminosidad de las SNs usuales (Quimby et al., 2007). Gal-Yam (2012) provee una revisión del tema. Resulta sumamente interesante la posibilidad, por ahora especulativa, de que sean indicadoras de distancias, en cuyo caso permitirían explorar regiones más lejanas que las SNs (Quimby et al., 2011; Inserra & Smartt, 2014).

2. Supernovas potenciadas por magnetares

La propuesta de pulsares altamente magnetizados como mecanismo para inyectar energía en una SN excepcionalmente brillante se basa en que estos pierden energía rotacional a través de la emisión de radiación dipolar magnética a una tasa particularmente alta cuando acaban de formarse (Woosley, 2010).

Kasen & Bildsten (2010) plantearon en forma simplificada la inyección de energía en la masa eyectada a la cual consideran como una sola cáscara. Ello permite

calcular cómo evoluciona la luminosidad mediante una integral numérica simple:

$$L(t) = L_p \int_0^t \frac{1}{(1 + t'/t_p)^2} \exp\left(\frac{t'^2 - t^2}{2t_d^2}\right) \frac{t' dt'}{t_p^2}, \quad (1)$$

donde L_p es la energía rotacional inicial por unidad de tiempo, t_p el tiempo característico de frenado y

$$t_d = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{M_{ej}\kappa}{v_f c}\right)^{1/2} \quad (2)$$

es la escala temporal asociada a la difusión de la radiación en el material eyectado. Aquí κ es el coeficiente de absorción media de Rosseland, y M_{ej} la masa eyectada. La velocidad que alcanza dicha masa, v_f , puede estimarse suponiendo que la energía inicialmente inyectada por el magnetar y por la explosión se convierten en energía cinética. Dado que

$$t_p = \frac{3c^3 I P^2}{\pi^2 R^6 B^2} \quad \text{y} \quad L_p = \frac{4\pi^4 R^6 B^2}{3c^3 P^4}, \quad (3)$$

donde $I \sim 10^{45} \text{ g cm}^2$ es el momento de inercia de la estrella de neutrones, $R \sim 10 \text{ km}$ su radio*, B es el campo

*Estas propiedades son los valores medios utilizados normalmente; en realidad, existe un rango de valores posibles,

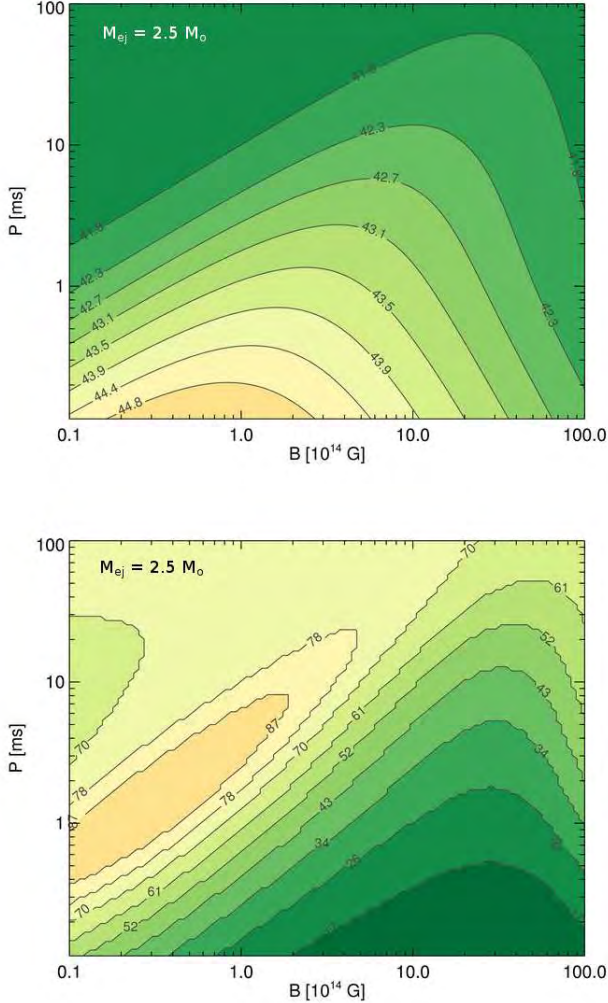


Figura 1: Arriba: contornos de igual nivel de la superficie $\log(L_{\text{máx}})$ a partir de cálculos semianalíticos. Abajo: Ídem, para $t_{\text{máx}}$. Ambas magnitudes han sido calculadas suponiendo $2\sin^2 i = 1$ y $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ por dispersiones electrónicas en un material libre de hidrógeno, similar al que esperamos en SLSNs.

magnético que se supone constante, y P el período inicial, para alcanzar la potencia necesaria para una SLSN deben considerarse valores de $B > 10^{13} \text{ G}$ y períodos del orden de milisegundos (Woosley, 2010). El límite que se ha establecido como máxima energía extraíble de un magnetar es de 10^{53} erg (Metzger et al., 2015).

En la Ec. (1) también es posible incorporar un término para representar el aporte energético debido al decaimiento de elementos radioactivos, Ni-Co-Fe, que normalmente potencia la curva de luz de una SN días después del máximo. Hemos incorporado ese término adicional para obtener un resultado más realista que el de Kasen & Bildsten (2010). Pueden entonces utilizarse como parámetros principales B y P del magnetar. Los valores de M_{ej} y de κ también son relevantes. Si el mag-

determinados al suponer una ecuación de estado para la estrella de neutrones.

netar es muy luminoso, la energía liberada por la masa de ^{56}Ni resulta despreciable.

Una de las cantidades importantes para caracterizar una curva de luz, $L(t)$, es su máximo $L_{\text{máx}} = L(t_{\text{máx}})$. En la Fig. 1 se muestran contornos de igual valor de $L_{\text{máx}}$ y $t_{\text{máx}}$ para una masa eyectada fija de $2.5 M_{\odot}$, con un contenido de níquel de $M(^{56}\text{Ni}) = 0.07 M_{\odot}$.

3. Curvas de luz numéricas

Un magnetar lo suficientemente brillante puede impulsar al material eyectado a velocidades relativistas. El código desarrollado por Bersten et al. (2011) ha sido modificado para incorporar dichos efectos en la propagación de la onda de choque. Como es de esperar, los cálculos de la explosión de una SNSL muestran diferencias con respecto al modelo semianalítico simple. El tratamiento hidrodinámico permite conocer con cierto detalle los cambios que ocurren en la estructura de la estrella que explota (ver Bersten, este volumen). Hemos explorado el caso donde la masa eyectada no contiene hidrógeno y es el resultado de la evolución estelar, calculada por Nomoto & Hashimoto (1988) a partir de una estrella que en la secuencia principal tendría $\sim 15 M_{\odot}$.

La energía inyectada por el magnetar se suma a la de la explosión. En la práctica, es depositada en las cercanías del magnetar a partir de unos 10 segundos después que la energía cinética de la explosión (que es la de una SN usual, $\sim 10^{51} \text{ erg}$) y se supone que esa energía es termalizada al ser depositada. Esta última hipótesis es incorporada en los trabajos del área, pero necesita de estudios detallados de los fenómenos que ocurren en la magnetósfera para ser corroborada.

Para una etapa siguiente de contrastación con las observaciones, hemos calculado curvas de luz variando los parámetros. En la Fig. 2 se muestran algunos ejemplos. En el panel izquierdo para P fijo la energía inyectada por el magnetar crece con el valor de B . Cuanto mayor sea aquella, mayor es la velocidad que se imparte a la fotosfera, pero a la vez se enfría más rápidamente. El resultado en la curva de luz no es totalmente intuitivo; por ejemplo, resulta para $B = 10^{16} \text{ G}$ que L a $t > 50$ días es menor que para la misma SN sin pulsar.

4. Aplicación a una SNSL observada

Inserra et al. (2013) presentaron curvas de luz en bandas fotométricas de la SN descubierta por el *Palomar Transient Factory*, PTF11rks (SN 2011kg), así como la curva bolométrica, que es contrastable con los resultados de nuestro código. Se trata de una SN tipo I-c, con $z = 0.19$. El estudio de estos autores arroja, del modelado con un magnetar, $B = 6.8 \times 10^{14} \text{ G}$ y $P = 7.5 \text{ ms}$, para $M_{\text{ej}} = 2.8 M_{\odot}$.

A partir de nuestros cálculos, usando una grilla sin refinar de B y P , obtenemos el ajuste de la Fig. 3, donde se muestran los resultados del código hidrodinámico y de cálculo semianalítico. Se utiliza como modelo inicial una estrella evolucionada de He de $4 M_{\odot} = M_{\text{NS}} + M_{\text{ej}}$ en total. Como puede observarse, la curva numérica difiere de los resultados del modelo semianalítico.

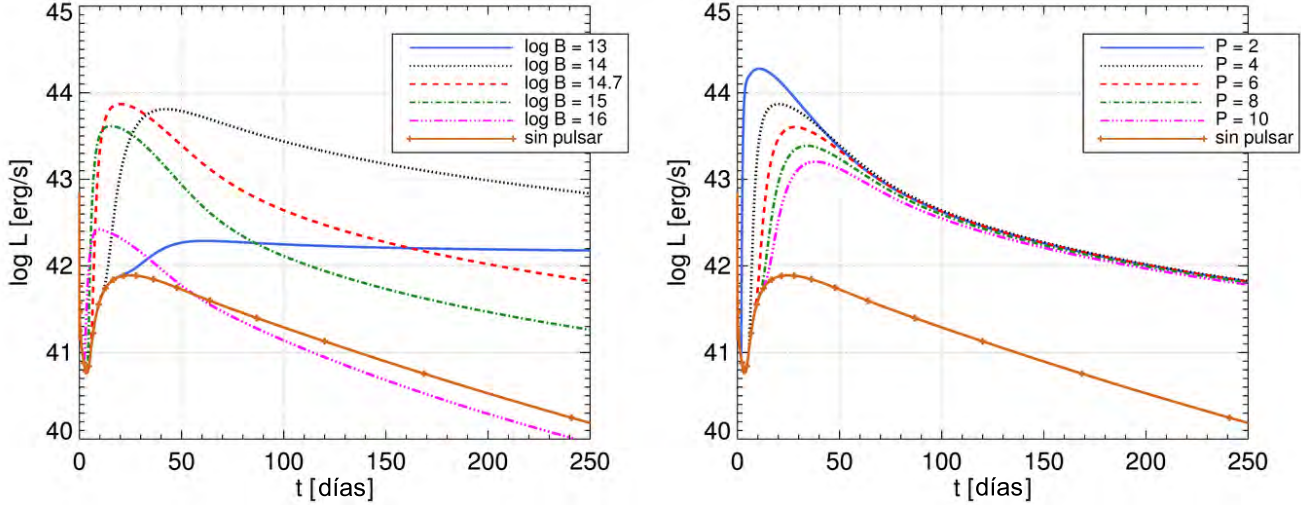


Figura 2: Ejemplos del efecto sobre la curva de luz al cambiar uno de los parámetros del magnetar. Izquierda: período fijo $P = 4$ ms. El efecto de considerar diferentes valores del campo no es monótono. La leyenda indica B en gauss. Derecha: campo magnético fijo $B = 5 \times 10^{14}$ G. La leyenda indica el período en milisegundos. En ambos paneles se muestra también una SN de iguales características pero sin magnetar.

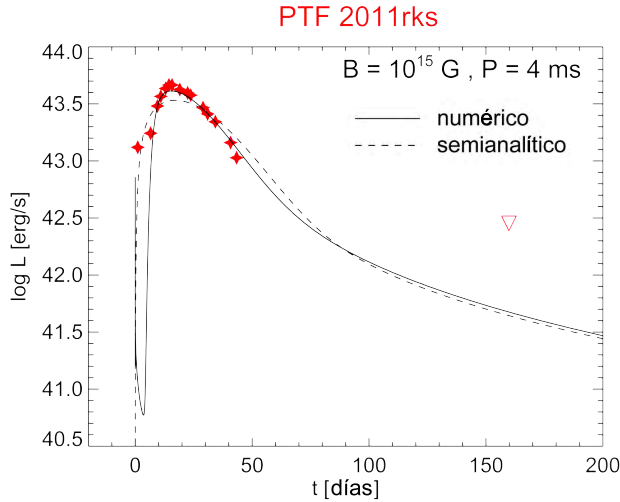


Figura 3: Resultado del mejor ajuste de la curva de luz bolométrica utilizando el código numérico de Bersten et al. (2011) modificado para incluir la inyección de energía del magnetar y efectos relativistas. También se muestra la curva semianalítica para los mismos valores de B y P , aunque para un mejor resultado debimos suponer $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. El triángulo para $t = 160$ días es una cota superior.

5. Conclusiones

Hemos verificado que los cálculos numéricos detallados reproducen el comportamiento general del modelo semianalítico, en respuesta a los parámetros básicos del magnetar. Son necesarios modelos más refinados para poder dar los parámetros del magnetar con mayor precisión a través del ajuste de la curva de luz. Por ello la combinación de ambos métodos (numérico y semi-analítico) resulta una poderosa herramienta a la hora de acotar los valores de B y P dentro de este modelo.

Mostramos para el caso concreto de la SN 2011kg un ajuste razonable a la curva de luz observada. Se planean estudios similares para un conjunto de SNSLs cuyos datos estén disponibles. Los detalles del tratamiento relativista implementado en el código, así como el efecto dinámico de la inclusión del magnetar como fuente central de energía, serán expuestos en otro trabajo.

Agradecimientos: Esta investigación fue parcialmente financiada por el proyecto 40B364 de la UNRN. Agradecemos al Kavli-IPMU por su cordial apertura y financiamiento de actividades científicas.

Referencias

- Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
- Gal-Yam A., 2012, Science, 337, 927
- Inserra C., Smartt S. J., 2014, ApJ, 796, 87
- Inserra C., et al., 2013, ApJ, 770, 128
- Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
- Metzger B. D., et al., 2015, MNRAS, 454, 3311
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, Phys. Rep., 163, 13
- Quimby R., Höflich P., Wheeler J. C., 2007, ApJ, 666, 1083
- Quimby R. M., et al., 2011, Nature, 474, 487
- Woosley S. E., 2010, ApJL, 719, L204



Uncovering the nature of UV sources observed with *Swift*

G.J.M. Luna¹, R. Lopes de Oliveira R.², N.E. Nuñez³ & B. Montané⁴

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

² *Departamento de Física, Universidade Federal de Sergipe, São Cristóvão, Brasil*

³ *Departamento de Astronomía y Geofísica, UNSJ, Argentina*

⁴ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contact / gjmluna@iafe.uba.ar

Resumen / Presentamos los primeros avances de un proyecto que tiene como objetivo la identificación y el estudio de variabilidad de fuentes UV. En este proyecto, estudiamos más de 60 campos de $17' \times 17'$ centrados en estrellas simbióticas observadas con el telescopio óptico/ultravioleta del satélite *Swift*. Presentamos aquí los procesos que estamos desarrollando para estudiar la variabilidad y mostramos los primeros resultados de tres campos. Las fuentes UV están asociadas posiblemente con variables cataclísmicas, enanas blancas y estrellas activas.

Abstract / We present an ongoing project aiming to reveal the nature and study the variability of UV sources. The project explores emitters in a sample of more than 60 fields covering $17' \times 17'$ around symbiotic stars which were observed with the ultraviolet/optical telescope onboard the *Swift* satellite. Here we detail the procedures developed in order to search for variability in their flux, and the first results from the three fields already investigated. The UV sources identified are likely associated with cataclysmic variables, white dwarfs, and active stars.

Keywords / ultraviolet: general — techniques: photometric

1. Introduction

The *Swift* satellite is designed to observe γ ray bursts because of its fast turn-around and multiple (γ rays, X-rays and UV) detectors. The *Swift* team has implemented an observing program in which researchers may propose a list of targets to fill-in the observing gaps between γ ray bursts. We have been awarded with such a program for four years. We aim now to study all UV sources detected during the more than 150 aimings to the main targets of our project, i.e. the 60 brightest symbiotic stars from the Belczyński et al. (2000) catalogue.

2. Data analysis strategy

The ultraviolet/optical telescope (UVOT) onboard *Swift* has five filters, which can be used one at a time, and can operate either in event or image mode. In event mode, each detected photon is tagged in time, and thus timing resolution is only limited by the read-out time of the instrument (0.011 s). We are developing a pipeline procedure, detailed in Fig. 1, which, at the desired binning resolution, will be able to extract light curves from data taken in event mode, analyze its variability and search for periodicities.

Fig. 2 shows a typical UVOT field of view together with the sources detected in the UM2 filter at a 3σ threshold. This field contains about two hundred sources, most of them of unknown nature. *Swift* was designed to be able to continuously point at a source for about 2000 s (known as Good Time Intervals, GTIs).

Thus, observations of sources with a requested exposure time $T_{\text{exp}} > 2$ ks will consist of a set of GTIs.

A source in a fill-in program might be pointed at many times during a year. As a result, most sources in our program have many observations (we call them “visits”) with many GTIs. The image mode provides an average magnitude during each GTI (see Fig. 3). The event mode additionally provides the time-tagged photons and thus N images can be extracted from the event file with exposure time T_{exp}/N .

For each field, we first extracted the light curves from the event files of each object, determined after combining all the observed images. The size of the time bin is then determined by requiring a signal-noise ratio $S/N > 20$. Since the data are telemetered every 5 s, we extract those light curves with bins of 10 s if the source is bright enough to reach the required S/N ratio in less than 5 s.

The computed variability indexes $s/s_{\text{exp}} \sim 1.0 - 1.2$ at all time scales indicate that the flux from these three sources in the UVOT band is roughly constant. These sources will thus be used as comparison for differential photometry of the other objects in the field. Additionally, no periodic oscillations were found using the Lomb-Scargle algorithm (Scargle, 1982, see Fig. 4). Given the scarcity of data and the short exposure times, only very fast spinning objects would have their period detected with this type of data.

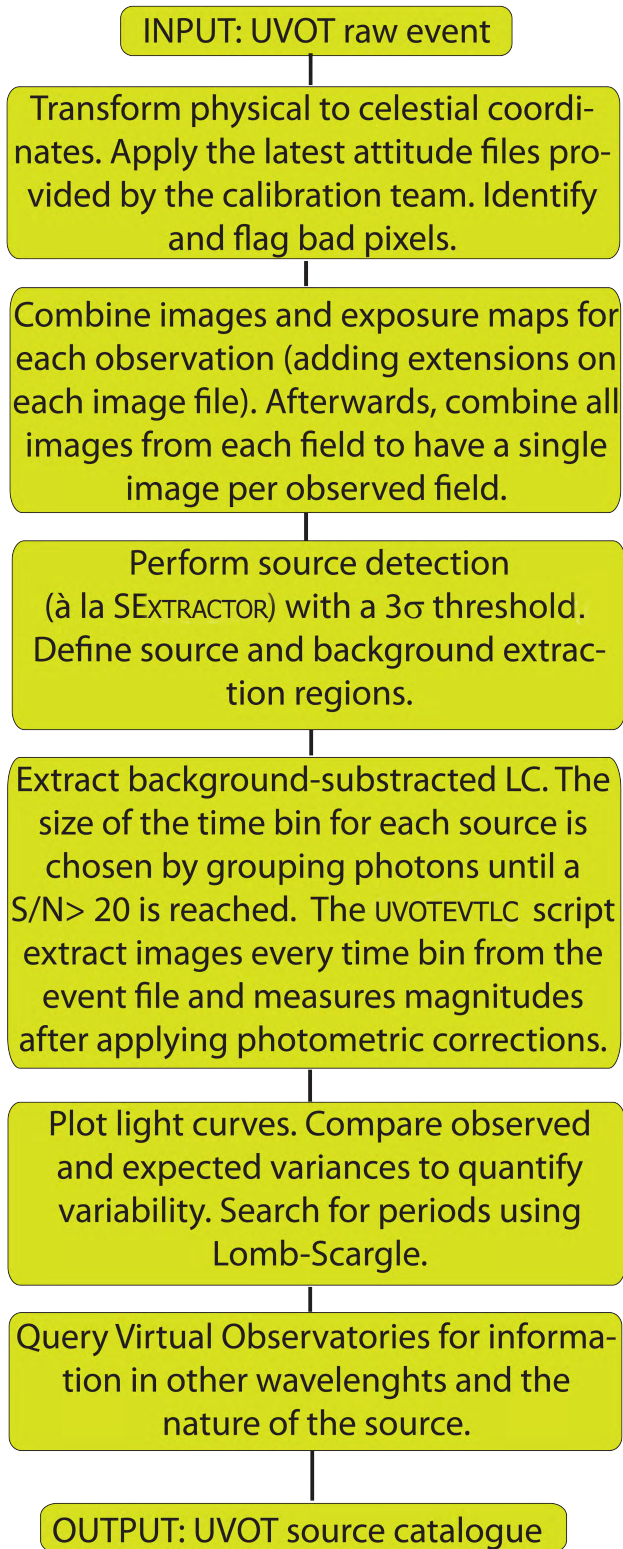


Figure 1: Flow of the source detection and light curve extraction chain.

3. First results and future goals

On each field, our UVOT observations reveal from tens to few hundreds sources. For example, in the field

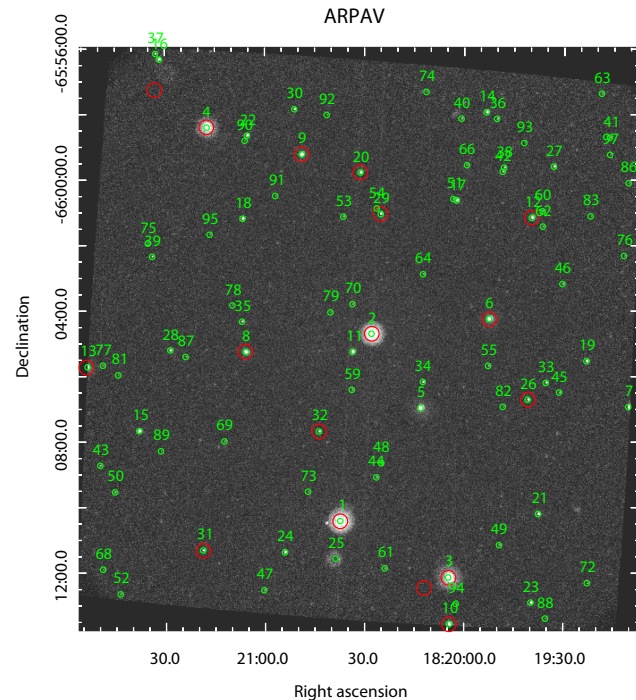


Figure 2: *Swift*/UVOT field toward the symbiotic binary AR Pav. Sources detected ($\sigma > 3$) with the UM2 filter are shown with green circles, while those sources with a counterpart in the SIMBAD database are shown with red circles. The UV variability of the strongest source, #1 (red circle), is analyzed in this work.

centered on AR Pav (see Fig. 2), we have detected 97 sources, though only 16 among them have an entry in the SIMBAD database (<http://www.simbad.u-strasbg.fr/simbad/>). All of the latter are catalogued as single stars, except for source # 2 (AR Pav itself) and source #16, classified as a WUMa-type binary. It is clear that spectroscopic follow-up of the unidentified sources is vital in order to understand their nature. Our group is undertaking a spectroscopic survey using different optical facilities.

Although our data are not completely suitable to search for coherent pulsation, we should be able to detect flare-type brightness variability. Our future goal is to implement automatic wavelet analysis in order to search for dumped oscillations as those found in classical T Tauri stars (Lopez-Santiago et al., 2016).

Acknowledgements: G. J. M. Luna was supported by PIP/Conicet 11420110100039. R.L.O. was supported by the Brazilian agencies CNPq (Universal Grants 459553/2014-3) and INCTA (CNPq/FAPESP).

References

Belczyński K., et al., 2000, *A&AS*, 146, 407

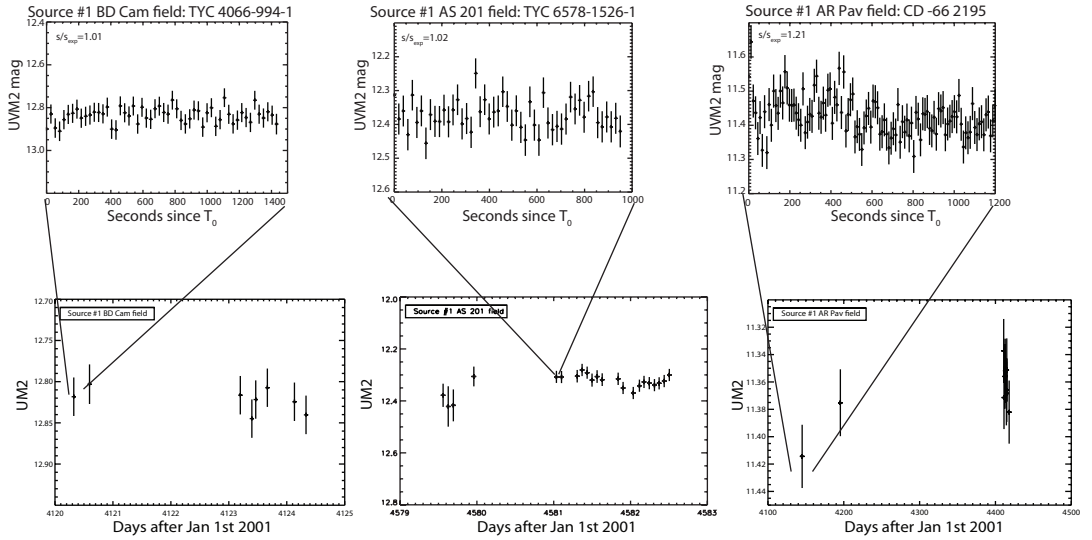


Figure 3: Image mode (bottom row) and event mode (top row) light curves from the brightest source in the fields centered on the symbiotic stars BD Cam (left), AS 201 (center) and AR Pav (right). In short time scales, studied in event mode, the three light curves are roughly constant. In image mode, i.e. longer time scales, some variability can be observed in the case of AS 201 and AR Pav.

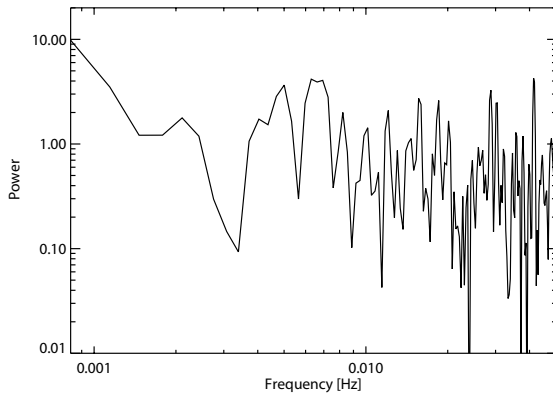


Figure 4: Log-log power spectrum derived using the Lomb-Scargle periodograms of source #1 in the AR Pav field. No periodic oscillation or red-noise type variability is detected at frequencies $\nu > 0.008$ Hz.

Lopez-Santiago J., et al., 2016, ArXiv e-prints
 Scargle J. D., 1982, ApJ, 263, 835



Supernovas provenientes de estrellas sin envolturas

G. Folatelli^{1,2}, M.C. Bersten^{1,2} & O.G. Benvenuto^{1,2}

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / gaston@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Uno de los mayores interrogantes de la astrofísica actual es cómo las estrellas masivas evolucionan hasta sus etapas finales y producen los distintos tipos de supernovas que se observan. En particular, es crucial conocer cómo algunas estrellas pierden sus envolturas externas para luego explotar como supernovas pobres en hidrógeno. En este trabajo resumimos algunos esfuerzos que hemos hecho para caracterizar a las estrellas progenitoras de este tipo de supernovas. Para esto, utilizamos espectroscopía intensiva e imágenes de alta resolución del telescopio espacial, en combinación con modelos de evolución estelar y modelos hidrodinámicos de la explosión. La complementariedad de estos enfoques observacionales y teóricos provee una gran fortaleza a los resultados.

Abstract / A remaining open question in astrophysics regards the connection between the different types of observed supernovae and their massive stellar progenitors. In particular, it is crucial to know how some of these stars lose their outer envelopes to become hydrogen-poor supernovae. This work reviews some of the efforts we have made to characterize stellar progenitors of this type of supernovae. For this purpose, we employ intensive spectroscopic follow-up and high-resolution imaging from space in combination with stellar evolution models and hydrodynamical simulations of the explosion. The synergy between theory and observation provides great strength to the results.

Keywords / supernovae: general — stars: evolution — supernovae: individual: SN 2008ax, SN 2010as, SN 2001dh

1. Introducción

Las supernovas (SN) son objetos de gran importancia tanto en astrofísica como en cosmología. Su estudio impacta en el de la evolución estelar, en los procesos de formación de estrellas y en la distribución de poblaciones en galaxias. Por otro lado, son responsables en gran medida del enriquecimiento químico del medio interestelar y, posiblemente, de la formación de polvo. El proceso de explosión permite estudiar cómo se producen los elementos más pesados que el Fe. Por último, su gran luminosidad hace que sean detectables a escalas cosmológicas, lo que permite seguir, a lo largo de la historia del Universo, la evolución de fenómenos relacionados a ellas.

Existe una variedad de características observadas de las SN, lo que ha llevado a una clasificación empírica, basada principalmente en las líneas del espectro óptico (Filippenko, 1997). Esta clasificación no tiene un correlato directo con las propiedades físicas de las SN. Según la teoría, las SN pueden dividirse en dos grandes grupos, en relación al proceso que regula la explosión. Por un lado están aquellas que se originan por la disrupción termonuclear de una enana blanca (tipo Ia en el esquema empírico). Por otro lado, se cree que el destino de las estrellas que nacen con más de $8 M_{\odot}$ es una explosión de SN precedida por el colapso del núcleo estelar. A este segundo grupo pertenecen las SN ricas en hidrógeno (de tipo II) y otras que no muestran H en el espectro sino He (tipo Ib) o elementos más pesados (tipo Ic). Existe, además, un grupo intermedio que muestra líneas de H

sólo durante las primeras semanas y se las clasifica como de tipo Iib.

Entre las SN de colapso nuclear, la presencia o no de H es muy importante ya que señala la pérdida de masa que la estrella sufrió durante su evolución. Los procesos de pérdida de masa son poco conocidos en la actualidad. Se cree que las estrellas más masivas tienen vientos fuertes que expulsan gran parte de la envoltura. Pero también las de menor masa pueden perder sus envolturas si pertenecen a un sistema binario interactuante. Este trabajo resume algunos de los intentos que hemos hecho para caracterizar los progenitores de distintos tipos de SN que presentaron signos de fuertes pérdidas de masa.

2. Métodos

Existen varios métodos que ayudan a caracterizar las estrellas que explotan como SN. Algunos de estos son:

- Detección directa en imágenes profundas de alta resolución tomadas antes de la explosión (en general, con el *telescopio espacial Hubble*, o *HST* por sus siglas en inglés).
- Seguimiento temprano e intensivo de la SN con espectroscopía para seguir la evolución de las líneas a través del material eyectado.
- Modelado hidrodinámico de la explosión comparado con curvas de luz y espectros de la SN.
- Estudio de ambientes y poblaciones presentes en las inmediaciones de la SN.

Nuestras investigaciones combinan datos de alta calidad con modelos de explosión de SN (Bersten et al., 2011) y de evolución estelar, incluyendo binarias interactuantes (Benvenuto & De Vito, 2003). De esta manera, podemos cubrir los diversos enfoques listados arriba.

2.1. El ejemplo de SN 2011dh

Un ejemplo de las capacidades de esta combinación de enfoques complementarios es el de la SN 2011dh. Hemos podido dar un escenario completo para su progenitor, explicando la explosión como la de una supergigante (SG) amarilla con una compañera azul de secuencia principal con la que formaba un sistema binario interactuante (Bersten et al., 2012; Benvenuto et al., 2013). Observaciones posteriores tomadas con el *HST* confirmaron la desaparición de la SG amarilla (Van Dyk et al., 2013) y, más tarde, mostraron evidencias de la existencia de la compañera azul (Folatelli et al., 2014). Obtuvimos así un fuerte respaldo para las predicciones de nuestros modelos. La confirmación del progenitor binario tiene importantes implicancias para las teorías de evolución de estrellas masivas.

3. SN 2010as y las SNs Ib con velocidades constantes

Gracias al seguimiento espectroscópico desde su evolución temprana, determinamos una débil presencia de H en SN 2010as, previamente clasificada como Ib. De esta forma, SN 2010as nos permitió identificar un pequeño grupo peculiar de SN Ib. La peculiaridad más evidente es la baja intensidad inicial de las líneas de He y su evolución temporal con velocidades casi constantes y mucho menores que las de las SN normales (Fig. 1). Desde el punto de vista teórico, esto no coincide con la estructura que adquirirían las estrellas antes de explotar. Una posible explicación de las bajas velocidades es que se deben a la formación de una densa capa rica en He en las profundidades del material eyectado, pudiendo deberse esto a una propiedad del progenitor o a la dinámica de la explosión (Folatelli et al., 2014).

4. SN 2008ax: recaracterización del progenitor

Otro ejemplo más reciente del estudio de progenitores es el de la SN 2008ax, también de tipo Ib. Utilizando imágenes de archivo del *HST* previas a la explosión, Crockett et al. (2008) pudieron identificar un objeto puntual en la posición de la SN. Con la detección en tres bandas ópticas de la cámara WFC2 y una cota superior en el ultravioleta, los autores no pudieron caracterizar completamente al progenitor. Las dos opciones más probables eran o una estrella Wolf-Rayet (WR), o un cúmulo estelar. Sin embargo, faltaba una confirmación posterior de la desaparición del objeto preexplosión.

El sitio de SN 2008ax fue reobservado con el *HST* en 2011 y 2013 utilizando filtros ópticos y del UV cercano con la cámara WFC3, que provee mayor resolución espacial que la anterior WFC2. Gracias a esto y a la pro-

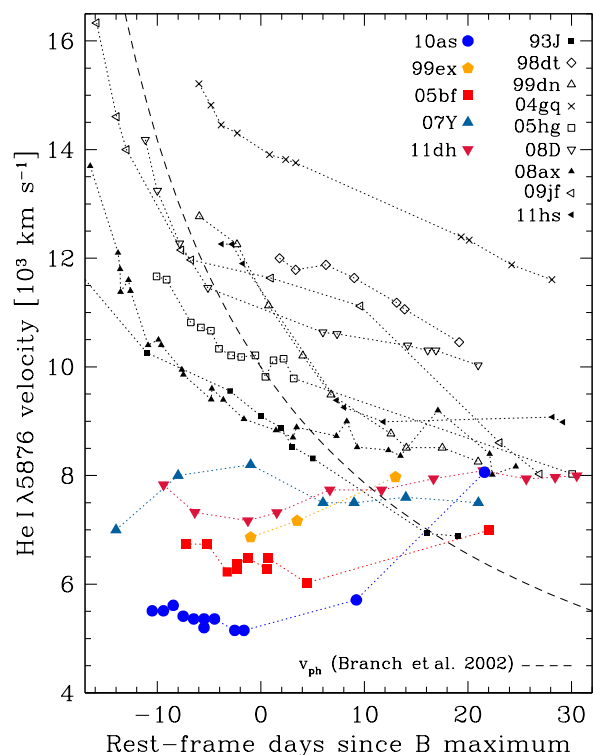


Figura 1: Velocidades de expansión medidas con la línea He I $\lambda 5876$ para varias SN de tipos Ib y Ib. Los objetos en color presentan velocidades peculiarmente bajas y casi constantes en el tiempo. La línea de trazos muestra la evolución típica de la velocidad fotosférica para este tipo de SN (Branch et al., 2002). Gráfico reproducido de Folatelli et al. (2014).

fundidad de las imágenes, determinamos que lo que era un solo objeto en las imágenes preexplosión se resolvía en cuatro fuentes puntuales. Como muestra la Fig. 2, identificamos tres estrellas, A, B y C, en la vecindad de la SN. La SN era visible todavía en 2011, pero, como se ve en la Fig. 3 (izq.), en 2013 la mayor parte del flujo del objeto preexplosión desapareció, confirmando así su relación con la SN.

La detección de las estrellas A, B y C permitió caracterizar mejor al progenitor. Restamos la distribución espectral de energía (DEE) de las estrellas, de la observada antes de la explosión, obteniendo una DEE del progenitor descontaminada. En la Fig. 3 (der.) mostramos que la nueva DEE es compatible con una SG de tipo espectral A o B, o con algunos modelos de estrella WR. En el primer caso, surge la dificultad de explicar la explosión de una SG AB casi libre de H, ya que la evolución de estrellas simples no predice este tipo de progenitores. En el segundo caso, nuestro modelado hidrodinámico de las curvas de luz de la SN mostró que la masa involucrada era mucho menor que la de una WR. Propusimos entonces que el progenitor de SN 2008ax ha sido un sistema binario interactuante de masa moderada. De esta manera, pudimos explicar la masa del objeto al explotar, el poco H observado, y la fotometría del objeto preexplosión. Los modelos binarios son, además, compatibles con los límites de detección encontrados en

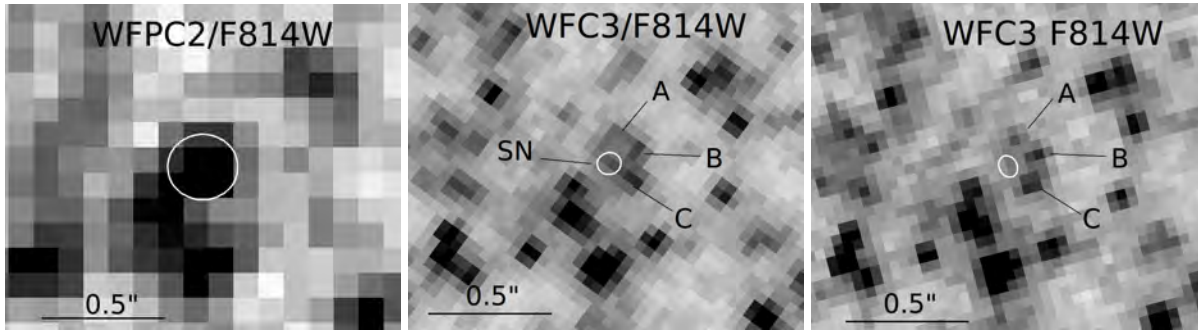


Figura 2: Imágenes de la SN 2008ax obtenidas por el *HST*. Los círculos blancos señalan la SN (radio 5σ). Izq.: Antes de la explosión. Centro: Al decaer el brillo de la SN, se distinguen otros tres objetos (A, B y C) no resueltos en la imagen previa. Der.: En 2013, la SN desaparece mientras que los objetos permanecen. Imágenes reproducidas de Folatelli et al. (2015).

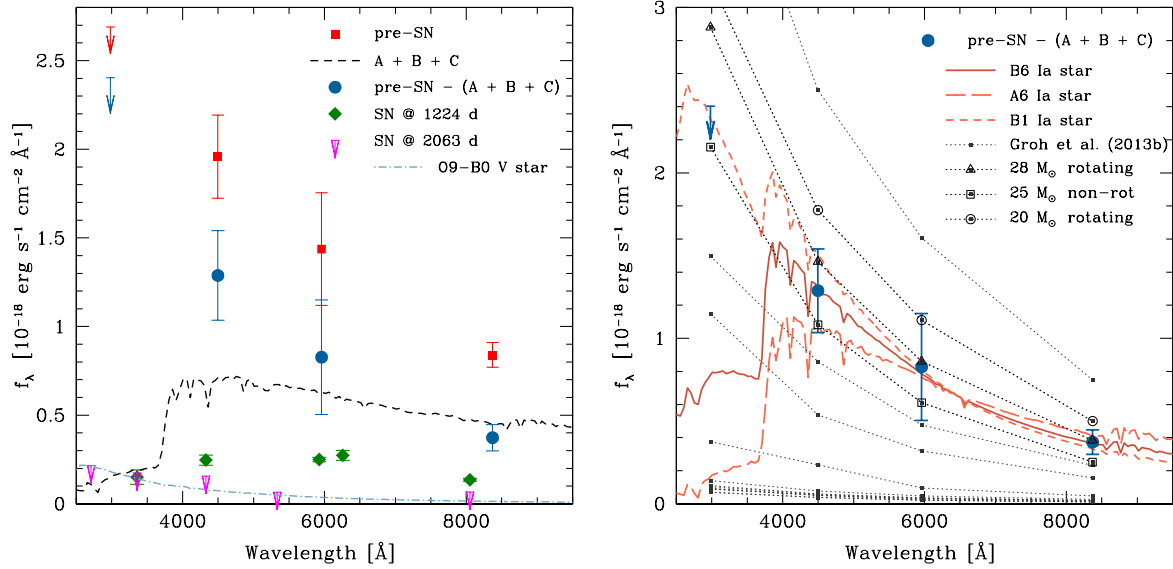


Figura 3: Caracterización del progenitor de la SN 2008ax. Izq.: Objeto preexplosión (cuadrados rojos), DEE de los objetos A, B y C sumados (línea negra de trazos), progenitor descontaminado de los tres objetos cercanos (círculos azules), SN en 2011 (rombos verdes), límites de detección en la posición de la SN en 2013 (flechas rosas), DEE de la compañera más luminosa posible considerando los límites de detección (línea celeste de puntos y trazos). Der.: Ajustes de posibles modelos de atmósferas a la DEE del progenitor (puntos azules), espectros de SGs A y B de Kurucz (1993) (líneas rojas), modelos de atmósferas de WR de Groh et al. (2013) (puntos y líneas grises). Gráfico reproducido de Folatelli et al. (2015).

2013 ya que predicen compañeras más débiles que una estrella O9–B0 de secuencia principal (Folatelli et al., 2015).

5. Conclusión

Presentamos una serie de estudios donde se aplican técnicas teóricas y observacionales complementarias para tratar de comprender la relación entre las SN y sus progenitores. En especial, estudiamos SN que presentan poco H en el espectro. Su estudio es relevante para mejorar el conocimiento acerca de los procesos de pérdida de masa en estrellas masivas. Mostramos cómo la binariedad cumple un rol crucial cuando se dan procesos de transferencia de masa.

Referencias

- Benvenuto O. G., Bersten M. C., Nomoto K., 2013, *ApJ*, 762, 74
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, *MNRAS*, 342, 50
 Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, *ApJ*, 729, 61
 Bersten M. C., et al., 2012, *ApJ*, 757, 31
 Branch D., et al., 2002, *ApJ*, 566, 1005
 Crockett R. M., et al., 2008, *MNRAS*, 391, L5
 Filippenko A. V., 1997, *ARA&A*, 35, 309
 Folatelli G., et al., 2014, *ApJL*, 793, L22
 Folatelli G., et al., 2015, *ApJ*, 811, 147
 Folatelli G., et al., 2014, *ApJ*, 792, 7
 Groh J. H., et al., 2013, *A&A*, 558, A131
 Kurucz R., 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
 Van Dyk S. D., et al., 2013, *ApJL*, 772, L32

Análisis astrosismológico de las estrellas PG 1159 pulsantes SDSS J0349-0059 y VV 47

L.M. Calcaferro^{1,2}, A.H. Córscico^{1,2}, L.G. Althaus^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

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

Contacto / leilacalcaferro@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos los resultados de un análisis astrosismológico detallado realizado para las dos estrellas PG 1159 pulsantes SDSS J0349-0059 y VV 47, a fin de estimar su masa y su estructura interna. Las estrellas PG 1159 son objetos compactos muy calientes que exhiben una fuerte deficiencia superficial de H, y que se encuentran en una etapa evolutiva previa a la fase de enfriamiento de las estrellas enanas blancas, que a su vez constituyen el estado final de la gran mayoría de las estrellas. Por tal motivo, el estudio de las estrellas PG 1159 resulta de fundamental importancia para entender los procesos que dan lugar a enanas blancas deficientes en H. Este análisis es llevado a cabo mediante el empleo de distintas técnicas astrosismológicas con el fin de estimar la masa estelar y de obtener un modelo astrosismológico. La viabilidad de este estudio se debe a que muchas de estas estrellas exhiben variaciones multiperiódicas de su luminosidad. Tal es el caso de las estrellas bajo estudio.

Abstract / In this work we present the results of a detailed asteroseismological analysis performed for the two pulsating PG 1159 stars, SDSS J0349-0059 and VV 47, in order to estimate their mass and internal structure. PG 1159 stars are very hot compact objects with H-deficient atmospheres. These stars are associated to evolutionary stages previous to the white dwarf stars cooling phase, which in turn are the final evolutionary stage for the majority of all stars. Hence the analysis of PG 1159 stars is important to understand the processes that lead to formation of H-deficient white dwarf stars. This analysis is achieved by employing asteroseismological techniques focused on estimating the stellar mass and obtaining an asteroseismological model. The viability of this study is due to the fact that many of these stars exhibit multiperiodic variations of luminosity. Such is the case for the stars under study.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors — stars: oscillations — stars: variables: general — white dwarfs

1. Introducción

Las estrellas PG 1159 pulsantes (también conocidas como GW Virginis) son objetos compactos, muy calientes y luminosos, deficientes en H y ricos en He, C y O. Entre las PG 1159 se encuentran dos tipos de objetos: los que aún están rodeados por una nebulosa, llamados núcleos variables de nebulosa planetaria (PNNV, según las siglas en inglés) y los que no, llamados DOV (Werner & Herwig, 2006). Evolutivamente, se encuentran después de la rama asintótica de las gigantes (AGB por sus siglas en inglés) y antes de la etapa de las enanas blancas deficientes en H, las cuales, a su vez, constituyen el 20% del total de enanas blancas. Dado que las enanas blancas son el estado evolutivo final para la mayoría de las estrellas, es evidente que las GW Vir son una herramienta potencial para el entendimiento de los procesos físicos que eventualmente llevan a la formación de estrellas completamente carentes de H. En parte, esta potencialidad es debido a que muchas de estas estrellas presentan variaciones multiperiódicas de brillo. Tal es el caso de las 18 GW Vir que se conocen hasta ahora, ya que exhiben variaciones de brillo producidas por modos g de bajo orden armónico ($\ell \leq 2$) y altos órdenes radiales ($k \geq 18$) con períodos en el rango de 300–6000 s. De estos 18 miembros, al menos 5 (RX J2117.1+3412, PG 1159-035, PG

1707+427, PG 2131+066 y PG 0122+200) han sido observados en forma intensiva con el arreglo *Whole Earth Telescope*, siendo así objetos muy interesantes para la astrosismología. Se puede ver en la Fig. 1 la localización en el diagrama HR de algunas de las estrellas GW Vir observadas hasta el momento, incluyendo las estrellas bajo estudio: SDSS J0349-0059 y VV 47.

SDSS J0349-0059 es una DOV con temperatura efectiva $T_{\text{ef}} = 90\,000 \pm 900$ K y gravedad $\log g = 7.5 \pm 0.01$ (cgs), para la cual se dispone de fotometría que da lugar a un conjunto de períodos en el rango de 300.93–963.48 s (Woudt et al., 2012). Por su parte, VV 47 es una PNNV con $T_{\text{ef}} = 130\,000 \pm 13\,000$ K y $\log g = 7 \pm 0.5$ (Werner & Herwig, 2006), que oscila en un régimen de períodos cortos entre 130 y 280 s y largos entre 1100 y 5682 s (González Pérez et al., 2006). Por el lugar que ocupa en la Fig. 1 y por el valor de la incerteza en $\log g$ resulta que esta estrella puede estar tanto antes como después del llamado codo evolutivo. Así, en las determinaciones de masa debemos hacer esa distinción.

Hemos usado los modelos teóricos de Althaus et al. (2005) y por Miller Bertolami & Althaus (2006), quienes simularon la evolución completa de estrellas con masas iniciales en la secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en inglés) en el rango $[1-3.75] M_{\odot}$. Las secuencias pos-AGB fueron computadas usando el código

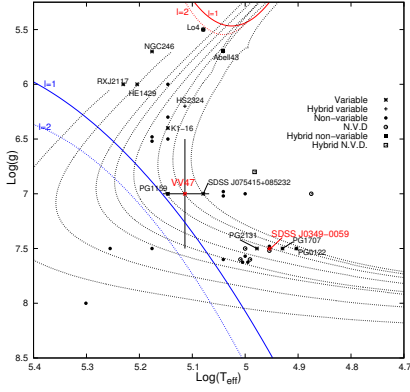


Figura 1: Caminos evolutivos de PG 1159 (Althaus et al., 2005) (de derecha a izquierda: $M_* = 0.515, 0.530, 0.542, 0.565, 0.589, 0.609, 0.664$ y $0.741 M_\odot$). Se muestra la localización de algunas estrellas PG 1159 conocidas (pulsantes, no pulsantes y sin variabilidad observada), incluyendo SDSS J0349-0059 y VV 47. Se muestran los bordes teóricos de la banda de inestabilidad para las GW Vir: los bordes azules calientes y los bordes rojos de baja gravedad, tanto para $\ell = 1$ (curvas continuas) como para $\ell = 2$ (curvas punteadas) (Córscico et al., 2006). La masa espectroscópica para SDSS J0349-0059 resulta $M_* = 0.543 \pm 0.004 M_\odot$ y para VV 47, $M_* = 0.529 M_\odot$, aunque los errores en los parámetros espectroscópicos de VV 47 son tan grandes que la masa estaría entre $\sim 0.510 M_\odot$ y $\sim 0.609 M_\odot$.

evolutivo LPCODE (Althaus et al., 2005, 2003) y fueron seguidas a través del “último pulso muy tardío” y del episodio resultante de renacimiento, que da lugar a la composición química deficiente en H y rica en He, C y O típica de las PG 1159. Las masas de los remanentes resultantes son $0.515, 0.530, 0.542, 0.565, 0.589, 0.609, 0.664$ y $0.741 M_\odot$. Cabe destacar que este es el único conjunto de secuencias evolutivas que cubre un amplio rango de masas, razón por la cual permitieron realizar inferencias astrosismológicas sin precedentes (Córscico et al., 2007, 2008, 2009). Para el cálculo de pulsaciones, hemos realizado cálculos adiabáticos de los períodos de pulsación de modos g con $\ell = 1, 2$, en el rango de 50–6000 s con el código numérico LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006).

2. Análisis astrosismológico

Las estrellas GW Vir experimentan variaciones de brillo producidas por modos g de bajo orden armónico ℓ y alto orden radial k . En el límite asintótico del orden radial (valores muy altos de k), los modos g de igual ℓ se encuentran equiespaciados (Tassoul et al., 1990) y dado que el espaciamiento de períodos $\Delta\Pi$ depende principalmente de la masa estelar en este tipo de estrellas, es útil hallarlo para poder inferir la masa, aun cuando las pulsaciones de la estrella pueden no estar estrictamente en el régimen asintótico.

Para la determinación del espaciamiento de períodos observado $\Delta\Pi^o$ se emplearon los métodos de Kolmogorov-Smirnov (Kawaler, 1988), varianza inversa (O’Donoghue, 1994) y un método basado en la transformada de Fourier, aplicados al conjunto

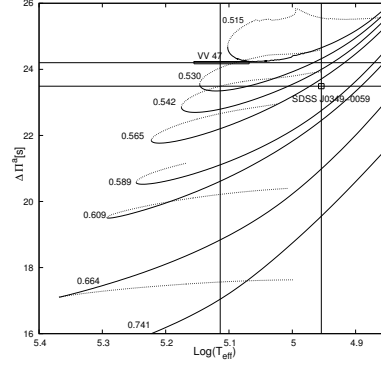


Figura 2: Espaciamiento asintótico de períodos de los modelos y espaciamiento de períodos observado para SDSS J049-0059 y VV 47 contra $\log(T_{\text{ef}})$. Se muestran también los valores de $\Delta\Pi^o$ y de T_{ef} para cada estrella y las cajas de error asociadas. Las masas están en unidades de M_\odot .

de períodos observados de la estrella. Estos métodos exponen la presencia (si existe) de un patrón subyacente en los períodos observados. Para ambas estrellas, los tres métodos dieron como resultado los mismos valores. En el caso de SDSS J0349-0059 se encontró que $\Delta\Pi^o = 23.49 \pm 0.08$ s y para VV 47 se halló que $\Delta\Pi^o = 24.2 \pm 0.03$ s, donde los errores provienen de un ajuste por mínimos cuadrados realizado sobre los períodos observados. Estos valores de $\Delta\Pi^o$ son consistentes con $\ell = 1$, hecho que proviene de la comparación con los valores determinados para todas las GW Vir conocidas hasta el momento y de la comparación con los espaciamientos de períodos asintóticos para nuestros modelos de PG 1159. Para la primera determinación de la masa, se grafica, en función de T_{ef} , $\Delta\Pi_{\ell=1}^o$ y el espaciamiento asintótico de períodos $\Delta\Pi_{\ell=1}^a$ de un conjunto de modelos estelares de distinta masa (Fig. 2). Mediante una interpolación lineal, determinamos la masa junto con el error. Obtuvimos para SDSS J0349-0059: $M_* = 0.569^{+0.004}_{-0.002} M_\odot$, mientras que para VV 47: $M_* = 0.526^{+0.006}_{-0.005} M_\odot$ si la estrella se encontrara antes del codo evolutivo, y $M_* = 0.520^{+0.002}_{-0.004} M_\odot$ si estuviera después.

Una segunda determinación consiste en comparar $\Delta\Pi^o$ con el promedio de los espaciamientos de períodos calculado para cada modelo. Mientras el promedio sea evaluado sobre el rango de períodos observado de la estrella, este abordaje resulta apropiado para regímenes de períodos cortos, intermedios y largos, a diferencia del método del espaciamiento asintótico, el cual requiere que los períodos observados tengan órdenes radiales muy altos. Los resultados obtenidos en este caso son para SDSS J0349-0059: $M_* = 0.535 \pm 0.004 M_\odot$, mientras que para VV 47: $M_* = 0.532^{+0.009}_{-0.007} M_\odot$ si se encontrara antes del codo, y $M_* = 0.524 \pm 0.001 M_\odot$ si estuviera después.

Una tercera estimación se puede obtener mediante la búsqueda de modelos estelares cuyos períodos de oscilación sean lo más próximos posible a los períodos observados de la estrella. Esto se lleva a cabo mediante el cálculo de una función de calidad que resulta ser la desviación estándar entre los períodos de pulsación teóricos

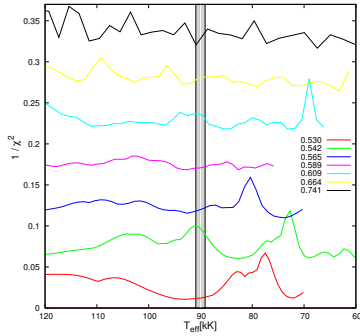


Figura 3: Inversa de la función de calidad del ajuste de períodos vs. T_{ef} para SDSS J049-0059 ($\ell = 1$). La región sombreada representa el rango de error para T_{ef} . Las curvas están desplazadas verticalmente 0.05 unidades para mayor claridad. Las masas están en unidades de M_{\odot} .

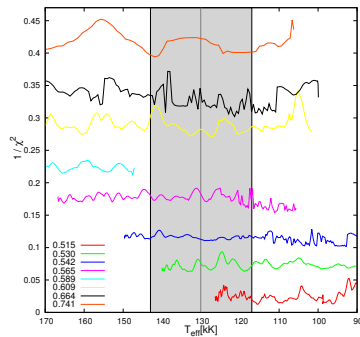


Figura 4: Igual que Fig. 3 pero para el caso de VV 47 antes del codo ($\ell = 1$).

y los observados. Si se encuentra un único mínimo de dicha función, hay una única solución astrosismológica. Si sucede que la función posee múltiples mínimos locales, deben emplearse restricciones externas al método, como por ejemplo, el rango de incerteza de la T_{ef} . Lo relevante de esta técnica es que permite estimar valores teóricos adicionales a la masa, como ser luminosidad, radio y gravedad, entre otros. El ajuste para SDSS J0349-0059 (para $\ell = 1$) se muestra en la Fig. 3, donde se grafica la inversa de la función de calidad vs. T_{ef} . Se puede apreciar que, si bien hay varios máximos locales (posibles soluciones), el modelo con $T_{\text{ef}} = 91\,255$ K para una masa de $M_* = 0.542 M_{\odot}$ representa la mejor solución astrosismológica aproximadamente dentro del rango de T_{ef} dado por la espectroscopía. Adoptado el modelo, disponemos de información teórica adicional (Tabla 1). Para VV 47, en el caso antes del codo ($\ell = 1$), hay muchas posibles soluciones incluso dentro del rango permitido por la espectroscopía (Fig. 4). Si bien no hay unicidad en la solución, es posible adoptar un modelo para una $T_{\text{ef}} = 124\,570$ K para una masa de $M_* = 0.530 M_{\odot}$ que está en acuerdo con las otras determinaciones. Respecto al ajuste para el caso después del codo (no graficado), no parece haber soluciones posibles dentro del rango de T_{ef} consistente con las otras determinaciones.

Tabla 1: Características principales obtenidas para el modelo sismológico adoptado para SDSS J0349-0059.

Cantidad	Espectroscopía	Astrosismología
T_{ef} [kK]	90.0 ± 0.9	91.255
$\log g$	7.5 ± 0.01	7.488
M_* [M_{\odot}]		0.542
$\log(R_*/R_{\odot})$		-1.658
$\log(L_*/L_{\odot})$		1.475

3. Conclusiones

En este trabajo hemos presentado los resultados de un análisis astrosismológico detallado realizado para las estrellas PG 1159 pulsantes SDSS J0349-0059 y VV 47. A partir de los datos fotométricos hemos podido determinar un valor de espaciamento de períodos para cada caso por medio de tres métodos diferentes. Luego, se obtuvieron mediante distintas técnicas astrosismológicas las masas de ambas estrellas. Se puede apreciar el gran acuerdo interno entre las determinaciones entre sí y en comparación con la masa espectroscópica, a pesar de haber sido halladas con métodos tan diferentes. En el caso de SDSS J0349-0059, gracias a haber podido hallar un modelo sismológico que ajusta con cierto grado de exactitud los períodos observados, disponemos de información teórica adicional que no puede inferirse mediante ningún otro método. En el caso de VV 47, si bien no se ha podido hallar un modelo que ajuste los períodos observados para $\ell = 1$ después del codo, queda pendiente explorar el caso en que $\ell = 2$. Esto dará lugar a un trabajo que se encuentra en preparación.

Agradecimientos: Agradecemos a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, al Comité Organizador Local de la 58^a. Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía y al Proyecto de Incentivos de la UNLP (11/G110) por la ayuda económica que hizo posible la participación en la Reunión.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2003, A&A, 404, 593
 Althaus L. G., et al., 2005, A&A, 435, 631
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 863
 Córscico A. H., et al., 2008, A&A, 478, 869
 Córscico A. H., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., 2006, A&A, 458, 259
 Córscico A. H., et al., 2009, A&A, 499, 257
 Córscico A. H., et al., 2007, A&A, 461, 1095
 Córscico A. H., et al., 2007, A&A, 475, 619
 González Pérez J. M., Solheim J.-E., Kamben R., 2006, A&A, 454, 527
 Kawaler S. D., 1988, in Christensen-Dalsgaard J., Frandsen S., eds, Advances in Helio- and Asteroseismology Vol. 123 of IAU Symposium, The Stellar Seismology of the Hot White Dwarf Star PG:1159-035. p. 329
 Miller Bertolami M. M., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 845
 O'Donoghue D., 1994, MNRAS, 270, 222
 Tassoul M., Fontaine G., Winget D. E., 1990, ApJS, 72, 335
 Werner K., Herwig F., 2006, PASP, 118, 183
 Woudt P. A., Warner B., Zietsman E., 2012, MNRAS, 426, 2137



Exploring the circumstellar disk-like structure of the B[e] supergiant LHA 120-S 73

A.F. Torres^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, M. Kraus^{3,4}, M.L. Arias^{1,2}, G. Maravelias³, M. Borges Fernandes⁵ & R. Vallverdú^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *Astronomický ústav, Akademie věd České republiky, Ondřejov, República Checa*

⁴ *Tartu Observatoorium, Tõravere, Estonia*

⁵ *Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brasil*

Contact / atorres@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / LHA 120-S 73 es un objeto peculiar de tipo espectral B8 que se encuentra en la Nube Mayor de Magallanes. Es una estrella supergigante rodeada por gran cantidad de material que forma una estructura tipo disco, vista aproximadamente en la dirección polar. En dicho disco tiene lugar la formación de moléculas y polvo. En este trabajo estudiamos la estructura, cinemática, y propiedades físicas del disco en base a observaciones espectroscópicas de alta y media resolución en la región del óptico e infrarrojo. Usamos diferentes trazadores tales como las líneas en emisión de [O I] y [Ca II] para la región gaseosa más interna y las bandas en emisión de la molécula de CO para el borde interno del disco molecular. Buscamos además la presencia de otras moléculas en la región del infrarrojo cercano y estudiamos la emisión del polvo en el infrarrojo medio.

Abstract / The Large Magellanic Cloud hosts the peculiar B8-type star LHA 120-S 73. Belonging to the B[e] supergiant group, this star is surrounded by large amounts of material which forms a circumstellar disk-like structure, seen more or less pole-on. Within its dense and cool circumstellar disk, molecules form and dust condensates. Based on medium and high-resolution optical and infrared spectroscopic data, we study the structure, kinematics and physical properties of the disk using different tracers, as the emission lines of [O I] and [Ca II] for the innermost gaseous atomic region and the first-overtone bands of CO for the inner border of the molecular disk. We also analyze near-infrared mid-resolution spectra to search for the presence of other molecules and mid-infrared low-resolution spectroscopic observations to study the composition of the dust component.

Keywords / stars: early-type — circumstellar matter — stars: individual: LHA 120-S 73

1. Introduction

B[e] supergiants (B[e]SGs) are massive stars in a short-lived phase of their post-main sequence evolution. This phase is characterized by strong mass ejections rather than a smooth mass loss via a stellar wind. The ejected material accumulates in dense rings or disk-like structures, in which a complex chemistry takes place, resulting in the formation of molecules and dust. Recent observations have revealed that this circumstellar material displays variability, not only in density but also in the kinematical properties.

In this context, we decided to study the structure and kinematics of the circumstellar material of some B[e]SGs, based on the analysis of different optical and infrared spectral features that can trace the disk at different distances from the star. In the optical range forbidden lines such as [O I] and [Ca II] are used to constrain the density and temperature structure of the inner atomic disk regions, while molecular emission arising in the infrared range is a good tracer of the molecular disk.

Increasing our knowledge of the properties of B[e]SGs and their disks could shed light on the phys-

ical mechanism(s) causing this poorly understood transitional phase in the evolution of massive stars. In this work we focus on the star LHA 120-S 73 and present our preliminary results.

2. About LHA 120-S 73

LHA 120-S 73 (= RMC 66; $V = 10.66$) is a peculiar star that belongs to the LMC. It was classified as a B8-type supergiant by Stahl et al. (1983) and Stahl & Wolf (1986) who detected the presence of dust. Zickgraf et al. (1986) derived its stellar parameters: $T_{\text{eff}} = 12\,000$ K, $M_{\text{bol}} = -8.9$, $R = 125 R_{\odot}$, $M = 30 M_{\odot}$, $E(B - V) = 0.12$ and reported its B[e] nature. Intrinsic polarization due to dust was detected suggesting a non-spherically symmetric distribution for it (Magalhaes, 1992). Molecular emission from CO bands was detected in the near-infrared (McGregor et al., 1988; Liermann et al., 2010; Oksala et al., 2013), with apparent stability in both ^{12}CO and ^{13}CO . Emission features from amorphous and crystalline silicates and polycyclic aromatic hydrocarbons were observed in the mid-infrared region (Kastner et al., 2006). Notable far-infrared emission was also observed (van Loon et al., 2010). Variations in its light

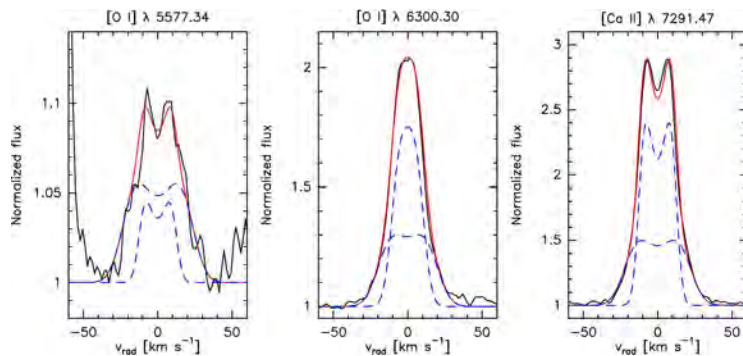


Figure 1: Model fit (red) to the observed (black) [O I] and [Ca II] lines of LHA 120-S 73 in the 1999 spectrum. In blue are shown the contributions of two different rings to the whole profile of each line.

curve were found by van Genderen & Sterken (2002). The existence of a circumstellar disk, seen close to pole-on, was proposed by Zickgraf et al. (1986) and Muratorio & Friedjung (1988) to explain the simultaneous observation of many narrow permitted and forbidden emission lines of low ionized metals and broad P Cygni absorption components. Based on the kinematic analysis of [O I] and [Ca II] lines, Aret et al. (2012) found that the disk is in Keplerian rotation and seen at an inclination angle of $\sim 28^\circ$.

3. Observations

High-resolution optical spectra ($R \sim 48\,000$) in the range 3600–9200 Å were obtained using the FEROS spectrograph at ESO in La Silla (Chile) attached to the 1.52-m telescope in 1999 and to the 2.2-m telescope in 2005, 2014, and 2015 (program ID 076.D-0609(A)).

Using the Phoenix spectrograph, attached to the 8-m telescope at Gemini South (Chile), we obtained high resolution near-infrared spectra ($R \sim 40\,000$) in the ranges 2.288–2.296 μm and 2.320–2.329 μm , under different observing runs during 2004, 2010 and 2011 (program IDs: GS-2004B-Q-54 and GS-2010B-Q-31).

Low resolution mid-infrared spectra ($R \sim 100$) in the range 8–13 μm were acquired with the T-ReCS spectrograph at Gemini South (Chile) attached to the 8-m telescope in 2012 (program ID: GS-2012B-Q-90).

4. Results

4.1. Forbidden lines

Several forbidden emission lines, such as [O I] $\lambda\lambda 5577$ and 6300 and [Ca II] $\lambda 7291$, can be used to trace the neutral and ionized atomic disk regions close to the star. Modeling of these lines is helpful to constrain the kinematics of their formation regions. Based on model fits to the FEROS spectra, we found that the [O I] $\lambda 5577$ and [Ca II] $\lambda 7291$ lines originate from about one ring with a velocity of $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ and another one with a velocity of 23 km s^{-1} . The [O I] $\lambda 6300$ line also has the contribution of two rings, one with a velocity of 34 km s^{-1} that co-exists with the CO gas and another one with a velocity of 17 km s^{-1} (Fig. 1). The velocities have been corrected for the stellar heliocentric velocity.

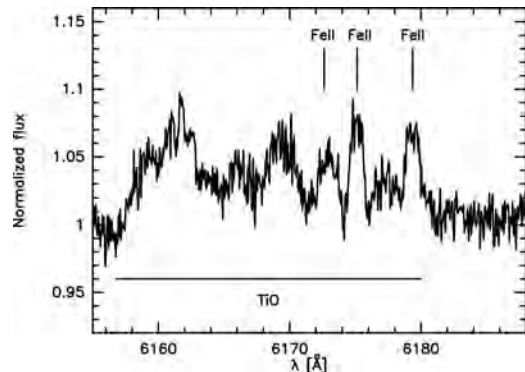


Figure 2: Detection of TiO band emission in 2014 FEROS spectrum.

4.2. TiO emission bands

A broad emission feature extending from 6158 Å to 6180 Å is detected (Fig. 2). Very similar structures were clearly seen in three more B[e]SGs and were assigned to TiO band emission (Zickgraf et al., 1989; Torres et al., 2012). Thus, LHA 120-S 73 is the fourth object with clear signatures of TiO band emission. It is worth noting that all stars with TiO emission also show emission from CO bands (e.g. Oksala et al., 2013).

4.3. CO emission bands and their variability

Molecular bands are excellent indicators for the disk conditions at larger distances from the star. CO bands play a special role, because they mark the transition from the atomic to the molecular region.

Our Phoenix spectra clearly resolve the structure of the first and second band head emission as well as individual double-peaked CO roto-vibrational lines in front of the second band head (Fig. 3). This allows us to constrain the physical parameters of the CO gas very well. The blue shoulder and the red peak of the band head are typical characteristics of emission from a rotating ring or disk (Najita et al., 1996; Kraus et al., 2000).

Using the CO disk code of Kraus et al. (2000) and the disk inclination angle of $i = 28^\circ$ from Aret et al. (2012), the best fit is obtained for $T_{\text{CO}} = 2850 \pm 100 \text{ K}$, $N_{\text{CO}} = (6 \pm 1) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ and a rotational velocity

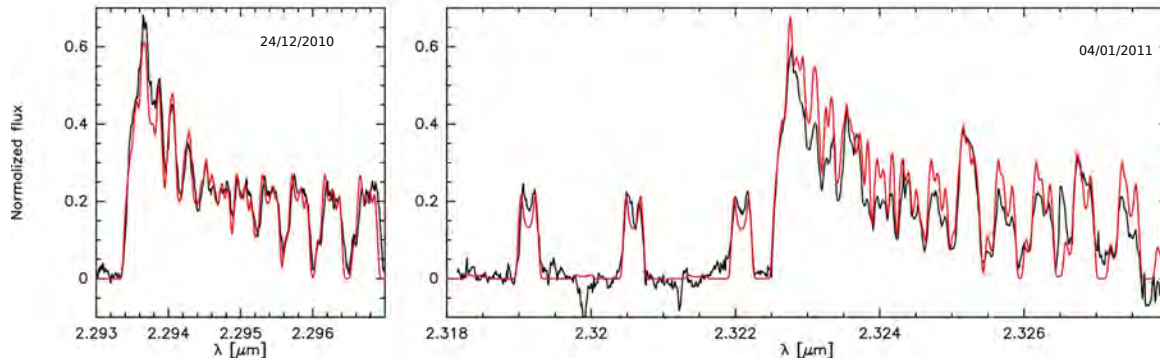


Figure 3: Model fit (red) to the observed (black) first and second CO band heads.

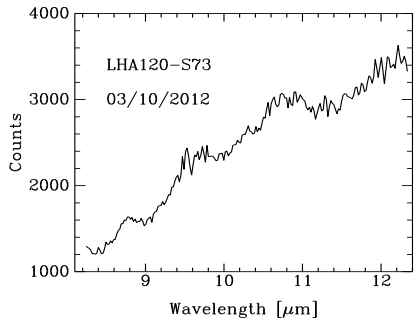


Figure 4: T-ReCS spectrum of LHA 120-S 73. The spectrum is not flux calibrated.

of 34 km s^{-1} (see Fig. 3). No contribution from Pfund emission lines is seen in our data. Noticeable Pfund lines in LHA 120-S 73 arise at longer wavelengths (Liermann et al., 2010; Oksala et al., 2013).

While the optical lines in the FEROS spectra are very stable over the 15 years covered by the data, the intensity of the emission of the CO band head was lower in 2010 than in 2004 but the width of the band head did not change. The latter implies that the rotation velocity of the CO gas did not change, while the former suggests a change in the column density. We interpret this variation as due to density inhomogeneities in the CO ring.

4.4. Dust emission

The T-ReCS spectrum shows two prominent emission features around $9.5 \mu\text{m}$ and $10.8 \mu\text{m}$ (Fig. 4) that resemble the ones shown by Kastner et al. (2006), indicative of a mixture of small and large silicate grains.

5. Conclusions and future work

The results from our data analysis suggest that multiple rings of atomic and molecular gas revolve LHA 120-S 73 on Keplerian orbits. The CO bands display clear indications for density inhomogeneities of yet unknown origin.

We have still to analyze the whole sample of optical observations to complement/improve the study already

done of the tracers of the inner part of the disk. We also intend to estimate the stellar parameters using the BCD method (Chalonge & Divan, 1977) and study in more detail the mid-infrared spectrum of LHA 120-S 73.

Acknowledgements: M. K. and G. M. acknowledge financial support from GAČR (14-21373S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. M. K. also acknowledges financial support from the European Structural Funds grant for the Centre of Excellence “Dark Matter in (Astro)particle Physics and Cosmology”. Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB14AR017) and Argentina (Mincyt-Meys ARC/13/12 and CONICET 14/003) is acknowledged. FEROS observations are supported by MŠMT (LG14013 - Tycho Brahe). Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

References

- Aret A., et al., 2012, MNRAS, 423, 284
- Chalonge D., Divan L., 1977, A&A, 55, 121
- Kastner J. H., et al., 2006, ApJL, 638, L29
- Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158
- Liermann A., et al., 2010, MNRAS, 408, L6
- Magalhaes A. M., 1992, ApJ, 398, 286
- McGregor P. J., Hyland A. R., Hillier D. J., 1988, ApJ, 324, 1071
- Muratorio G., Friedjung M., 1988, A&A, 190, 103
- Najita J., et al., 1996, ApJ, 462, 919
- Oksala M. E., et al., 2013, A&A, 558, A17
- Stahl O., Wolf B., 1986, A&A, 158, 371
- Stahl O., et al., 1983, A&A, 120, 287
- Torres A. F., et al., 2012, MNRAS, 427, L80
- van Genderen A. M., Sterken C., 2002, A&A, 386, 926
- van Loon J. T., et al., 2010, AJ, 139, 68
- Zickgraf F.-J., et al., 1986, A&A, 163, 119
- Zickgraf F.-J., et al., 1989, A&A, 220, 206



Efectos de la difusión en las líneas espectrales de estrellas peculiares magnéticas de helio

R. Vallverdú^{1,2}, J. Panei^{1,2} & L. Cidale^{1,2}

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / rodolfo@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas químicamente peculiares muestran variaciones en las intensidades de las líneas espectrales de algunos elementos químicos. Estas variaciones pueden tener correlación con el período de la rotación estelar. Una posible explicación a este fenómeno es la existencia de manchas que se corresponden con regiones de distinta densidad para un determinado elemento químico. La difusión es un mecanismo posible que permitiría la formación de estas manchas. En este trabajo, mostramos cómo los campos magnéticos pueden afectar a los procesos de difusión, favoreciendo o no la formación de manchas, cuya presencia se traduce en variaciones de las intensidades de los perfiles de línea observados. En particular se analizan las variaciones en las líneas de helio.

Abstract / Chemically peculiar stars show intensity variations in the spectral lines of some chemical elements. These variations might correlate with the rotation period of the star. A possible explanation to this phenomenon is the existence of spots related to regions of different density for a particular chemical element. Diffusion is a possible mechanism that would allow the formation of these spots. In this work, we show how magnetic fields can affect the diffusion processes, either favoring or not the spot's formation, and whose presence results in variations of the intensities of the observed line profiles. In particular, the variations in the lines of helium are discussed.

Keywords / stars: chemically peculiar — stars: magnetic field — diffusion

1. Introducción

Las estrellas denominadas químicamente peculiares (CP) son estrellas de tipos espectrales B y A que presentan variaciones en la intensidad y/o en la forma de las líneas espectrales de algunos elementos químicos. En particular, en este trabajo nos abocamos al estudio de las estrellas variables en helio, que muestran anomalías en las líneas de He a causa de intensificaciones o deficiencias de este elemento en la superficie de la estrella (Jaschek & Jaschek, 1987).

Estas variaciones pueden tener correlación con el período orbital de la estrella, y su causa se atribuye a la formación de manchas con diferentes concentraciones de helio en la fotosfera (Underhill et al., 1975).

El proceso de difusión (gravitatoria y/o radiativa) sería un mecanismo que permitiría la estratificación de los elementos químicos. Sin embargo, la difusión por sí sola no sería suficiente, ya que es necesario romper la simetría esférica. En este trabajo analizamos el efecto combinado de la difusión en presencia de un dipolo magnético a fin de encontrar un mecanismo posible que favorezca la formación de manchas o regiones con inhomogeneidades en helio. Generalmente estas manchas han sido detectadas mediante técnicas de imágenes Doppler (Rusomarov et al., 2015).

2. Modelos

Para el presente trabajo hemos calculado un modelo de fotosfera, correspondiente a una estrella B2V. Los cálcu-

los de la estructura de la atmósfera y de los perfiles de línea han sido realizados adaptando un código originalmente desarrollado por Rohrmann (2001) y Rohrmann et al. (2002). En esta etapa, el modelo de atmósfera está solo constituido por hidrógeno y helio.

Para introducir la presencia de los campos magnéticos, se siguieron los lineamientos propuestos por Valyavin et al. (2004) mediante programas desarrollados a tal fin (Vallverdú et al., 2007; Vallverdú et al., 2014). Dicha presencia de campos magnéticos es introducida en las ecuaciones de estructura de la atmósfera mediante la fuerza de Lorentz, la cual es agregada dentro de la ecuación de equilibrio hidrostático como una gravedad efectiva.

A modo de ejemplo de cómo es esta gravedad efectiva y su dependencia con la latitud magnética, mostramos la Fig. 1. En ella se grafica el cociente entre la gravedad efectiva y la gravedad superficial de la estrella en función de la profundidad óptica. Las distintas curvas se corresponden con diferentes latitudes magnéticas en fracciones de π radianes.

En esta Fig. 1 se muestra el modelo correspondiente a una intensidad del campo magnético de 1000 gauss con la fuerza de Lorentz dirigida hacia adentro de la estrella. En este caso, la gravedad efectiva es siempre mayor que la gravedad superficial. En el caso de que la fuerza de Lorentz esté dirigida hacia afuera (no mostrado aquí), la gravedad efectiva siempre es menor que la superficial. En el caso particular de los polos magnéticos, la contribución de la fuerza de Lorentz es nula.

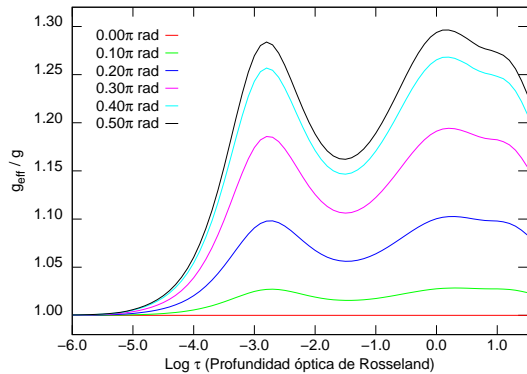


Figura 1: Gravedad efectiva en función de la profundidad óptica para distintas latitudes del campo magnético, para una intensidad de 1000 gauss con la fuerza de Lorentz dirigida hacia adentro de la estrella.

Hemos calculado los perfiles de línea locales de diferentes líneas espectrales de helio para latitudes magnéticas entre 0 (polos) y 0.5π (ecuador magnético) a intervalos de 0.05π radianes.

En cuanto a la difusión, hemos utilizado los programas que hemos desarrollado (ver Panei et al., este volumen) en base a los trabajos de Burgers (1969), Iben & MacDonald (1985) y Paquette et al. (1986).

Los resultados que se muestran aquí corresponden a modelos con los procesos de difusión funcionando durante cien mil años, calculado con pasos de mil años.

3. Resultados

3.1. Anchos equivalentes

A modo de ejemplo, en las Figs. 2 y 3 se representa el comportamiento de los anchos equivalentes calculados para la línea espectral de He I $\lambda 4921$ Å a distintas latitudes magnéticas, considerando un campo dipolar de 1000 gauss y la fuerza de Lorentz dirigida en los dos sentidos posibles.

La Fig. 2 corresponde a un modelo sin procesos de difusión, mientras que en la Fig. 3 se muestra cómo la difusión modifica los anchos equivalentes de la línea. Se observa que el ancho equivalente aumenta hacia el ecuador magnético cuando la fuerza de Lorentz está dirigida hacia el interior, mientras que disminuye al desplazarnos hacia el ecuador cuando la fuerza de Lorentz está dirigida hacia el exterior. Una mayor diferencia ocurre en el caso de la fuerza de Lorentz apuntando hacia el interior de la estrella después de que tuvo lugar la difusión, en lo referente al comportamiento de los modelos en latitudes cercanas al ecuador o al polo magnético. En todas las líneas, la variación de los anchos equivalentes entre el polo y el ecuador magnético, sin tener en cuenta la difusión, es del orden de un 2%, mientras que si consideramos la difusión, la variación de un perfil local puede ser de hasta un 19%.

Se observa que esta variación ocurre abruptamente

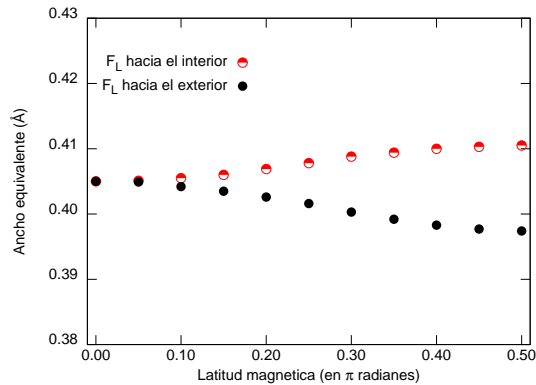


Figura 2: Anchos equivalentes de la línea $\lambda 4921$ Å en función de la latitud magnética, con la fuerza de Lorentz en ambas direcciones y para modelos sin difusión.

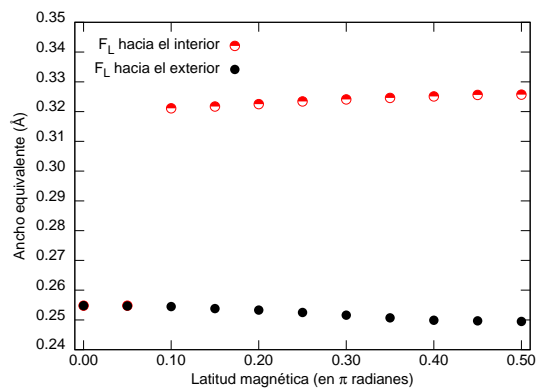


Figura 3: Anchos equivalentes de la línea de He I $\lambda 4921$ en función de la latitud magnética con la fuerza de Lorentz en ambas direcciones, considerando el proceso de difusión en la fotosfera.

a una latitud entre los 10° y 18° , ya que antes o después de esa latitud, la variación en el ancho equivalente es pequeña. El mismo comportamiento se observa en modelos de 2000 gauss, aunque el salto ocurre a una latitud mayor ($\approx 45^\circ$). Contrariamente, en el caso de 500 gauss o menos, no se observa una discontinuidad abrupta en los anchos equivalentes.

3.2. Perfiles de línea

En los gráficos de las Figs. 4 y 5 se muestran los perfiles de línea calculados para He I $\lambda 4921$ en el polo magnético y en el ecuador magnético, para una intensidad de un dipolo magnético de 1000 gauss y la fuerza de Lorentz dirigida en los dos sentidos posibles.

En el caso de la Fig. 4 aparecen las líneas sin procesos de difusión, mientras que en la Fig. 5 mostramos las líneas calculadas después de incluir los procesos de difusión.

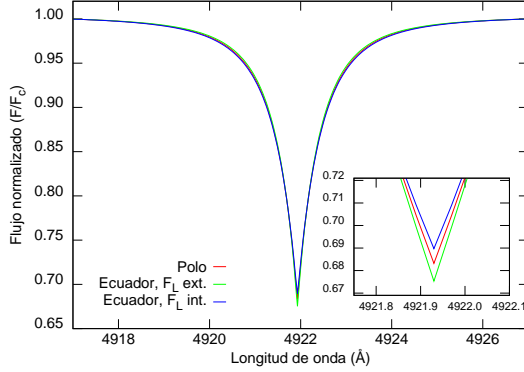


Figura 4: Perfil normalizado de la línea He I λ 4921. Se muestra el perfil originado localmente en el polo y los generados en el ecuador magnético con la fuerza de Lorentz en ambas direcciones, empleando modelos sin difusión.

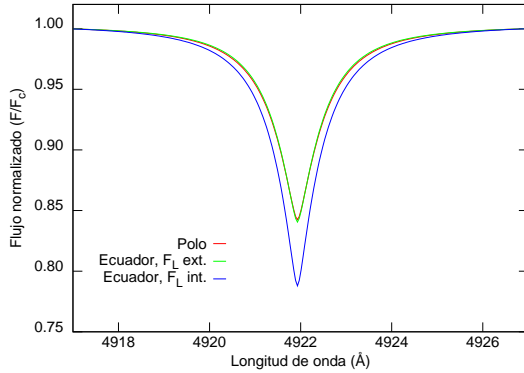


Figura 5: Perfil normalizado de la línea He I λ 4921. Se muestra el perfil originado localmente en el polo y los generados en el ecuador magnético con la fuerza de Lorentz en ambas direcciones, considerando procesos de difusión.

En la Fig. 4 se ve que las variaciones en la intensidad y en la forma de la línea son pequeñas, resultados que ya habíamos encontrado en trabajos anteriores (Vallverdú et al., 2007).

En la Fig. 5 se ve claramente que, después de la difusión, la intensidad de la línea espectral es menor, lo cual se debe a la menor concentración de helio.

Por último, se observa que casi no hay variación en los perfiles de las líneas entre el polo y el ecuador magnético cuando la fuerza de Lorentz está dirigida hacia fuera de la estrella, tal como ocurría cuando no teníamos en cuenta la difusión. En cambio, sí hay una gran variación en el caso de la fuerza de Lorentz apuntando hacia el interior de la estrella. La variación en intensidad de la línea de He I λ 4921 es aproximadamente de un 8% y, al igual que el comportamiento en el ancho equivalente, el salto en intensidad se produce en la zona entre los 10° y 18° de latitud magnética.

4. Conclusiones y trabajos futuros

Vemos que los procesos de difusión combinados con la presencia de campos magnéticos, en particular cuando la fuerza de Lorentz está dirigida hacia el interior de la estrella, pueden generar regiones en las cuales las intensidades de los perfiles de las líneas espectrales del helio son diferentes. Esto podría contribuir a explicar la formación de una región deficiente en helio en la zona polar de las estrellas químicamente peculiares.

Este es un paso preliminar para encarar el cálculo de perfiles integrados sobre todo el disco de la estrella, y analizar cómo varían las líneas con las distintas fases de rotación. Los resultados podrán ser luego comparados con las observaciones.

Pensamos también incorporar a futuro el cálculo de las componentes prohibidas de helio, completando el trabajo previo realizado por Vallverdú et al. (2012).

Agradecimientos: El presente trabajo ha sido posible gracias a los aportes de los proyectos PIP 0177 de CONICET y 11G/137 del Programa de Incentivos de la UNLP.

Referencias

- Burgers J. M., 1969, Flow Equations for Composite Gases. Academic Press, Londres
- Iben Jr. I., MacDonald J., 1985, ApJ, 296, 540
- Jaschek C., Jaschek M., 1987, Sky & Telesc., 74, 612
- Paquette C., et al., 1986, ApJS, 61, 177
- Rohrman R. D., 2001, MNRAS, 323, 699
- Rohrman R. D., et al., 2002, MNRAS, 335, 499
- Rusomarov N., et al., 2015, A&A, 573, A123
- Underhill A. B., Fahey R. P., Klinglesmith D. A., 1975, ApJ, 199, 120
- Vallverdú R. E., Cidale L. S., Rohrman R. D., 2007, in Okazaki A. T., Owocki S. P., Stefl S., eds, Active OB-Stars: Laboratories for Stellare and Circumstellar Physics Vol. 361 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Influence of the Lorentz Force on Line Profiles in Early-Type Magnetic Stars. p. 103
- Vallverdú R., Cidale L., Rohrman R., 2012, BAAA, 55, 159
- Vallverdú R., et al., 2014, Ap&SS, 352, 95
- Valyavin G., Kochukhov O., Piskunov N., 2004, A&A, 420, 993

El efecto de la difusión del ^{22}Ne en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas

M.E. Camisassa^{1,2}, M.M. Miller Bertolami^{1,3}, L.G. Althaus^{1,2} & A.H. Córscico^{1,2}

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

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Garching, Alemania

Contacto / camisassam@gmail.com

Resumen / El ^{22}Ne tiene un exceso de neutrones que hace que rápidamente se difunda hacia el interior de las enanas blancas. Este proceso de sedimentación constituye una fuente extra de energía, retrasando los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas. A su vez, la presencia de una mayor abundancia de ^{22}Ne en el centro de la estrella, modifica la frecuencia de Brunt-Väisälä y por consiguiente el espectro de pulsaciones también se ve modificado. En este trabajo se pretende discutir la importancia de la sedimentación del ^{22}Ne en enanas blancas provenientes de progenitores de metalicidad solar ($Z = 0.02$). Con esa finalidad, hemos calculado secuencias evolutivas de enanas blancas de 0.528, 0.576, 0.657 y 0.833 M_{\odot} , teniendo en cuenta la sedimentación del ^{22}Ne . Las mismas fueron derivadas a partir de la historia evolutiva de sus estrellas progenitoras, incluida la etapa de quema central de hidrógeno y helio, y los pulsos térmicos en la rama asintótica de las gigantes. De esta manera, los perfiles de ^{22}Ne son el resultado de la evolución previa. Nuestros resultados muestran que la sedimentación del ^{22}Ne retrasa los tiempos de enfriamiento de dichas enanas blancas en el orden de 1 Ga a bajas luminosidades ($\log(L/L_{\odot}) \lesssim -4.25$), impactando en las técnicas que utilizan enanas blancas para datar poblaciones estelares. El no considerar la sedimentación del ^{22}Ne en el cómputo de la función de luminosidad teórica, implica una subestimación de la edad de la población. A su vez, estudiamos el efecto de dicho proceso en las propiedades pulsacionales de las enanas blancas pulsantes ZZ Ceti.

Abstract / Due the large neutron excess of ^{22}Ne , this isotope rapidly sediments in the interior of the white dwarfs. This process releases an extra amount of energy, thus delaying the cooling times of the white dwarf. Furthermore, the overabundance of ^{22}Ne in the inner regions of the star, modifies the Brunt-Väisälä frequency, thus, altering its pulsational properties. In this work, we discuss the impact of ^{22}Ne sedimentation in white dwarfs derived from solar metallicity progenitors ($Z = 0.02$). We performed evolutionary calculations of white dwarfs of 0.528, 0.576, 0.657 and 0.833 M_{\odot} . These models are the result of the full evolutionary calculations of their progenitor stars, starting at the zero age main sequence. Our computations show that ^{22}Ne sedimentation delays the cooling times of white dwarfs in about 1 Gyr at low luminosities ($\log(L/L_{\odot}) \lesssim -4.25$), affecting the techniques that use white dwarfs to date stellar populations. Neglecting ^{22}Ne sedimentation when calculating the theoretical white dwarf luminosity function, implies to underestimate the age of the stellar population. Additionally, we studied the consequences of ^{22}Ne sedimentation on the pulsational properties of ZZ Ceti white dwarfs.

Keywords / diffusion — stars: evolution — stars: interiors — white dwarfs — asteroseismology

1. Introducción

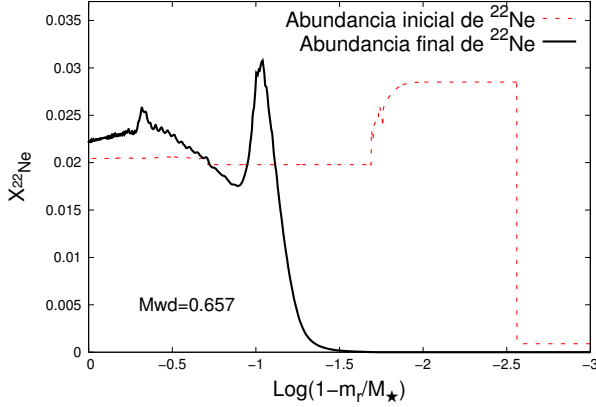
Las enanas blancas son utilizadas para datar poblaciones estelares a través de su función de luminosidad (García-Berro et al., 1988; Hansen et al., 2007; Winget et al., 2009; García-Berro et al., 2010). Desde el punto de vista teórico, esta aplicación requiere de nuevos modelos evolutivos de enanas blancas muy precisos que tengan en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía, así como un tratamiento completo de las etapas evolutivas previas. El ^{22}Ne se produce durante la quema de helio, a partir de la captura de partículas alfa por núcleos de ^{14}N , y su abundancia en la etapa de enana blanca es del orden de la metalicidad inicial del progenitor. El exceso de neutrones del ^{22}Ne ($10p+12n$) hace que rápidamente se difunda hacia el interior de las enanas blancas constituyendo una fuente extra de energía (Deloye & Bildsten, 2002). Esta fuente extra de energía retrasa los tiempos

de enfriamiento, y por ende trae aparejadas consecuencias en las técnicas que utilizan a las enanas blancas para datar poblaciones estelares. Por otro lado, esta sedimentación modifica los perfiles químicos de la enana blanca, impactando sobre las propiedades pulsacionales de la estrella. En este trabajo hemos estimado las consecuencias de la difusión del ^{22}Ne en las escalas de tiempo evolutivas de las enanas blancas; y, a su vez, hemos estudiado el impacto de dicho proceso en los períodos de las enanas blancas pulsantes ZZ Ceti.

Con esa finalidad, hemos calculado cuatro secuencias evolutivas de modelos de enanas blancas considerando la difusión del ^{22}Ne . Estas fueron calculadas consistentemente con las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras, desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés), pasando por la quema central de hidrógeno y helio, y los pulsos térmicos en la rama asintótica de las gigantes (AGB, por sus siglas

Tabla 1: Masas iniciales y las masas finales resultantes de las secuencias calculadas.

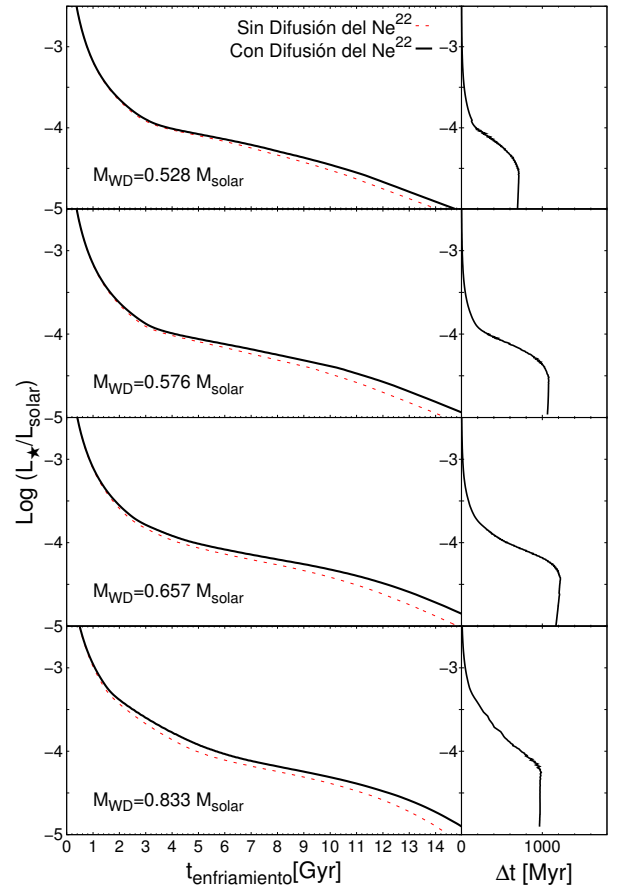
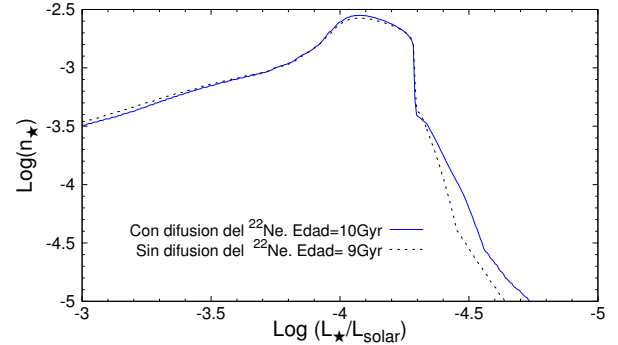
$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{WD}} [M_{\odot}]$
1.00	0.528
1.50	0.576
3.00	0.657
4.00	0.833


 Figura 1: Abundancias iniciales y finales del ^{22}Ne para el modelo de enana blanca de $0.657 M_{\odot}$.

en inglés). De esta manera, tanto la estructura termomecánica como los perfiles químicos de nuestros modelos al comienzo de la etapa de enana blanca, son resultado de las etapas evolutivas previas. Los modelos iniciales tienen metalicidad $Z = 0.02$. Los cálculos fueron realizados utilizando el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2012, 2013), considerando los coeficientes de difusión del ^{22}Ne en plasmas de carbono y oxígeno de Hugtto et al. (2010). Las masas iniciales, y las masas resultantes en la etapa de enana blanca, se muestran en la Tabla 1. A su vez, con fines comparativos, hemos recalculado las mismas secuencias, pero despreciando la difusión del ^{22}Ne . Para realizar los cálculos de este trabajo, hemos empleado la versión adiabática del código de pulsaciones LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006).

2. Resultados

En la Fig. 1 se muestran las abundancias iniciales y finales de ^{22}Ne del modelo de enana blanca de $0.657 M_{\odot}$. Se entiende por abundancia inicial la abundancia al comienzo de la etapa de enana blanca, definida como el momento en el que la estrella alcanza la máxima temperatura efectiva; y por abundancia final al momento en el que la enana blanca alcanza una luminosidad $\log(L/L_{\odot}) \sim -5$. Se puede ver que el ^{22}Ne se difunde hacia las regiones internas de la estrella. Los picos en la abundancia final, en $\log(1 - m_r/M_{\star}) \sim -0.3$ y ~ -1 , son debido a que el coeficiente de difusión del ^{22}Ne no es constante en toda la estrella, y por ende, dicho elemento tiende a acumularse en ciertas regiones. En la Fig. 2 podemos observar el impacto que tiene la difusión del ^{22}Ne en los tiempos de enfriamiento de los cuatro modelos de enanas blancas. Los paneles izquierdos


 Figura 2: Edad (paneles izquierdos) y diferencia de edad inducida por la difusión del ^{22}Ne (paneles derechos) de nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas.

 Figura 3: Funciones de luminosidad teóricas de una población arbitraria de $Z = 0.02$ y tasa de formación estelar constante.

muestran el logaritmo de la luminosidad de las enanas blancas, en función del tiempo de enfriamiento de las mismas (definido como el tiempo desde que la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva en el diagrama HR). La línea continua muestra las secuencias de enanas blancas calculadas considerando la difusión del ^{22}Ne . La línea a trazos muestra las secuencias que hemos calculado sin incluir la difusión del ^{22}Ne . Los paneles derechos muestran la diferencia en millones de años entre las secuencias que incluyen difusión del ^{22}Ne y las que no. Podemos ver que la difusión del ^{22}Ne retrasa

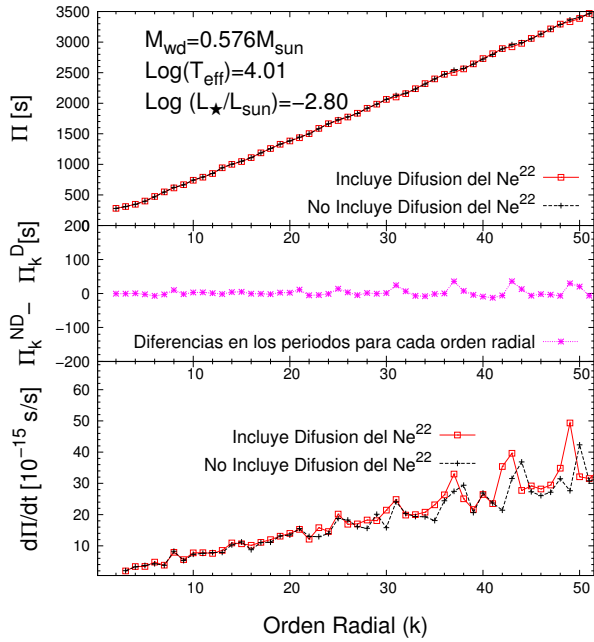


Figura 4: Diferencias predichas en los períodos de modos g con $\ell = 1$, de las estrellas ZZ Ceti si se considera o no la difusión del ^{22}Ne , para nuestro modelo de enana blanca de $0.576 M_{\odot}$.

los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas en el orden de 1 Ga ($1 \text{ Ga} = 10^9$ años) a bajas luminosidades ($\log(L/L_{\odot}) \lesssim -4.25$). Conforme aumenta la masa de la enana blanca, la difusión es más eficiente. Sin embargo, cuando la estrella comienza a cristalizar, dicho proceso se vuelve inefectivo, y por ende los tiempos de enfriamiento dejan de retrasarse, viéndose reflejado en la caída vertical en los paneles derechos de la Fig. 2.

La Fig. 3 muestra dos funciones de luminosidad teóricas de enanas blancas para una población arbitraria de $Z = 0.02$ y tasa de formación estelar constante. Una fue calculada a partir de las secuencias que incluyen difusión del ^{22}Ne para una edad de 10 Ga (línea continua); y la otra a partir de las secuencias que desprecian dicho proceso, para una edad de 9 Ga (línea a trazos). Se ve que el no considerar difusión del ^{22}Ne en los cálculos teóricos de la función de luminosidad, implica una subestimación de la edad de las poblaciones en 1 Ga.

Las Figs. 4 y 5 muestran los períodos y las variaciones temporales de los períodos de modos g (gravedad) con $\ell = 1$ de las enanas blancas pulsantes ZZ Ceti. La mayor abundancia de ^{22}Ne en el centro de la estrella, debida al proceso de difusión, modifica la frecuencia de Brunt-Väisälä y, por ende los períodos pulsacionales y las variaciones temporales de los períodos pulsacionales también se ven afectados por dicho proceso. La Fig. 4 muestra el efecto en el modelo de enana blanca de $0.576 M_{\odot}$. Las diferencias en los períodos dipolares ($\ell = 1$) entre 100 y 1200 s (rango de períodos observados en las ZZ Ceti) son del orden de los ~ 3 s. Para el modelo de enana blanca de $0.833 M_{\odot}$ (Fig. 5) las diferencias en los períodos son más notorias. En el rango de períodos en el que se observan las ZZ Ceti, las diferencias en el modelo de enana blanca de $0.833 M_{\odot}$ son del

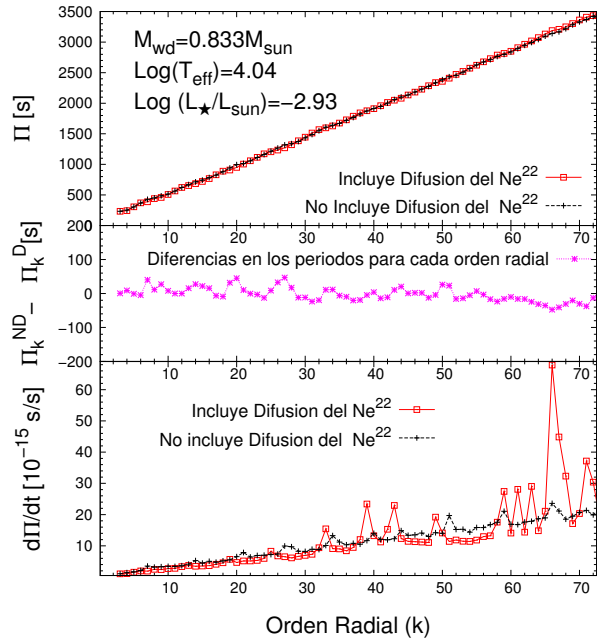


Figura 5: Idem Fig. 4 para nuestro modelo de enana blanca de $0.833 M_{\odot}$.

orden de ~ 11 s. Estas diferencias son bastante mayores que las incertezas que se encuentran en los períodos observados de las ZZ Ceti. A su vez, las diferencias en los períodos son mayores para modos de pulsación con ordenes radiales mayores.

Concluimos que la difusión del ^{22}Ne retrasa los tiempos de enfriamiento en el orden de 1 Ga en enanas blancas provenientes de metalicidad solar, a bajas luminosidades. Como consecuencia, el proceso de difusión del ^{22}Ne debería tenerse en cuenta a la hora de determinar edades de poblaciones estelares con $Z \sim 0.02$, mediante el uso de enanas blancas. A su vez, dicho proceso impacta sobre las propiedades pulsacionales de las ZZ Ceti más masivas, pero no sobre las de $\sim 0.6 M_{\odot}$. Las diferencias en los períodos se encuentran principalmente a ordenes radiales altos.

Agradecimientos: MEC agradece a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, al COL de la 58a. Reunión de la AAA y al proyecto de incentivos de la UNLP (11/G110), por la ayuda económica otorgada. M3B es financiado por la Alexander von Humboldt Foundation.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2012, *A&A*, 537, A33
 Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Córscico A. H., 2013, *A&A*, 557, A19
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, *A&A*, 454, 863
 Deloye C. J., Bildsten L., 2002, *ApJ*, 580, 1077
 García-Berro E., et al., 1988, *Nature*, 333, 642
 García-Berro E., et al., 2010, *Nature*, 465, 194
 Hansen B. M. S., et al., 2007, *ApJ*, 671, 380
 Hughto J., et al., 2010, *Physical Review*, 82, 066401
 Winget D. E., et al., 2009, *ApJL*, 693, L6

Hacia la búsqueda sistemática de estrellas variables en asociaciones estelares: escarbando VSX y ASAS

M. Jaque Arancibia¹, J.F. González^{1,2}, R.H. Barbá³, M.G. Flores¹ & M.E. Veramendi^{2,4}

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

² *Universidad Nacional de San Juan, Argentina*

³ *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, Chile*

⁴ *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina*

Contacto / mjaque@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Presentamos una metodología para la determinación de períodos y clasificación automática de curvas de luz de binarias eclipsantes. En este caso, hemos correlacionado la lista de las estrellas binarias eclipsantes de la base de datos del *international Variable Star indeX* (VSX), con la base de datos del *All-Sky Automated Survey* (ASAS) y SIMBAD, obteniendo curvas de luz de casi 23 000 estrellas con magnitudes en el rango $V = 7 - 14$. Alrededor del 40 % de estas estrellas no tienen identificaciones previas realizadas mediante el *software* de clasificación automatizada de detección de variables de ASAS, lo cual abre la puerta a la búsqueda de nuevas estrellas binarias eclipsantes. Mostramos una estadística general sobre las características de las curvas de luz extraídas, con los observables relevantes para las 15 000 estrellas de la muestra, de las cuales casi 10 000 objetos carecen de estudios detallados (menos de cuatro entradas bibliográficas).

Abstract / We present an application for period determination and automatic classification of light curves for eclipsing binaries. In this case, we have correlated the list of eclipsing binary stars from the international Variable Star indeX (VSX) data base, with the All-Sky Automated Survey (ASAS) and SIMBAD databases. As a result, we have obtained nearly 23 000 light curves for stars with V stellar magnitudes between 7 and 14. About 40 % of these stars had not been previously detected by the automatic classification software of the ASAS project, which is motivating for finding new eclipsing binary stars. We show an overall statistics about light curves parameters for the 15 000 stars of our sample, among which almost 10 000 still lack detailed observational studies (less than four bibliographic entries).

Keywords / binaries: eclipsing — methods: data analysis — astronomical data bases: miscellaneous

1. Motivación

Las grandes bases de datos, y la cada vez más fluida interacción con las herramientas de los observatorios virtuales, nos permiten mejorar sustancialmente la calidad estadística de las muestras y analizar de modo combinado gran cantidad de datos simultáneamente. Es por esta razón que estamos desarrollando una metodología para la detección de estrellas variables para aplicarla de modo sistemático a observaciones fotométricas propias de asociaciones estelares y a bases de datos fotométricas que no han sido suficientemente explotadas. Nuestro interés se centra principalmente en la detección de estrellas eclipsantes, que revisten especial importancia en los estudios de estructura y evolución estelar, ya que sirven, por ejemplo, para la determinación de masas estelares precisas combinando el modelado de las curvas de luz y de velocidad radial.

2. Metodología

Al enfrentarnos a un gran volumen de datos fue necesario desarrollar una estrategia y metodología muy clara y precisa con la finalidad de no arrastrar errores sistemáticos significativos. A continuación listamos los pa-

sos empleados para el desarrollo del trabajo. Las acciones señaladas como (a), (b) y (c) corresponden a tareas realizadas mediante TOPCAT, PYTHON y FORTRAN, respectivamente.

- Selección de las estrellas clasificadas como eclipsantes en la base de datos del *international Variable Star indeX* (VSX, Watson, 2006)(a).
- Filtrado de observaciones defectuosas en *All-Sky Automated Survey* (ASAS, Pojmanski, 2002) (b).
- Búsqueda de períodos mediante métodos de Lomb-Scargle (L-S) y *Phase Dispersion Minimization* (PDM) mediante los paquetes FATS (Nun et al., 2015), UPSILON* y PYASTRONOMY**(b).
- Clasificación de la curva de luz y estadística general (b).
- Ajuste de las curvas de luz, obtención de un estimador de señal-ruido (S/R) en base al cálculo de residuos (c).
- Descarte estadístico de los casos dudosos utilizando una probabilidad de “falsa alarma” y el análisis de residuos (a,b).
- Comparación de los períodos obtenidos con aquellos

*<https://libraries.io/pypi/upsilon>

**<https://github.com/sczesla/PyAstronomy>

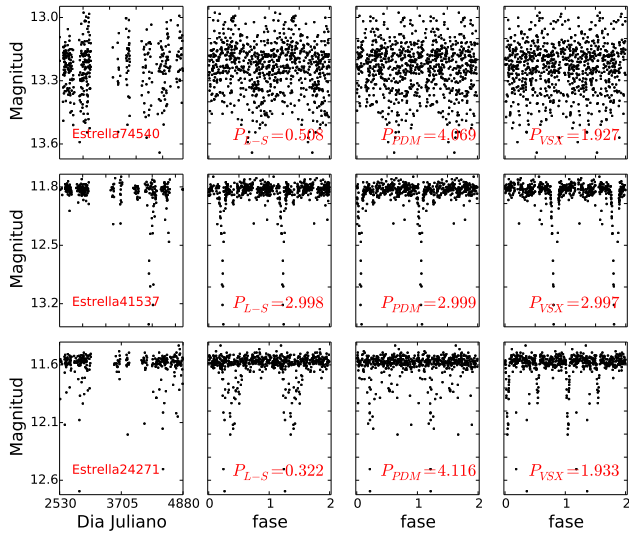


Figura 1: De forma horizontal se pueden observar tres ejemplos de estrellas eclipsantes que no fueron consideradas para este trabajo. En color rojo van indicadas, en forma ascendente: la designación de la estrella, el período calculado con L-S, PDM y el publicado por VSX. La estrella 74 540 es un ejemplo de un objeto que no muestra variabilidad periódica en la fotometría de ASAS; en la estrella 41 537 los datos de ASAS no muestrean bien los eclipses y la estrella 24 271 muestra un caso en que falló la detección del período debido al uso de una grilla muy gruesa de períodos de búsqueda.

de ASAS y VSX (a).

- Extracción de parámetros observables publicados de SIMBAD (a).
- Generación de la curva de luz final y clasificación definitiva (b,c).

3. Análisis de la muestra

VSX lista un total de 91 751 estrellas eclipsantes de las cuales 22 985 tienen fotometría en ASAS. De esta muestra hemos detectado 14 323 estrellas eclipsantes y 8 662 estrellas dieron resultados negativos. Existen 665 estrellas que tienen períodos dudosos cercanos a fracción de día. Las estrellas eclipsantes VSX con resultados negativos se dividen en dos grandes grupos: a) aquellas que no muestran variabilidad pronunciada en VSX, por lo cual no las consideramos como estrellas eclipsantes en este trabajo y b) las que resultaron con determinaciones de períodos erróneos por distintos motivos como, por ejemplo, una grilla de períodos muy gruesa (ver Fig. 1).

4. Clasificación de las curvas de luz

Para la clasificación de las curvas de luz se ha ajustado una función analítica que describe la curva con pocos parámetros: magnitud máxima, amplitud, cociente de mínimos y parámetro de forma β . Este parámetro β varía paulatinamente entre 0 y 1, cambiando el ancho de los mínimos y la forma de los máximos, y vale aproximadamente 0.00–0.12 en curvas de variables elipsoidales, 0.12–0.7 en binarias eclipsantes tipo W UMa, 0.7–0.95

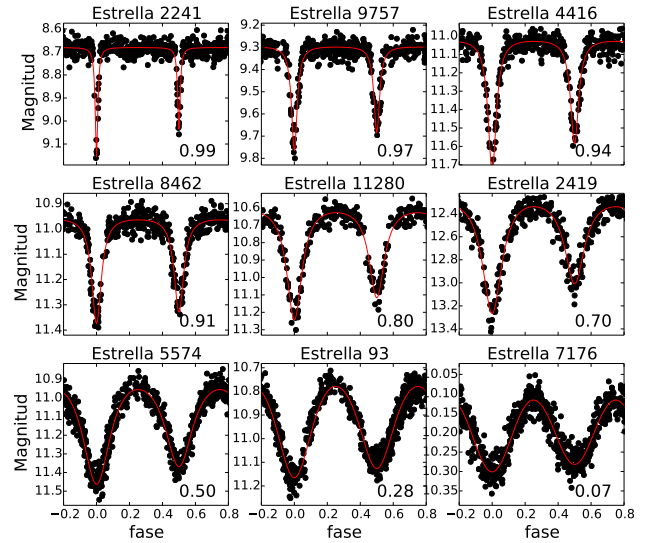


Figura 2: Ejemplos de curvas con distintos valores del parámetro β de forma decreciente, indicado en la esquina inferior derecha de cada panel.

en binarias eclipsantes juntas y 0.95–0.999 en binarias separadas (ver Fig. 2).

En la Fig. 3 se observan cuatro histogramas en donde se visualiza la distribución de períodos, amplitud, razón entre los mínimos de los eclipses y la clasificación asignada. Para estos gráficos se tomaron en cuenta sólo los objetos en los que el ajuste de la curva no mostraba ningún problema y tienen una S/R > 1.

5. Posibilidades de investigación

La Fig. 4 muestra un panorama general sobre el estudio de este conjunto de estrellas. Se ve claramente que hay grandes posibilidades de investigación basándonos solamente en datos públicos. Con el gráfico de coordenadas y el histograma de magnitudes se puede notar que un buen porcentaje de estas estrellas son observables desde el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). El histograma de espectros ESO muestra el conteo de estrellas con respecto a la cantidad de espectros *echelle* públicos de la base de datos de la ESO. De esta forma el proyecto ha permitido individualizar binarias con datos observacionales disponibles que no han sido explotados científicamente. Como ejemplo, la Fig. 5 muestra una estrella cuya curva de luz que no ha sido detectada por ASAS y que no cuenta con ningún estudio publicado. Utilizando 7 espectros HARPS públicos en combinación con la fotometría de ASAS, se ha podido calcular la órbita obteniendo masas y radios con una precisión de 4–5%. Un aspecto interesante es que se trata de un sistema triple espectroscópico con una terciaria que tiene la misma velocidad radial que el centro de masa de la binaria (cruces en la figura). Actualmente estamos trabajando en la identificación sistemática de este tipo de objetos con datos observacionales y sin estudios publicados.

Además hemos aplicado el método a observaciones del proyecto *NIP of Stars* (Barbá et al., 2011). En la

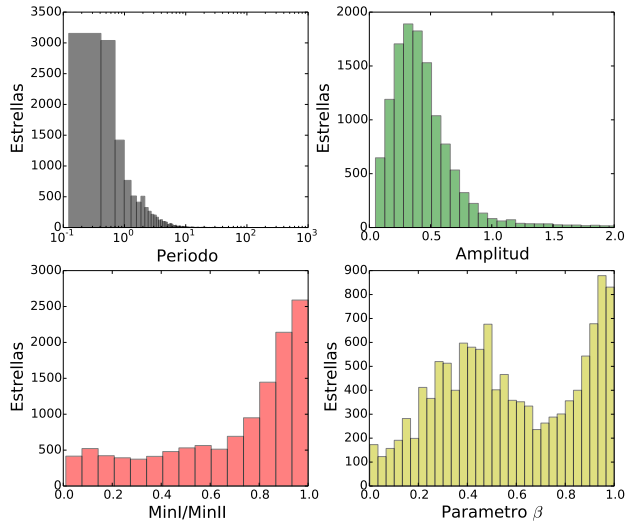


Figura 3: Histograma de 4 observables calculados.

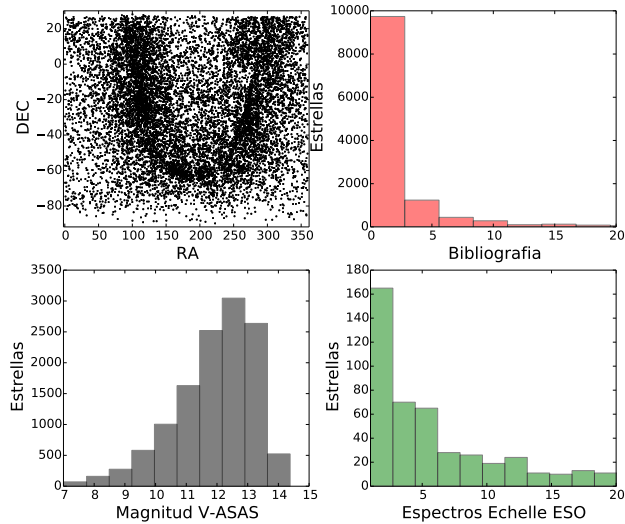


Figura 4: Panorama general sobre el estudio de estrellas eclipsantes observadas por ASAS.

Fig. 6 se muestran 2 binarias eclipsantes detectadas con nuestro método a partir de observaciones fotométricas en banda Y de estrellas en el área de la Nebulosa de Carina.

6. Trabajo a futuro

El trabajo desarrollado hasta el momento es auspicioso. Con los datos recopilados se podrían hacer análisis profundos de algunas estrellas eclipsantes combinando curvas de luz y de velocidad radial. Sin embargo quedan varias cosas por mejorar y hacer, como por ejemplo: a) mejorar la metodología de búsqueda de períodos; b) optimizar la limpieza de observaciones espurias en los datos de ASAS; c) analizar estadísticamente los probables períodos determinados con PDM; d) mejorar la metodología de clasificación de las curvas de luz; e) recuperar información de observaciones espectroscópicas en otras

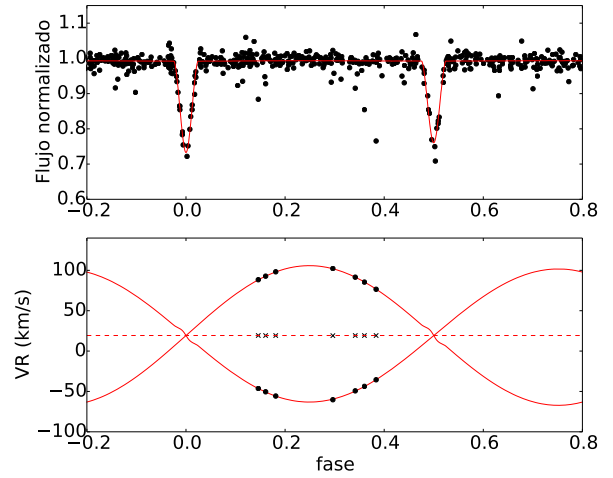


Figura 5: Sistema triple detectado con fotometría ASAS y espectros HARPS.

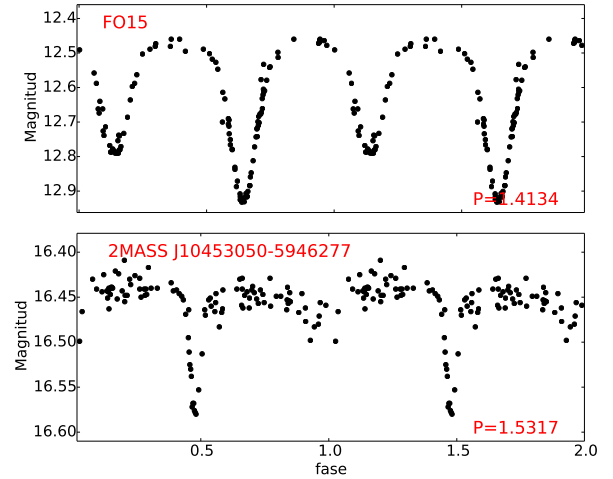


Figura 6: El panel superior muestra la curva de luz de FO15, una conocida binaria masiva de tipo espectral O, mientras que el inferior muestra una nueva binaria eclipsante.

bases de datos; f) aplicar la metodología a las bases de datos propias. En este momento se está trabajando en el desarrollo de un único código en lenguaje PYTHON que incluya todas estas mejoras y que ejecute el análisis presentado en este trabajo.

Agradecimientos: MJA y MGF agradece a CONICET por la beca doctoral. RHB agradece soporte a Proyecto FONDECYT 1140076. JFG agradece financiamiento de Proyecto PICTO-UNSJ 09-125.

Referencias

Barbá R., et al., 2011, BAAA, 54, 85
 Nun L., et al., 2015, ArXiv e-prints
 Pojmanski G., 2002, Acta Astronomica, 52, 397
 Watson C. L., 2006, Society for Astronomical Sciences Annual Symposium, 25, 47



Exploración del catálogo de objetos en emisión $H\alpha$ de Henize y *All Sky Automated Survey*: nuevas variables y tipos espectrales

M. Jaque Arancibia¹, R.H. Barbá², A. Collado¹, R. Gamen³ & J.I. Arias²

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

² *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, La Serena, Chile*

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

Contacto / mjaque@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Los grandes sondeos astronómicos nos permiten hacer estudios sistemáticos con significativo peso estadístico de las poblaciones estelares. En este estudio correlacionamos el catálogo de objetos en emisión en $H\alpha$ de Henize contra *The All Sky Automated Survey* (ASAS). Hallamos que 1402 de 1929 fuentes $H\alpha$ tienen curvas de luz en ASAS. De tal número, más del 50% (723 fuentes) son variables periódicas con amplitudes mayores a 0.05 magnitudes, mientras que 276 fuentes presentan variaciones fotométricas pero sin una clara periodicidad. Encontramos variables de muy diferentes tipos, entre las que cuentan Miras, eclipsantes, eruptivas, etc. Además, solo 133 estrellas eran previamente conocidas en el catálogo ASAS, 93 de ellas con estudios detallados. Para caracterizar la naturaleza de las fuentes es que hemos comenzado un programa de observaciones espectroscópicas usando el telescopio de 2.15 m Jorge Sahade del Complejo Astronómico El Leoncito (Argentina). Al momento hemos observado un conjunto de 67 fuentes azules (según los colores de 2MASS), siendo la mayoría de tipo Be. Este conjunto de estrellas, Be brillantes y variables, son ideales para monitorear en vista del estudio del fenómeno Be.

Abstract / Large astronomical surveys allow us to do systematic studies of stellar populations with significant statistical weight. In this study, we have cross-correlated the Henize's (1976) catalog of stellar sources with $H\alpha$ emission-line with "The All Sky Automated Survey" database. After the positional cross-matching we have found that 1402 of 1926 $H\alpha$ sources have ASAS light-curves. From that number, more than 50% (723 sources) are periodic variables with amplitude larger than 0.05 magnitudes, while 276 sources show photometric variations without a clear periodicity. Variable stars that we have found are of many different types, among them Miras, eclipsing binaries, bursting stars, etc. Also, only 133 stars are known previously as variable sources in ASAS catalogue, and 93 of them were studied previously in detail. In order to characterize the nature of the sources, we have started a medium-resolution spectroscopic survey of the unstudied variable emission-line objects using the 2.15-m Jorge Sahade Telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (Argentina). At the moment, we have observed a set of 67 blue stars selected using 2MASS colors, being almost all of them Be-type stars. This set of bright new variable Be-type stars is ideal for follow-up monitoring for the study of the Be-phenomenon.

Keywords / stars: variables: general — stars: emission-line, Be

1. Motivación

En una estrella pueden operar muchos mecanismos por los cuales se generen líneas en emisión, como atmósferas extendidas, discos de acreción, campos magnéticos, transferencia de masas en sistemas binarios, colisión de vientos en binarias, fenómenos eruptivos, llamaradas estelares (*flares*), pulsaciones estelares, etc. Siempre que una estrella muestra líneas en emisión se convierte en un objeto especial que merece estudio. Si a esta propiedad le sumamos que la variabilidad de la luz nos puede revelar información sobre su estructura, estado evolutivo y entorno, nos damos cuenta que las estrellas con emisión en $H\alpha$, que son intrínsecamente variables, entregan una oportunidad astrofísica concreta de asociar estas dos características: variabilidad y líneas de emisión. Con esta idea en mente decidimos cruzar la información del catálogo de fuentes estelares con emisión en

$H\alpha$ de Henize (1976) contra la base de datos de *The All Sky Automated Survey* (ASAS, por sus siglas en inglés, Pojmanski, 2002).

2. Metodología

Para obtener los datos y curvas de luz finales de la correlación de los catálogos se utilizó la siguiente metodología:

- Selección de las fuentes del catálogo de Henize (1976) con emisión en $H\alpha$.
- Confirmación de las coordenadas contrastando con el catálogo de clasificación espectral de Skiff (2014).
- Extracción de la fotometría multiépoca de las estrellas seleccionadas de la base de datos de ASAS.
- Filtrado de observaciones defectuosas en las tablas de ASAS.

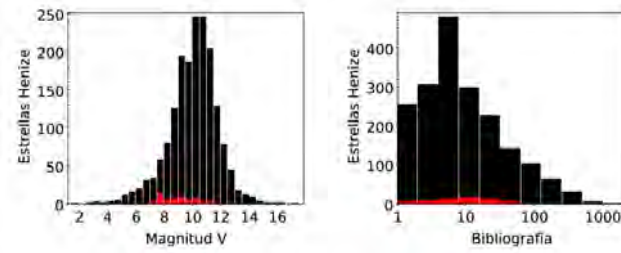


Figura 1: A la izquierda se muestra la distribución de las magnitudes de las estrellas correlacionadas, mientras que a la derecha se observa la distribución de publicaciones entregada por SIMBAD asociadas a cada estrella correlacionada. Para ambos gráficos, la distribución que se observa en rojo son las estrellas observadas hasta el momento en CASLEO.

- Búsqueda de variabilidad a largo plazo inspeccionando visualmente las curvas de luz.
- Búsqueda de períodos mediante el método *Phase Dispersion Minimization* (PDM).
- Clasificación del tipo de variable.
- Correlación con el catálogo *International Variable Star Index* (Watson, 2006, VSX, por sus siglas en inglés).
- Extracción de parámetros observables de SIMBAD.
- Generación de la curva de luz final y clasificación definitiva.

3. Muestra

Del total de 1929 estrellas del catálogo de estrellas con emisión en $H\alpha$ se obtuvo la fotometría ASAS de 1402 fuentes; las faltantes se debe al hecho de que están saturadas ($V < 7.5$), son demasiado débiles ($V > 14$) o se encuentran muy al norte ($DEC > +25^\circ$). De este subconjunto hemos detectado 857 estrellas variables con períodos confiables y 342 con variabilidad a largo plazo o de menor amplitud. De VSX recopilamos 481 estrellas con variabilidad conocida, de las cuales 207 tienen un período publicado. La Fig. 1 muestra la distribución en magnitud y bibliografía de las fuentes correlacionadas.

4. Curvas de luz

Luego de la extracción de la fotometría multiépoca de las estrellas seleccionadas de la base de datos de ASAS, se filtraron las tablas teniendo como estrategia utilizar la columna "MAG_0", eliminar las observaciones de corto tiempo de exposición consecutivas y solo dejar las magnitudes con la mejor calidad, que viene dada con la letra "A" en la columna "grade". La columna "MAG_0" tiene una fotometría de apertura con un diámetro de 2 pixeles, lo que equivale a $30''$. De esta forma se ha detectado una amplia variedad de tipos de curvas de luz, como por ejemplo: eclipsantes, pulsantes, Miras, Gama Cas y de largo período, incluyendo subcategorías de las mismas. Este amplio zoológico de curvas de luz podría llegar a ser predecible viendo el número de variables encontradas. Las Figs. 2 y 3 muestran algunos ejemplos de nuevas estrellas binarias eclipsantes y nuevas variables

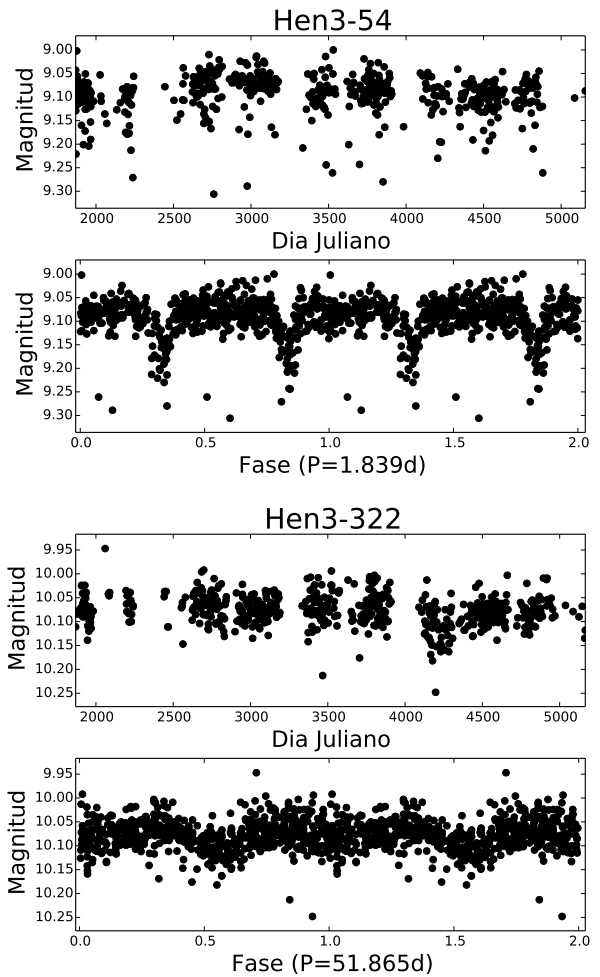


Figura 2: Ejemplo de detección de nuevas curvas de estrellas eclipsantes.

irregulares de distinta amplitud y modulación. El rango de períodos encontrados va desde los 0.1 días hasta unos 4000 días con amplitudes sobre las 0.05 magnitudes.

5. Observaciones espectroscópicas

Las motivaciones para hacer observaciones espectroscópicas son principalmente: a) analizar la naturaleza de estas estrellas, ya que muchas de ellas muestran curvas muy peculiares b) hacer una clasificación con tipos MK más precisa de las estrellas que no tienen una clasificación confiable. Para lograr este objetivo hemos dispuesto de dos turnos de observación consecutivos en el telescopio Jorge Sahade de 2.15 metros del CASLEO*, con el espectrógrafo REOSC en dispersión simple, con la Red 260 centrada en 5000 y 6000 \AA con una resolución de 2 \AA pixel^{-1} . Los tiempos de exposición han sido estimados para lograr una relación señal ruido sobre 150 en la región del azul y así lograr una clasificación espectral precisa. Mediante un diagrama color-color con fotometría 2MASS (ver Fig. 4) seleccionamos las candidatas a ser estrellas tempranas, las cuales son las principales

*Complejo Astronómico El Leoncito

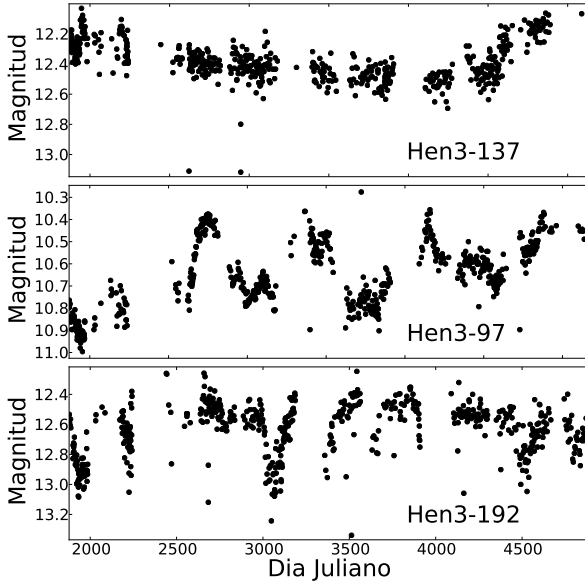


Figura 3: Ejemplo de nuevas variables encontradas.

Tabla 1: Tabla con la clasificación de la curva de luz y el tipo espectral de algunas de las estrellas observadas en CASLEO.

Nombre	Tipo espectral	Tipo curva de luz
Hen3-158	B7 IIIe	Eclipsante Beta Lyr
Hen3-164	B1.5 Vne	Variable
Hen3-168	Be	Gama Cas
Hen3-185	B3 Vne	Var. largo período
Hen3-186	B1.5 V	Eclipsante Beta Lyr
Hen3-273	B1 Vnne	Var. largo período
Hen3-280	B1.5 Ve	Pulsante
Hen3-293	B1 Vnne	MISC
Hen3-296	B3 IIIshel	Gama Cas
Hen3-310	B3 IIIe	Beta Cephei
Hen3-326	B1 Ve	Var. largo período
Hen3-601	B1 VeHestr	Gama Cas
Hen3-649	B0.5 Ve	Var

candidatas a ser observadas. En siete noches de observación se han obtenido espectros para 67 estrellas. En la Tabla 1 se muestran algunos ejemplos de la clasificación de la curva de luz y la clasificación espectral otorgada a una pequeña parte de la muestra total de las estrellas que han sido observadas espectroscópicamente en este proyecto.

6. Trabajo a futuro

Continuaremos realizando observaciones espectroscópicas desde CASLEO de las fuentes variables seleccionadas con colores 2MASS que muestren características de estrellas de tipos espectrales tempranos. Además, provereemos a la comunidad científica de un portal en internet con las curvas de luz y espectros observados, aportando información sobre la clasificación de las curvas de luz, períodos y tipos espectrales de los objetos observados. Estimamos comenzar una etapa de monitoreo espectroscópico en alta dispersión de estrellas de tipo Be que poseen curvas de luz periódicas.

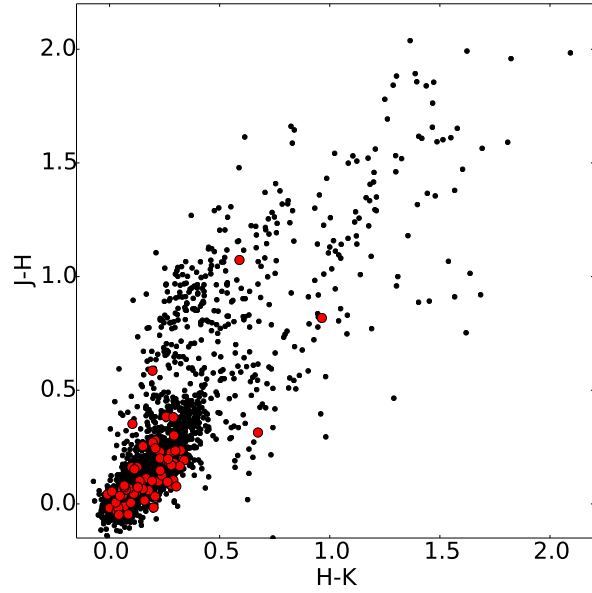


Figura 4: Diagrama color-color con fotometría de 2MASS de las estrellas con emisión en $H\alpha$ del catálogo de Henize. En rojo se indican las estrellas observadas desde CASLEO.

Agradecimientos: RHB agradece a FONDECYT 1140076. MJ agradece al staff de CASLEO por la ayuda durante las observaciones y a CONICET por la beca otorgada.

Referencias

- Henize K. G., 1976, ApJS, 30, 491
- Pojmanski G., 2002, Acta Astronomica, 52, 397
- Skiff B. A., 2014, VizieR Online Data Catalog, 1, 2023
- Watson C. L., 2006, Society for Astronomical Sciences Annual Symposium, 25, 47



Discos en estrellas centrales de nebulosas planetarias

L. Saker^{1,2}, M. Gómez^{1,2}

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / leilasaker@oac.unc.edu.ar

Resumen / Con el objetivo de investigar la posible existencia de discos de polvo en estrellas centrales de nebulosas planetarias (ECNP), en este trabajo se presentan las distribuciones espectrales de energía de diez ECNP que muestran excesos infrarrojos. Asimismo, se derivaron parámetros básicos de los discos tales como radio interno y temperatura. Al comparar las características de estos discos con los encontrados anteriormente en los alrededores de enanas blancas, se obtuvo que estos últimos son significativamente más pequeños. Los tamaños de los discos son también comparados con el de la nebulosa asociada. En general, los discos son muy compactos y pequeños en relación al radio o dimensión característica de la nebulosa.

Abstract / With the aim of investigating the possible existence of disks in the central stars of planetary nebulae (CSPN), in this contribution we present the spectral energy distributions of ten CSPN that show infrared (IR) excesses. Basic parameters of the disks such as internal radius and temperature are derived. When comparing the characteristics of these disks with the previously found around white dwarfs, it was found that the latter are significantly smaller. The disk sizes are compared with associated nebula. In general, disks are very compact and small in relation to the characteristic dimension of the nebula.

Keywords / ISM: planetary nebulae: general — stars: circumstellar matter

1. Introducción

Si bien se han detectado planetas en sistemas formados por una enana blanca (EB) y una enana de secuencia principal, como en el caso de NN Ser (Marsh et al., 2014), al presente no hay aún ningún planeta confirmado alrededor de EB individuales. Existen, sin embargo, evidencias observacionales que sugieren la existencia de sistemas planetarios en estas estrellas. Tanto las líneas de metales que contaminan las atmósferas de algunas EB (Zuckerman et al., 2003, 2010), como así también la presencia de discos de polvo y gas alrededor de ellas, que se manifiestan a través de excesos infrarrojos (IR) sus distribuciones espectrales de energía (SED, por sus siglas en inglés), podrían ser el resultado de la destrucción por fuerzas de marea de cuerpos rocosos menores (Jura, 2003; Becklin et al., 2005; Debes et al., 2012).

Recientemente, Vanderburg et al. (2015) proporcionaron evidencias de que la contaminación de elementos pesados de las EB puede provenir de la desintegración de asteroides y planetas menores. Estos autores reportaron observaciones de una enana blanca (WD 1145+017), la cual estaría siendo transitada por al menos 6 o más planetesimales con períodos que van de 4.5 a 4.9 horas. Los tránsitos analizados presentan profundidades variables y perfiles asimétricos, consistentes con un objeto pequeño con una cola cometaria.

Por otra parte, se han detectado planetas en subenanas B (sdB, por sus siglas en inglés) aisladas. Estos objetos se forman cuando la estrella progenitora pierde gran parte de su envoltura por vientos estelares durante su ascenso por la rama de gigante roja. Luego de abandonar la etapa de gigante, se asientan sobre la rama horizontal

extrema. Se piensa que las sdB evolucionan hacia EB sin pasar por la fase de nebulosa planetaria. Silvotti et al. (2007) realizaron la primera detección de un compañero subestelar en la sdB V391 Pegasi. Actualmente se conocen ~ 15 sdB con planetas; estos se pueden clasificar en tres grupos diferentes, dependiendo de su distancia orbital y masa planetaria (Charpinet et al., 2011; Silvotti et al., 2014).

Guiados por la presencia de planetas y discos de polvo en estrellas en etapas finales de su evolución, Su et al. (2007) decidieron investigar si estrellas centrales de nebulosas planetarias (ECNP) presentan o no discos de escombros (*debris disks*). Estos autores encontraron exceso de emisión de una fuente puntual coincidente con la ECNP Helix (NGC 7293), analizando datos o flujos obtenidos con *Spitzer* en 8, 24 y 70 μm . Dicho exceso se asoció a la presencia de un disco de polvo. El origen sugerido para este disco es la producción de polvo por colisiones entre objetos análogos al Cinturón de Kuiper. Además, Chu et al. (2011) y Bilíková et al. (2012) encontraron discos de polvo frío en torno a una serie de ECNP. En dichos trabajos se planteó si el origen de estos es similar al de discos de escombros como sugirieron Su et al. (2007) o si están formados por la pérdida de masa de las estrellas durante la fase de rama gigante asintótica (AGB, por sus siglas en inglés).

Clayton et al. (2014), analizando los colores y brillos de los discos en las ECNP, sostuvieron que estos discos se formaron por las eyecciones de material durante la fase AGB. Sin embargo, si bien de los excesos en la SED no es posible distinguir entre un disco o una cáscara esférica de polvo, Bilíková et al. (2012) argumentaron que la

extinción baja de la mayoría de los sistemas sugiere que es más probable que el polvo se distribuya en un disco en lugar de una cáscara.

Independientemente de cuál pudiera ser el origen de estos discos en las nebulosas planetarias, en este trabajo se presenta el análisis de las SED de diez ECNP que presentan excesos IR, con el fin de obtener parámetros de los discos tales como radio interno (R_D) y temperatura (T_D). Los tamaños de estos discos son comparados con el de la nebulosa asociada.

2. Parámetros de los discos

Se realizó una intensa búsqueda en la literatura con el fin de identificar todas las ECNP conocidas al presente que presentan excesos IR en sus SED. A modo de ejemplo en la Fig. 1, se muestran las SED de tres ECNP con disco. Para cada objeto, se recopilaron de la literatura parámetros estelares, tales como temperatura y luminosidad estelar, magnitudes y flujos y diámetro aparente de la nebulosa. Luego, se construyeron las SED de estas ECNP mediante la aplicación VOSA* (*VO Sed Analyzer* del Observatorio Virtual español). Esta herramienta permite, entre otras cosas, acceder y consultar 29 catálogos fotométricos en longitudes de onda desde el IR al UV. Si bien se encontraron quince objetos en la literatura, cinco presentaban SED pobremente cubiertas por lo que la muestra analizada en este trabajo es de diez ECNP. Una vez definida la muestra, se procedió a calcular los parámetros de los discos. La temperatura del disco (T_D) se calculó sustrayendo la contribución de la fotosfera a la SED observada y luego ajustando la SED de un cuerpo negro.

El R_D se calculó con dos métodos distintos. En el primer método, se utilizó una expresión simple dada por Wyatt (2008):

$$R_{D,1} [\text{ua}] = \left(\frac{278.3}{T_D [\text{K}]} \right)^2 (L_E [L_\odot])^{1/2}, \quad (1)$$

con L_E la luminosidad de la estrella y T_D la temperatura del disco calculada anteriormente. En el segundo método, se utilizó la fórmula obtenida de la tesis de J. Bilíková**, quien calculó la distancia orbital del polvo, es decir $R_{D,2}$, utilizando una expresión para la temperatura de equilibrio del polvo (T_P):

$$T_P [\text{K}] = (1 - a)^{1/4} \sqrt{\frac{R_E [\text{ua}]}{2R_{D,2} [\text{ua}]} T_E [\text{K}]}, \quad (2)$$

donde a es el albedo del polvo, R_E el radio estelar y T_E la temperatura efectiva de la estrella. Este autor planteó que el borde interior del disco de polvo está definido por la temperatura de sublimación de polvo, típicamente de $T_P \sim 1500$ K, por lo que en última instancia, la T_E determina el radio interior de sublimación, suponiendo un R_E constante de $1 R_\odot$ y un albedo $a \sim 0.1$.

En la Tabla 1, se listan el diámetro aparente de la nebulosa, el valor obtenido para la temperatura del disco T_D , y los valores de radio interno obtenidos ($R_{D,1}$ y $R_{D,2}$). Al comparar los valores de T_D obtenidos en este

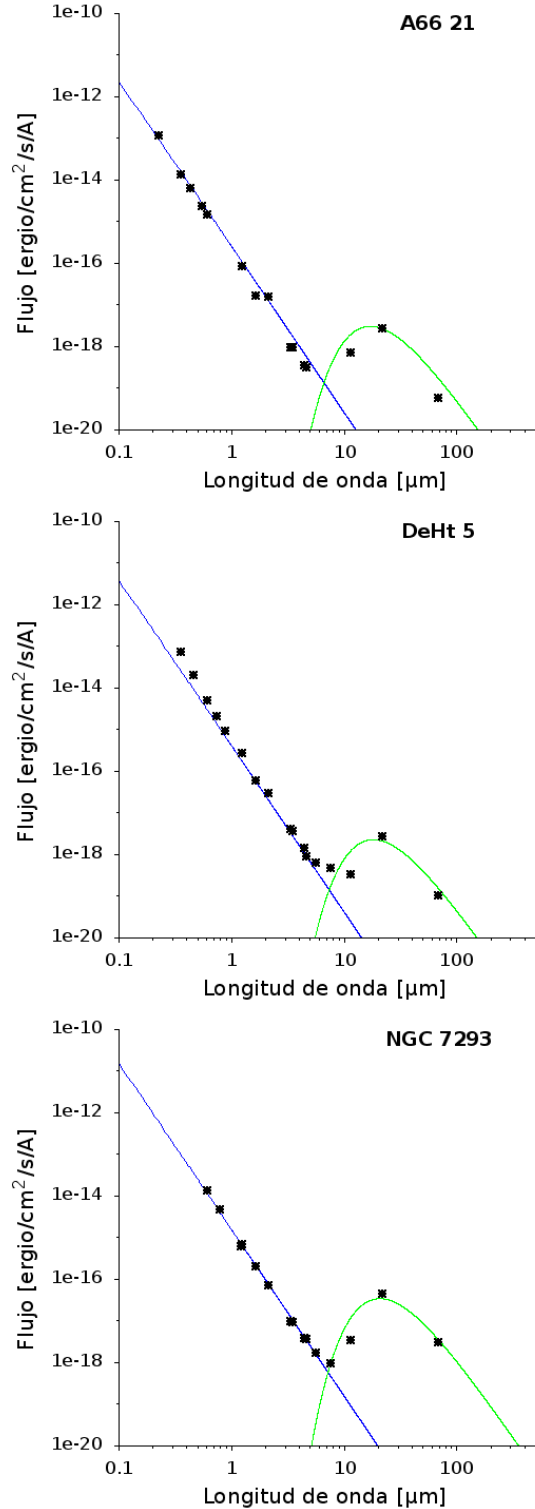


Figura 1: Ejemplos de ECNP con excesos IR. Las líneas azul y verde corresponde a los cuerpos negros ajustados a la estrella y al disco, respectivamente. Los puntos negros corresponden a los flujos observados, obtenidos del VOSA (ver imagen color en versión electrónica).

trabajo con los de Bilíková et al. (2012), se obtuvo que las T_D determinadas caen dentro del rango estimado por estos autores o concuerdan dentro de un factor ~ 2 .

*<http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa/>

** https://www.ideals.illinois.edu/bitstream/handle/2142/32009/Bilikova_Jana.pdf

Tabla 1: Valores obtenidos en este trabajo de T_D y R_D de las diez ECNP analizadas y dimensiones aparentes de las nebulosas asociadas.

Nombre	Diámetro ap. [10^4 ua]	T_D [K]	$R_{D,1}$ [ua]	$R_{D,2}$ [ua]
Sh 2-188	44.3	600	1.4	8.6
Sh 2-216	74.3	150	20.1	111.4
NGC 2346	$14.9 \times 3.5^{(1)}$	750	1.2	10.6
A66 21	$37.1 \times 28.9^{(1)}$	150	35.6	350.6
NGC 2438	$8.3 \times 7.2^{(1)}$	100	124.9	1916.9
EGB 6	53.6	400	4.8	44.7
K 1-22	18.1	900	1.7	29.6
NGC 6853	16.3	550	3.0	34.1
DeHt 5	18.4	200	7.5	27.6
NGC 7293	17.3	100	64.3	508.7

⁽¹⁾ Para estas nebulosas de morfología no esférica, se detallan sus diámetros como semieje mayor \times semieje menor.

Al analizar las dimensiones de los discos en ECNP y en EB, se puede observar que estos últimos son significativamente más pequeños. Para los discos en ECNP se obtuvo que tienen $R_{D,1,2}$ que van de algunas ua hasta miles de ua, mientras que los discos en EB, en la mayoría de los casos, tienen un R_D dado por el radio de sublimación del polvo (Saker et al., 2013). Además, al examinar los diagramas $H - W1$ vs. $J - H$ y $W1 - W2$ vs. $W1 - W3$ se obtuvo que las ECNP con disco no se distinguen de aquellas sin disco. Esto difiere de los resultados obtenidos por Saker et al. (2014) para las EB con disco. Por lo tanto, en principio, los índices analizados no permitirían la identificación de nuevas candidatas a ECNP con disco.

Al comparar los tamaños de los discos con el de la nebulosa asociada se obtuvo que, en general, los discos son muy compactos y pequeños en relación al radio o dimensión característica de la nebulosa. En la Fig. 2, se muestra en forma esquemática para NGC 7293 una comparación entre el tamaño de la nebulosa (R_N), y el radio promedio del disco asociado a la ECNP ($R_{D,P}$).

3. Síntesis y conclusiones

En este trabajo se realizó una intensa búsqueda en la literatura con el fin de identificar todas las ECNP conocidas al presente que presentan excesos IR en sus SED, con el fin de obtener parámetros de los discos tales como radio interno y temperatura. La muestra analizada es de 10 ECNP. En primer lugar, se modelaron las SED construidas con los datos del VOSA, utilizando un ajuste de cuerpo negro para la emisión fotosférica. Luego, se calculó la temperatura del disco sustrayendo la contribución de la fotosfera estelar a la SED observada y posteriormente ajustando un cuerpo negro.

Al analizar las dimensiones de los discos en ECNP y en EB, se puede observar que estos últimos son significativamente más pequeños. Además, al examinar los diagramas $H - W1$ vs. $J - H$ y $W1 - W2$ vs. $W1 - W3$ se obtuvo que las ECNP con disco no se distinguen de aquellas sin disco y por lo tanto, los índices analizados

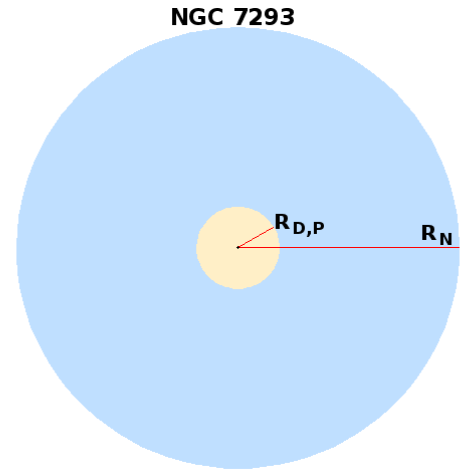


Figura 2: Esquema de NGC 7293. Los círculos celeste y amarillo representan el tamaño de la nebulosa y el disco, respectivamente. El radio del disco ($R_{D,P}$) ha sido aumentado en un factor 500 para permitir su visualización. El punto central es la ECNP (ver imagen color en versión electrónica).

no permitirían la identificación de nuevas candidatas a ECNP con disco. Al comparar los tamaños de los discos con el de la nebulosa asociada se obtuvo que los discos son pequeños en relación a la dimensión característica de la nebulosa.

Las propiedades de los discos de polvo detectados tanto en ECNP como en EB, proporcionan una visión global de la producción de polvo después de la secuencia principal. En el caso de las EB, la naturaleza de estos discos y su relación con sistemas planetarios parece estar bien establecida. No es este el caso de los discos en ECNP cuyo origen resulta más controvertido. La identificación de ECNP con discos y la caracterización de los mismos constituye un primer paso para entender si están vinculados a planetas (como en el caso de las EB) o, si por el contrario, son eyecciones de material estelar durante la fase de AGB.

Referencias

- Becklin E. E., et al., 2005, ApJL, 632, L119
 Bilíková J., et al., 2012, ApJS, 200, 3
 Charpinet S., et al., 2011, Nature, 480, 496
 Chu Y.-H., et al., 2011, AJ, 142, 75
 Clayton G. C., et al., 2014, AJ, 147, 142
 Debes J. H., Walsh K. J., Stark C., 2012, ApJ, 747, 148
 Jura M., 2003, ApJL, 584, L91
 Marsh T. R., et al., 2014, MNRAS, 437, 475
 Saker L., Chavero C., Gómez M., 2013, BAAA, 56, 187
 Saker L., Chavero C., Gómez M., 2014, BAAA, 57, 120
 Silvotti R., et al., 2014, A&A, 570, A130
 Silvotti R., et al., 2007, Nature, 449, 189
 Su K. Y. L., et al., 2007, ApJL, 657, L41
 Vanderburg A., et al., 2015, Nature, 526, 546
 Wyatt M. C., 2008, ARA&A, 46, 339
 Zuckerman B., et al., 2003, ApJ, 596, 477
 Zuckerman B., et al., 2010, ApJ, 722, 725



Secuencias evolutivas e isocronas para estrellas de baja masa e intermedia

J.A. Panei^{1,2} & G. Baume^{1,2}

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

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / panei@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos secuencias evolutivas teóricas para estrellas de baja masa e intermedia. El rango de masas calculado va desde 1.7 a 10 M_{\odot} . La composición química inicial es de $(X, Z) = (0.705, 0.019)$. Además, se tiene en cuenta una red nuclear con 17 isótopos y 34 reacciones nucleares. Con respecto a la mezcla, consideramos *overshooting* con un parámetro $\eta = 0.016$. Los cálculos evolutivos son inicializados a partir de la región de inestabilidad de Hayashi, con el objeto de calcular isocronas también de presecuencia.

Abstract / We present theoretical evolutionary sequences for low- and intermediate-mass stars. The masses calculated range from 1.7 to 10 M_{\odot} . The initial chemical composition is $(X, Z) = (0.705, 0.019)$. In addition, we have taken into account a nuclear network with 17 isotopes and 34 nuclear reactions. With respect to the mix, we considered *overshooting* with a parameter $\eta = 0.016$. The evolutionary calculations were initialized from the region of instability of Hayashi, in order to calculate isochrones of pre-sequence, too.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors

1. Introducción

La necesidad de disponer de secuencias evolutivas e isocronas en un amplio rango de masas y con diferentes metalicidades, ha llevado a los investigadores que calculan modelos de evolución estelar, a generar grillas de datos con listados de cantidades físicas (luminosidad, radio, temperatura efectiva, etc), abundancias químicas, bandas fotométricas en distintos sistemas, etc. Estas grillas han sido de gran utilidad a aquellas investigaciones sobre poblaciones estelares simples, ya que como es sabido las estrellas no se forman aisladamente sino en grupos a partir de la misma nube de polvo y gas (Lada & Lada, 2003).

En particular, dichas bases son usadas en cúmulos y asociaciones pertenecientes a la Vía Láctea o galaxias cercanas. De esta forma la comparación de los modelos y los datos observacionales permiten estimar tanto las edades o rango de edades de las agrupaciones estelares, como la cantidad de energía que han irradiado al medio interestelar desde su formación, para deducir parámetros relacionados a las burbujas estelares (Corti et al., 2015).

Es importante que el cálculo del conjunto de secuencias e isocronas, sea realizado con el mismo código de evolución estelar y bajo las mismas condiciones. Esto garantiza la uniformidad en los resultados. El código de evolución estelar debe tener en cuenta física actualizada y acorde a las etapas evolutivas a calcular, como son por ejemplo las ecuaciones de estado, opacidades, teoría de convección, etc.

En la literatura podemos encontrar trabajos y bibliotecas de secuencias evolutivas e isocronas como las del grupo de Padua, Italia (Bressan et al., 2012; Chen

et al., 2014, 2015); el de Ginebra, Suiza, a partir de modelos con y sin rotación (Mowlavi et al., 2012; Georgy et al., 2013, 2014); o el de Teramo, Italia (Pietrinferni et al., 2004, 2009; Cordier et al., 2007), entre otros.

En el presente trabajo calculamos isocronas a partir del cómputo de nuestras secuencias evolutivas.

2. Metodología

Hemos calculado un conjunto de secuencias evolutivas, empleando el código de evolución estelar presentado en Panei et al. (2007), el mismo tiene en cuenta la evolución desde la presecuencia y hasta la etapa final de enana blanca (para estrellas de baja masa e intermedia).

En el cálculo de las isocronas desarrollamos íntegramente un paquete de rutinas, siguiendo la metodología usada por Pietrinferni et al. (2004), en el cual realizamos una normalización de nuestras secuencias evolutivas.

Para poder calcular el conjunto de isocronas, en primera instancia se establecieron los valores de la metalicidad y abundancia de hidrógeno, y el rango de masas iniciales que adoptamos. Como es sabido, la forma de la secuencia evolutiva en el diagrama de Hertzsprung–Russell (HR) es dependiente de la masa de la estrella, lo cual es determinante en el cálculo de la isocrona.

El procedimiento consiste en ir computando diferentes secuencias evolutivas adoptando un paso variable en masa entre sucesivas secuencias, de manera tal que el cambio entre una secuencia y la siguiente no sea muy diferente a lo largo de sus trayectorias en el diagrama HR teórico, esto es en el plano $\log T_{\text{ef}}$ vs. $\log L/L_{\odot}$. Para los cálculos se adoptaron $(X, Z) = (0.705, 0.019)$ y las masas iniciales listadas en la Tabla 1. Este valor de Z es

Tabla 1: Listado de masas iniciales correspondientes a las secuencias calculadas (en unidades de masas solares).

1.70	1.75	1.80	1.85	1.90	1.95		
2.00	2.05	2.10	2.11	2.12	2.13	2.15	
2.20	2.30	2.40	2.50	2.60	2.70	2.80	2.90
3.00	3.20	3.40	3.60	3.80			
4.00	4.20	4.40	4.60	4.80			
5.00	5.20	5.40	5.60	5.80			
6.00	6.20	6.40	6.60	6.80			
7.00	7.20	7.40	7.60	7.80			
8.00	8.20	8.40	8.60	8.80			
9.00	9.20	9.40	9.60	9.80			
10.00							

el considerado por algunos autores como la metalicidad solar (i.e. Girardi et al., 2002, código MESA*, etc).

Una vez obtenidas las secuencias evolutivas se buscan ciertos puntos característicos que pertenecen a la curva sobre el diagrama HR, los cuales tienen sentido físico, sentido estructural en el modelo o son extremos en la trayectoria sobre el diagrama.

Por ejemplo, para un modelo con una masa inicial de $2.1 M_{\odot}$, en el caso de la evolución posterior a la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés), se eligieron los siguientes puntos de la curva: ubicación en la ZAMS; cuando se agota el hidrógeno en el centro estelar; cuando deja la secuencia principal; cuando la luminosidad se hace máxima (en su desplazamiento en el diagrama HR hacia temperaturas efectivas bajas) y luego se hace mínima (esto es, en la base de la rama gigante); cuando se inicia la quema de helio central; cuando la fracción de abundancia de masa del helio central toma los valores 0.55, 0.50, 0.40, 0.20, 0.10 y 0.00.

En total se tomaron 14 puntos característicos. Entre ellos, se determinaron un número de puntos intermedios que es el mismo para una trayectoria y la siguiente en masa. Para la ubicación de estos últimos, en el diagrama HR, se utiliza la secuencia calculada consistentemente con la evolución. De esta manera se logra que todas las secuencias evolutivas posean el mismo número de puntos característicos (14, en este caso), e igual número de puntos intermedios. En nuestro caso cada secuencia evolutiva tiene en total un número de 1591 puntos.

El paso siguiente es generar secuencias evolutivas sintéticas que se obtienen interpolando en forma lineal entre par de secuencias consecutivas caracterizadas cada una por una masa inicial distinta. Una interpolación lineal nos da la precisión suficiente ya que el paso en masa (inicial) es lo suficientemente pequeño.

Es importante evitar que las isocronas tomen una forma poligonal, es decir, que el aspecto de la trayectoria sea de curva quebrada, para lograr que el cambio en la trayectoria en el diagrama HR sea suave.

3. Aspectos físicos

En esta sección se detallan las condiciones que se han considerado para el cálculo de las secuencias evolutivas.

*<http://mesa.sourceforge.net/>

Las ecuaciones diferenciales que describen la atmósfera, se integran desde un valor de densidad nula y hasta una profundidad óptica de $\tau = 2/3$, considerando el modelo de atmósfera gris de Eddington. A continuación, se resuelven las ecuaciones diferenciales para la envoltura integrándola en términos de la presión y a luminosidad constante, hasta el primer punto-grilla del interior.

La evolución de presecuencia se obtuvo a partir de los modelos iniciales añadiendo una fuente de energía artificial hasta que el modelo se posiciona, en el diagrama HR, en la región de Hayashi y a luminosidades elevadas. Luego, se apaga dicha fuente de energía y el modelo evoluciona hacia la secuencia principal relajando las abundancias químicas iniciales. No se ha considerado la presencia de un disco de acreción circunestelar.

Para la mezcla se consideró convección y semiconvección. El parámetro de *overshooting* usado fue de $\eta = 0.016$. Las opacidades empleadas fueron las opacidades radiativas OPAL (Iglesias & Rogers, 1996) y las opacidades moleculares (Alexander & Ferguson, 1994).

La ecuación de estado empleada tiene en cuenta un gas de electrones en los siguientes regímenes: no degenerado, parcialmente degenerado y degenerado; con respecto a los iones se consideró ionización parcial y total; para densidades altas se consideran interacciones de Coulomb.

Para la pérdida de masa se tuvo en cuenta la relación propuesta por Schröder & Cuntz (2005).

Con respecto a las reacciones nucleares, se empleó una red con 17 núcleos, a saber: ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{22}Ne y ^{24}Mg . Las reacciones nucleares fueron obtenidas de Caughlan & Fowler (1988) y de Angulo et al. (1999).

Para la emisión de neutrinos se tuvieron en cuenta los trabajos de Itoh & Kohyama (1983); Itoh et al. (1984,a,b, 1987) y Munakata et al. (1987).

4. Resultados

Se ha generado un conjunto de secuencias evolutivas e isocronas que cubren un amplio rango de masas estelares, desde la región de Hayashi hasta una edad de 30 millones de años (medida desde la ZAMS). Ellas se presentan en las Figs. 1–4 donde se han separado las etapas previas y posteriores a la ZAMS.

5. Trabajos a futuro

Estos resultados representan un primer paso en nuestro cálculo de isocronas. El paso siguiente será ampliar el rango en masas y realizar los cálculos para otras metalicidades y obtener así una biblioteca de tablas que pueda ser interpolada. Nos proponemos calcular también los modelos en el plano observacional para distintos sistemas fotométricos.

Agradecimientos: Esta investigación fue realizada gracias al PIP 112-201101-00301 de CONICET. Los autores desean agradecer al Lic. Ruben Martínez por el soporte técnico. JAP desea agradecer también a la AGENCIA PICT 2011 N° 0885 y al Lic. Héctor Viturro por el soporte técnico.

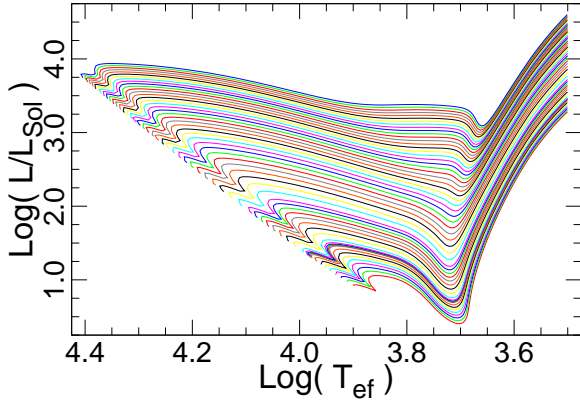


Figura 1: Trayectorias evolutivas de presecuencia en el diagrama HR teórico desde la región de Hayashi y hasta la ZAMS, para las masas listadas en la Tabla 1.

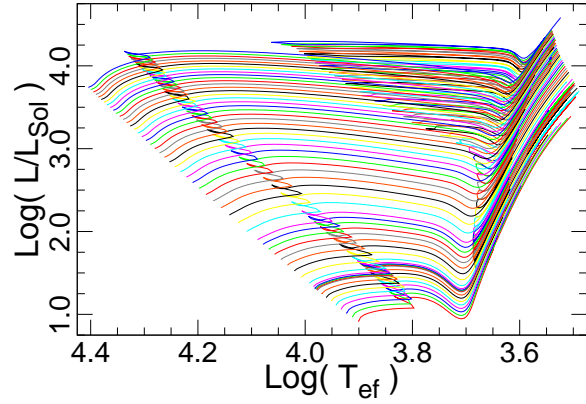


Figura 3: Secuencias evolutivas en el diagrama HR teórico desde la ZAMS para las mismas masas de la Fig. 1, listadas en la Tabla 1.

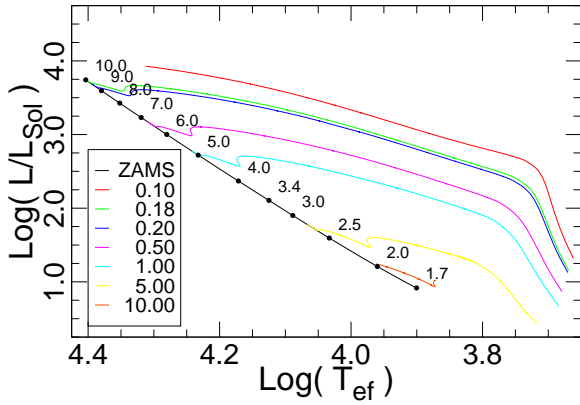


Figura 2: Isocronas de presecuencia cuyas edades se dan en el recuadro en millones de años, con el cero de edad en el modelo inicial en la región de Hayashi. Los números sobre la ZAMS indican la masa en unidades de masas solares (ver imagen color en versión electrónica).

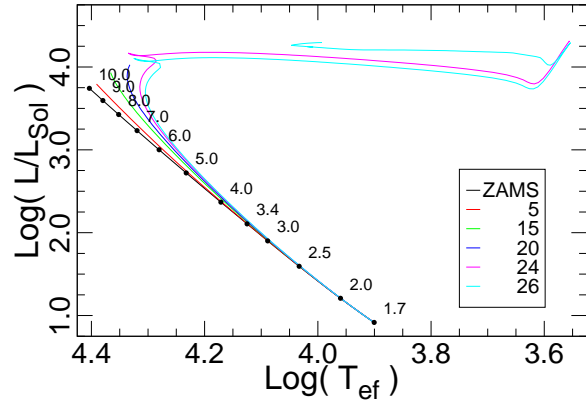


Figura 4: Isocronas para las edades indicadas en el recuadro en unidades de millones de años, con el cero de edad en la ZAMS. Los números sobre la ZAMS tienen el mismo significado que en la Fig. 2 (ver imagen color en versión electrónica).

Referencias

Alexander D. R., Ferguson J. W., 1994, *ApJ*, 437, 879
 Angulo C., et al., 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
 Bressan A., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
 Caughlan G. R., Fowler W. A., 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283
 Chen Y., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 1068
 Chen Y., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 2525
 Cordier D., et al., 2007, *AJ*, 133, 468
 Corti M. A., et al., 2015, *BAAA*, 57, 166
 Georgy C., et al., 2013, *A&A*, 558, A103
 Georgy C., et al., 2014, *A&A*, 566, A21
 Girardi L., et al., 2002, *A&A*, 391, 195
 Iglesias C. A., Rogers F. J., 1996, *ApJ*, 464, 943
 Itoh N., Kohyama Y., 1983, *ApJ*, 275, 858
 Itoh N., et al., 1984a, *ApJ*, 280, 787
 Itoh N., et al., 1984b, *ApJ*, 285, 304

Itoh N., et al., 1987, *ApJ*, 322, 584
 Itoh N., et al., 1984, *ApJ*, 279, 413
 Lada C. J., Lada E. A., 2003, *ARA&A*, 41, 57
 Mowlavi N., et al., 2012, *A&A*, 541, A41
 Munakata H., Kohyama Y., Itoh N., 1987, *ApJ*, 316, 708
 Panei J. A., et al., 2007, *MNRAS*, 382, 779
 Pietrinferni A., et al., 2004, *ApJ*, 612, 168
 Pietrinferni A., et al., 2009, *ApJ*, 697, 275
 Schröder K.-P., Cuntz M., 2005, *ApJL*, 630, L73



Difusión de los elementos químicos en atmósferas estelares con campos magnéticos

J.A. Panei^{1,2}, R.E. Vallverdú^{1,2}, L.S. Cidale^{1,2}, M. Haucke^{2,3} & Y.J. Aidelman^{1,2}

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

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, Argentina

Contacto / panei@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La presencia de la fuerza de Lorentz en un campo gravitatorio produce como resultado una gravedad efectiva que es muy diferente a la gravedad en ausencia de campos magnéticos. Esta gravedad efectiva es de carácter local y depende de la dirección del campo magnético como así también de su intensidad. Como consecuencia de la alteración de la gravedad local en la atmósfera se puede observar que ciertos elementos químicos resultan intensificados o deprimidos. Esto tendría como consecuencia la formación de manchas en la atmósfera estelar. A fin de modelar este efecto, hemos calculado el cambio de las abundancias químicas en atmósferas radiativas de estrellas tempranas con campos magnéticos. Para ello utilizamos un código que escribimos íntegramente, el cual nos permite calcular la difusión atómica para varios elementos en diferentes estados de ionización y en presencia de campos magnéticos.

Abstract / The presence of the Lorentz force in a gravitational field results in an effective gravity which is very different from the gravity in the absence of magnetic fields. This effective gravity is local and depends on the direction of the magnetic field as well as its strength. As a result of the alteration of the local gravity in the atmosphere, we can observe that the abundance of certain chemical elements is either enhanced or depressed. This would result in the formation of clouds in the stellar atmosphere. In order to model this effect, we have calculated the changes of chemical abundances in radiative atmospheres of early-type stars with magnetic fields. To this end, we developed a code that allows to compute the atomic diffusion for various elements with different ionization stages in presence of magnetic fields.

Keywords / diffusion — stars: atmospheres — stars: magnetic fields

1. Introducción

Las estrellas químicamente peculiares (CP, del inglés *chemically peculiar*) del tipo espectral A y B, muestran una composición química anómala en metales y/o helio cuando se las compara con otras estrellas de igual tipo espectral (Jaschek & Jaschek, 1987). Algunas estrellas CP poseen campos magnéticos y se caracterizan por tener peculiaridades químicas más intensificadas que en sus contrapartes no magnéticas (Landstreet, 1993).

Por otro lado, en los modelos de atmósferas sin campos magnéticos, la difusión actúa de manera tal que conduce a una estratificación química homogénea en las capas superficiales de la estrella. Esta premisa parece ser válida siempre y cuando la estrella rote lentamente. Una discusión sobre los efectos de la rotación en las corrientes meridionales y la difusión fue realizada por Tassoul (2007).

Las estrellas CP de tipo espectral B muestran abundancias anómalas de helio, ya sean con líneas débiles de helio (*helium-weak*) o con líneas intensas (*helium-strong*). Algunas estrellas muestran variaciones fotométricas y espectroscópicas que correlacionan con el período de rotación estelar.

Bajo la consideración del modelo de rotador oblicuo (Stibbs, 1950), Vallverdú et al. (2014) estudiaron la in-

fluencia de los campos magnéticos sobre las atmósferas de las estrellas peculiares en helio.

Dada la dificultad para modelar los procesos de difusión atómica en las atmósferas de las estrellas CP, tanto Kochukhov et al. (2009) como Shulyak et al. (2009) propusieron utilizar perfiles de abundancias químicas empíricas y emplear métodos iterativos hasta reproducir las observaciones.

A fin de desarrollar un modelo autoconsistente que permita calcular la difusión en las estrellas CP, hemos realizado un código empleando el esquema de difusión que se usa tradicionalmente en las estrellas enanas blancas (como por ejemplo Iben & MacDonald, 1985; Althaus & Benvenuto, 2000; Panei et al., 2007). Estos modelos son muy completos dado que han demostrado el papel que juega la difusión en la evolución estelar, tanto en la separación de los elementos químicos, como en la generación de los destellos (*flashes*) term nucleares, con su consecuente implicancia en la estructura estelar resultante y en los tiempos evolutivos.

En este trabajo nos proponemos estudiar los efectos de la difusión de los elementos químicos en las atmósferas estelares, a fin de evaluar si la difusión atómica puede contribuir a explicar las anomalías del helio en presencia de campos magnéticos. Para ello consideramos un modelo simple de fotosfera compuesta por capas plano-

paralelas, con abundancias de hidrógeno neutro e ionizado, deuterio neutro, y helio en todos sus estados de ionización. La difusión es considerada según el tratamiento desarrollado por Burgers (1969) para una mezcla de gases para varias especies químicas, incluidos los electrones, donde los campos magnéticos son tenidos en cuenta a través de la fuerza de Lorentz que resulta de la interacción entre el campo magnético externo y las corrientes inducidas y de difusión.

2. Código de difusión

Para resolver la difusión química de los isótopos en las atmósferas estelares hemos seguido los lineamientos dados en Iben & MacDonald (1985) pero considerando la formulación completa desarrollada por Burgers (1969). Para tal fin hemos escrito en forma completa un código en lenguaje FORTRAN que resuelve las siguientes ecuaciones:

i. Ecuación de difusión:

$$\nabla p_s - \frac{\rho_s}{\rho} \nabla p - n_s Z_s e \mathbf{E} - \left(\mathbf{j}_s - \frac{\rho_s}{\rho} \mathbf{j} \right) \times \mathbf{B} / c = \sum_{t \neq s, t=1}^N K_{st} (\mathbf{w}_t - \mathbf{w}_s) + \sum_{t \neq s, t=1}^N K_{st} z_{st} \frac{m_t \mathbf{r}_s - m_s \mathbf{r}_t}{m_0}, \quad (1)$$

donde p y ρ son la presión total del gas y la densidad de masa, respectivamente. Las variables p_s , ρ_s , n_s , Z_s , m_s , son la presión parcial, la densidad de masa, la densidad numérica, la carga media, y la masa, para la especie s . La cantidad N es igual al número total de diferentes tipos de partículas (iones y átomos neutros) más electrones. Definimos $m_0 = m_s + m_t$ como la suma de las masas de las especies s y t . Los vectores \mathbf{w}_s , \mathbf{r}_s , y \mathbf{j}_s , son la velocidad de difusión con respecto al flujo de masa medio del gas, el flujo de calor residual, y la corriente de conducción medida con respecto a la velocidad del flujo medio de masa, para la especie s . El vector \mathbf{j}_s está definido por:

$$\mathbf{j}_s = n_s Z_s e \mathbf{w}_s, \quad (2)$$

las cantidades \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctricos y magnéticos, respectivamente; \mathbf{j} es la corriente total inducida ($\sum_s \mathbf{j}_s$); e es la carga del electrón; c es la velocidad de la luz; y K_{st} y z_{st} son los coeficientes resistivos obtenidos de Paquette et al. (1986).

ii. Ecuación del flujo de calor:

$$\begin{aligned} & \frac{5}{2} n_s k \nabla T - \frac{n_s Z_s e}{c} (\mathbf{r}_s \times \mathbf{B}) \\ &= -\frac{5}{2} \sum_{t \neq s, t=1}^N K_{st} z_{st} \frac{m_t}{m_0} (\mathbf{w}_t - \mathbf{w}_s) - \frac{2}{5} K_{ss} z_{ss}'' \mathbf{r}_s \\ & - \sum_{t \neq s, t=1}^N \frac{K_{st}}{m_0^2} \left[3m_s^2 + m_t^2 z_{st}' + \frac{4}{5} m_s m_t z_{st}'' \right] \mathbf{r}_s \\ & + \sum_{t \neq s, t=1}^N K_{st} \frac{m_s m_t}{m_0^2} \left[3 + z_{st}' - \frac{4}{5} z_{st}'' \right] \mathbf{r}_t, \quad (3) \end{aligned}$$

donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, y z_{st}' y z_{st}'' son también coeficientes resistivos obtenidos de Paquette et al. (1986).

iii. Conservación de la masa y la carga:

Suponemos que no existe flujo de masa neto relativo al centro de masa ni tampoco corriente eléctrica neta. Es decir:

$$\sum_s^N \rho_s \mathbf{w}_s = 0, \quad (4)$$

$$\sum_s^N Z_s n_s \mathbf{w}_s = 0. \quad (5)$$

Tenemos entonces $2N + 1$ ecuaciones (esto es: $N - 1$ ecuaciones lineales independientes de la Ec. (1), N a partir de la Ec. (3), y dos ecuaciones adicionales de las Eqs. (4) y (5) con $2N + 1$ incógnitas ($N - \mathbf{w}_s$, $N - \mathbf{r}_s$ y \mathbf{E}).

Las condiciones de contorno son las siguientes: en la superficie la densidad es nula y en la base de la atmósfera se toma la fracción de masa constante.

Se escriben las ecuaciones diferenciales en diferencias y el método de solución es mediante bloques matriciales, realizando un método de eliminación de variables hacia adelante y sustitución hacia atrás (*Forward Elimination and Back Substitution Method*).

3. Cálculos

Los iones tenidos en cuenta en la atmósfera, para la difusión, son H I, H II, He I, He II, He III. La masa estelar del modelo es $9.8 M_\odot$, y el radio es $5.6 R_\odot$. Para asegurar un estado estacionario, el intervalo temporal considerado para la difusión es de 100 000 años. El tiempo de vida en la secuencia principal de edad cero, en este tipo de estrellas, es de 25 Ma. Hemos realizado los cálculos sobre las líneas del campo magnético, es decir a distintas latitudes magnéticas. En esta primera etapa, no se ha tenido en cuenta los efectos de la aceleración radiativa que actúa sobre cada especie, ya que se desea evaluar en cuánto contribuye efectivamente la difusión. Es sabido que la aceleración radiativa actúa en contra de la gravedad generando levitación de algunos elementos. La combinación de los efectos de la difusión atómica con la difusión radiativa será discutida en una segunda etapa.

Se observa que el efecto de la difusión es diferente según la latitud magnética. En los polos magnéticos el resultado es el mismo que en ausencia de campo magnético y el efecto es máximo en el ecuador magnético. Para el polo magnético los resultados están graficados en la Fig. 1 ($B = 0$). En la Fig. 2 se considera un campo magnético de $B = -1000$ gauss y en la Fig. 3 se considera un campo magnético de $B = +1000$ gauss (fuerza de Lorentz hacia afuera y hacia adentro, respectivamente). Por último en la Fig. 4, se observa la dependencia de la abundancia de He II con respecto a la latitud magnética.

4. Trabajos Futuros

El paso siguiente será incorporar el efecto de la aceleración radiativa. También se incorporará el efecto de la rotación estelar que en presencia de un campo magnético puede mostrar diferentes intensidades en las líneas según la fase que nos muestre la estrella.

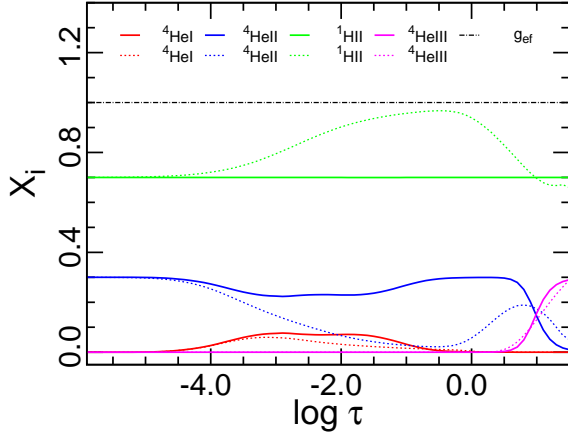


Figura 1: Caso en el cual $B = 0$, las líneas continuas representan el estado inicial ($t=0$), las punteadas, después de 100 000 años. Se indican los iones difundidos. La línea negra de puntos y rayas representa la gravedad efectiva normalizada a la gravedad (ver imagen color en versión electrónica).

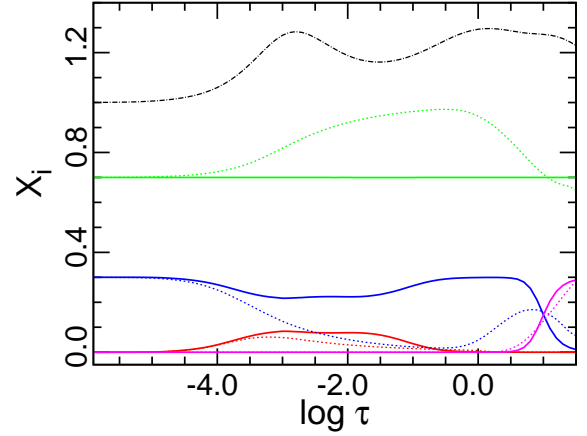


Figura 3: Idem Fig. 1, pero para $B = +1000$ gauss (fuerza de Lorentz hacia el centro de la estrella).

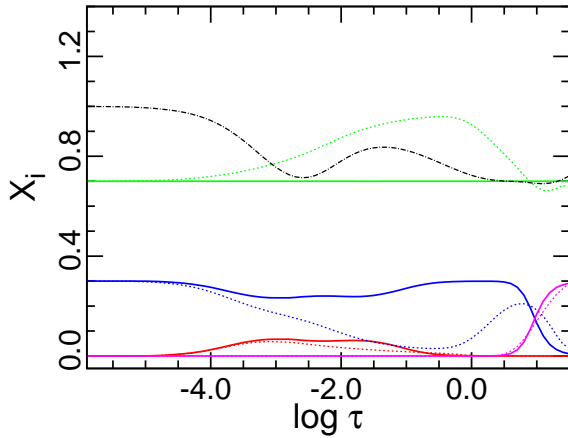


Figura 2: Idem Fig. 1, pero para $B = -1000$ gauss (fuerza de Lorentz hacia afuera de la estrella).

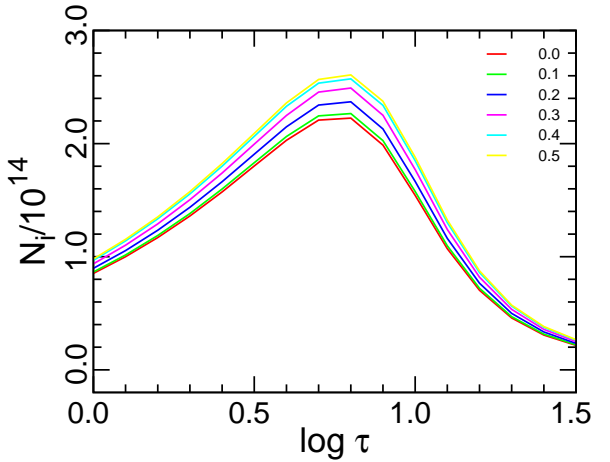


Figura 4: Densidad numérica del He II en la región del máximo de abundancia normalizado a 10^{14} partículas cm^{-3} . Observar cómo hacia el ecuador la concentración de partículas es mayor. Los valores de las curvas están caracterizados para ángulos de 0 a 0.5π con paso de 0.1π (ver imagen color en versión electrónica).

Agradecimientos: Esta investigación fue realizada gracias a: PIP 0177 (2014-2016) de CONICET, PICT 2011 N° 0885 de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica y el proyecto dentro del Programa de Incentivos G11/137. JAP desea agradecer a los Lics. Ruben Martínez y Héctor Viturro por el soporte técnico.

Referencias

Althaus L. G., Benvenuto O. G., 2000, MNRAS, 317, 952
 Burgers J. M., 1969, Flow Equations for Composite Gases. Academic Press
 Iben Jr. L., MacDonald J., 1985, ApJ, 296, 540
 Jaschek C., Jaschek M., 1987, The classification of stars. Cambridge: University Press, 1987
 Kochukhov O., Shulyak D., Ryabchikova T., 2009, A&A, 499, 851

Landstreet J. D., 1993, in Dworetzky M. M., Castelli F., Faraggiana R., eds, IAU Colloq. 138: Peculiar versus Normal Phenomena in A-type and Related Stars Vol. 44 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Magnetic Fields - Observations and Topology. p. 218
 Panei J. A., et al., 2007, MNRAS, 382, 779
 Paquette C., et al., 1986, ApJS, 61, 197
 Shulyak D., et al., 2009, A&A, 499, 879
 Stibbs D. W. N., 1950, MNRAS, 110, 395
 Tassoul J.-L., 2007, . Stellar Rotation, by Jean-Louis Tassoul, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007
 Vallverdú R., et al., 2014, Ap&SS, 352, 95



Nuevas estrellas preenanas blancas pulsantes de masa extremadamente baja descubiertas en el CASLEO

M. Corti^{1,2}, A. Kanaan³, A. Córscico^{1,4}, S.O. Kepler⁵, L. Althaus^{1,4}, D. Koester⁶ & J. Sánchez Arias^{1,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina

³ Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil

⁴ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

⁵ Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil

⁶ Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Kiel, Kiel, Alemania

Contacto / mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas enanas blancas de masa extremadamente baja (ELM, por sus siglas en inglés, $M_* \lesssim 0.18\text{--}0.20 M_\odot$), podrían originarse como consecuencia de la gran pérdida de masa sufrida por una estrella gigante roja que formara parte de un sistema binario. Las enanas blancas de baja masa se han convertido en una fuente importante de estudio debido a que algunas de ellas son estrellas pulsantes. Esto último, constituye una oportunidad sin precedentes para conocer su interior y los canales evolutivos que conducen al origen de su formación, empleando la astrosismología. En este trabajo, presentamos resultados del análisis de datos fotométricos obtenidos en el CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito) de cuatro nuevas estrellas pulsantes que, de acuerdo a sus gravedades superficiales y temperaturas efectivas, serían estrellas preenanas blancas ELM. Con este descubrimiento, la cantidad de estrellas preenanas blancas pulsantes ELM conocidas hasta el momento se incrementaría a seis miembros.

Abstract / The Extremely Low Mass white dwarfs (ELM, $M_* \lesssim 0.18\text{--}0.20 M_\odot$) could arise after the loss of large amount of mass suffered by a red giant star in a binary system. The low mass white dwarfs have become an important source of study because some of them are pulsating stars. The latter is an unprecedented opportunity to know their interior and the evolutionary channels leading to their origin, by employing asteroseismology. In this paper, we present photometric analysis of data obtained in the CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito) about four new pulsating stars, that according to their surface gravities and effective temperatures, would be pre-ELM white dwarf stars. With this discovery, the number of pulsating pre-ELM white dwarf stars known would increase to six members.

Keywords / stars: low-mass — stars: oscillations — stars: white dwarfs

1. Introducción

Las estrellas variables pulsantes conocidas como enanas blancas de masa extremadamente baja (ELM, por sus siglas en inglés) se originan en la evolución binaria. Poseen masas por debajo de $M_* \sim 0.20 M_\odot$ con envolturas muy gruesas de H (tipo espectral DA) que soportan intensa quema nuclear del H con escalas evolutivas muy largas ($\sim 10^9$ a).

Recientemente, se descubrieron estrellas ELM que pulsan (Hermes et al., 2012), lo cual es muy importante ya que empleando la nueva técnica de investigación conocida como astrosismología, se pueden testear los canales evolutivos de estas estrellas. Las estrellas ELM pulsantes poseen períodos de pulsación comprendidos entre 1000 y 6000 s y se las conoce como las enanas blancas pulsantes más frías, con temperaturas comprendidas entre 7000 y 15 000 K.

El objetivo de nuestra investigación, es buscar nuevas estrellas enanas blancas y preenanas blancas de baja masa pulsantes y luego conociendo sus períodos de pulsación, emplear la astrosismología para conocer sus interiores y canales evolutivos.

2. Datos

El material observacional consiste en fotometría de alta velocidad obtenida de las estrellas SDSS J145847.02+070754.46 (de ahora en más J1458+0707) y SDSS J173001.94+070600.25 (de ahora en más J1730+0706) en las noches del 24 al 26 de abril de 2015 (2015A) y de las estrellas SDSS J222009.74-092710.00 (de ahora en más J2220-0927) y SDSS J201740.14-114740.51 (de ahora en más J2017-1147) en las noches del 20 y 21 de agosto de 2015 (2015B). Para ello se empleó el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan. Con el mismo se usó el detector CCD Roper 2048B de 2048×2048 px de $13.5 \mu\text{m}$ con un promediado de píxels de 2×2 para disminuir su tiempo de lectura. Se logró una resolución de $0.3'' \text{ px}^{-1}$ y el campo de trabajo se redujo a $2' \times 2'$. Con el objetivo de reducir el fondo de cielo presente en las imágenes estelares, se empleó el filtro azul de 3 mm BG40. El tiempo de integración de cada exposición fue de 120 s. En el transcurso de las noches de observación de los períodos 2015A y 2015B se trabajó con un *seeing*

Tabla 1: Datos observacionales y parámetros físicos de las estrellas observadas.

ID SDSS	Int. [h]	g [mag]	T_{ef} [K]	$\log g$	P [s]
J145847+070754	7	15.3	7925	4.2	3278.7 1633.9
J173001+070600	3	16.4	7972	4.2	3367.1
J222009-092710	7	15.8	7943	5.6	2066.1
J201740-114740	9	17.0	7462	4.9	2651.1 1830.2 1269.7

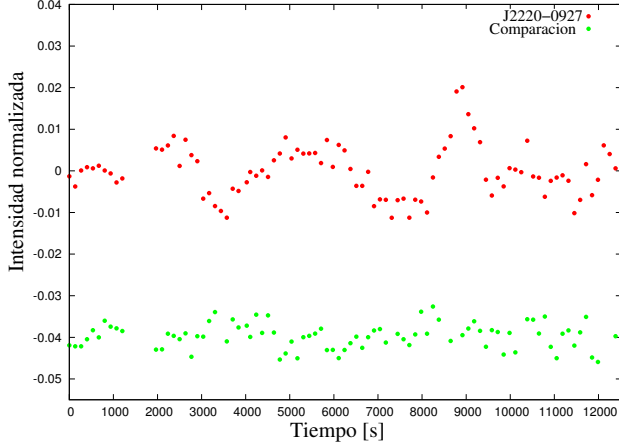


Figura 1: CL superior: variación temporal del brillo de la estrella J2220-0927. CL inferior: variación temporal del brillo de la estrella de comparación.

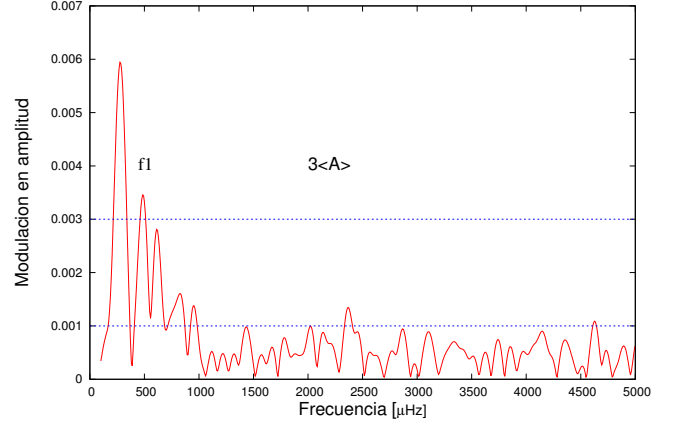
variable entre $2''$ y $4''$. En cada noche se obtuvieron *bias* y *flats* de cúpula. Se realizó fotometría de apertura con los paquetes de IRAF CCD_{hsp} (Kanaan et al., 2002).

Las estrellas candidatas a enanas blancas ELM pulsantes fueron seleccionadas por su magnitud g , T_{ef} , $\log g$ y coordenadas. Los datos T_{ef} y $\log g$ fueron obtenidos del estudio de sus respectivos espectros publicados en la publicación de datos #12 (DR12) del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS; Kepler et al., 2015). Estos parámetros junto al tiempo de integración total empleado para cada estrella y el/los período/s de pulsación medido/s en ellas, se listan en la Tabla 1.

3. Análisis

Las estrellas que se mencionan en este trabajo, fueron clasificadas con tipo espectral A empleando el código ELOIDE del SDSS (Prugniel & Soubiran, 2001). Los espectros de las mismas, publicados en el relevamiento del SDSS, se ajustaron muy bien a los modelos de espectros sintéticos no magnéticos obtenidos de modelos de atmósferas de H en equilibrio termodinámico local (Koester, 2010). Estos modelos cubren un rango de $6000 < T_{\text{ef}} < 100\,000$ K y $3.75 \leq \log g \leq 10.0$, lo cual permite estudiar a las estrellas de secuencia principal, las subenanas y las enanas blancas.

A las estrellas candidatas a variables de baja masa, se les midió la luz recibida en intervalos de tiempo de


 Figura 2: TDF de las observaciones obtenidas de la estrella J2220-0927. El período de pulsación de 2066.1 s se indica como $f_1 = 484 \mu\text{Hz}$.

pocos segundos, en este caso cada intervalo fue de 120 s con el objetivo de obtener varios puntos por ciclo en el transcurso de algunas horas. Luego, todas las imágenes fueron corregidas por *bias* y por *flat*.

A continuación, se realizó fotometría de apertura en todas las estrellas, para lo cual, el radio de apertura ajustado a cada estrella fue de 12 px. El anillo del cielo empleado para substraer el mismo a la estrella tuvo un radio interior de 20 px y un radio exterior de 26 px. La Fig. 1 muestra la curva de luz (CL) de la estrella J2220-0927 (CL superior) dividida por la intensidad resultante de sumar cada una de las tres estrellas más luminosas del campo, elegidas como estrellas de comparación. De este modo, se eliminaron las fluctuaciones atmosféricas, la emisión de la Luna, presencia de nubes, etc. Se asegura así que la variabilidad fotométrica observada en la estrella sea intrínseca de la misma. La CL inferior de la Fig. 1 pertenece a una estrella de comparación ubicada en el campo de J2220-0927 con un flujo similar al de ella. A esta comparación se le realizó el mismo análisis que a la estrella en estudio con el objetivo de finalmente comparar ambas CL. El paso final consistió en dividir la intensidad de cada punto de la CL resultante por el valor medio de la misma curva para dejarla normalizada y luego restarle 1, para centrar la CL en el eje de intensidad = 0.

Cuando se llevan a una misma CL los puntos de la estrella obtenidos en el transcurso de varias noches de observación, es decir, distintos períodos de tiempo, la fecha juliana correspondiente a cada punto debe ser corregida al baricentro del Sistema Solar. Luego de ello, la CL ya queda preparada para aplicarle la transformada discreta de Fourier (TDF) de serie temporal de paso no constante y obtener con ello, un espectro de frecuencia vs. amplitud. Es muy importante emplear una TDF de paso no constante, para evitar que el resultado se modifique debido a estar trabajando con grupos de datos separados por varias horas de tiempo.

Finalmente, se calcula un valor medio de amplitud $\langle A \rangle$ y se considera real al pico de emisión con intensidad superior a tres veces dicho valor ($3\langle A \rangle$), la frecuencia

de ese pico de emisión se corresponde con el período de pulsación (Fig. 2). Cuando se trabaja con datos de la estrella obtenidos en más de una noche de observación, es posible que al aplicarles la TDF se genere un pulso alias. La identificación del mismo se consigue construyendo la llamada función ventana espectral. Esto consiste en generar una función seno sintética con nuestros datos de la estrella y aplicarle la TDF. La frecuencia en la cual se observe un máximo de emisión, coincidente con la frecuencia del máximo de emisión obtenido del análisis de los datos de la estrella, será un pulso alias que deberá descartarse como propio de la estrella. El análisis efectuado en los datos de estas estrellas es muy similar al presentado en Corti et al. (2015) para las enanas blancas variables ZZ Ceti.

4. Discusión

Las siete estrellas enanas blancas ELM pulsantes, conocidas hasta el momento (Hermes et al., 2012, 2013; Kilic et al., 2015; Bell et al., 2015) tienen $7500 < T_{\text{ef}} < 10000$ K y $6 < \log g < 7$ y están indicadas con puntos rojos en el diagrama $T_{\text{ef}} - \log g$ (Fig. 3). En él se muestran también con líneas negras llenas los caminos evolutivos de enanas blancas de baja masa con núcleos de He, calculados por Althaus et al. (2013) en el rango de masas de 0.1554 a $0.4352 M_{\odot}$ y el camino evolutivo de estrellas con $0.148 M_{\odot}$ obtenido por Serenelli et al. (2001) (líneas negras a trazos). Las estrellas estudiadas en el CASLEO se indican con símbolos de cruces negras y naranjas turnos 2015A y 2015B, respectivamente. Las mismas comparten su posición en el diagrama con las ya conocidas estrellas preenanas blancas pulsantes WASP J0247–25B y WASP J1628+10B (Maxted et al., 2013, 2014).

Claramente, dada la muy baja gravedad superficial de las estrellas que investigamos ($\log g \sim 5$), ellas no pueden ser identificadas como enanas blancas de baja masa o ELM, aunque sí como estrellas pre enanas blancas de baja masa. La masa de J1730+0706 y J1458+0707 sería de $\sim 0.176 M_{\odot}$ y sería de $\sim 0.148 M_{\odot}$ para las otras dos estrellas.

Si la hipótesis de que estas estrellas son precursoras de enanas blancas de baja masa es correcta, podremos decir finalmente que las nuevas estrellas pulsantes reportadas en este trabajo, son del mismo tipo que las pulsantes preenanas blancas WASP J0247–25B y WASP J1628+10B. Notemos que los períodos de pulsación comprendidos entre 1269 y 3367 s que muestran nuestras estrellas en estudio son mayores a los presentados por WASP J0247–25B y WASP J1628+10B, comprendidos en el rango de 400 a 800 s (Maxted et al., 2013, 2014).

5. Conclusiones

Con datos fotométricos obtenidos en el CASLEO, se descubrieron 4 estrellas preenanas blancas pulsantes ELM, incrementando el número conocido de objetos de esta clase de 2 a 6.

El descubrimiento de nuevas estrellas preenanas blancas ELM pulsantes permite vislumbrar una nueva

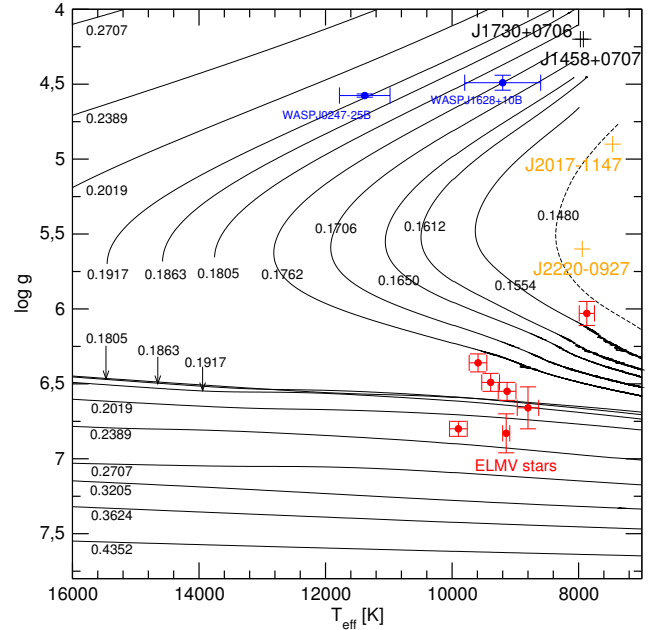


Figura 3: Diagrama $T_{\text{ef}} - \log g$ con los caminos evolutivos de enanas blancas de baja masa con núcleos de He (Althaus et al., 2013) (líneas negras llenas) y de estrellas con $M_{\star} = 0.148 M_{\odot}$ (Serenelli et al., 2001) (líneas negras a trazos). Los números indican el valor de masa estelar de cada camino evolutivo. Los períodos evolutivos con flashes de quema de CNO que tienen lugar en las estrellas con $M_{\star} > 0.1762 M_{\odot}$ no se muestran en la figura.

banda de inestabilidad pulsacional asociada a los últimos estadios evolutivos de estrellas de baja masa. Esto permitirá tener un conocimiento más amplio de la historia evolutiva de sus estrellas progenitoras.

Agradecimientos: MAC: Astrónoma visitante en CASLEO, el cual es operado bajo el acuerdo entre el CONICET y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. MAC, AHC y LGA agradecen al CONICET (PIPs 112-201201-00226 y 112-201101-00812).

Referencias

- Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Córscico A. H., 2013, *A&A*, 557, A19
 Bell K. J., et al., 2015, in Dufour P., Bergeron P., Fontaine G., eds, 19th European Workshop on White Dwarfs Vol. 493 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, SDSS J1618+3854: The Sixth Extremely Low-Mass White Dwarf Pulsator. p. 217
 Corti M. A., et al., 2015, *BAAA*, 57, 135
 Hermes J. J., et al., 2013, *MNRAS*, 436, 3573
 Hermes J. J., et al., 2012, *ApJL*, 750, L28
 Kanaan A., Kepler S. O., Winget D. E., 2002, *A&A*, 389, 896
 Kepler S. O., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 4078
 Kilic M., et al., 2015, *MNRAS*, 446, L26
 Koester D., 2010, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 81, 921
 Maxted P. F. L., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 208
 Maxted P. F. L., et al., 2013, *Nature*, 498, 463
 Prugniel P., Soubiran C., 2001, *A&A*, 369, 1048
 Serenelli A. M., et al., 2001, *MNRAS*, 325, 607

Estrellas variables en campos de cúmulos abiertos galácticos detectadas en el relevamiento VVV

T. Palma^{1,2,3}, I. Dékány^{1,2}, J.J. Clariá^{3,4}, D. Minniti^{5,1}, J.A. Alonso-García^{6,1}, S. Ramírez Alegría^{7,1} & C. Bonatto⁸

¹ Instituto Milenio de Astrofísica, Santiago, Chile

² Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile

³ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

⁴ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

⁵ Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Santiago, Chile

⁶ Unidad de Astronomía, Facultad de Ciencias Básicas, Universidad de Antofagasta, Antofagasta, Chile

⁷ Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile

⁸ Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil

Contacto / tpalma@astro.puc.cl

Resumen / El presente proyecto representa la primera búsqueda masiva de estrellas variables en campos de cúmulos abiertos proyectados en regiones altamente enrojecidas del bulbo y el disco de nuestra Galaxia. Esta búsqueda se realiza utilizando observaciones en las bandas J , H y K_s del infrarrojo cercano del relevamiento *Vista Variables in the Vía Láctea*. Presentamos los primeros resultados obtenidos en cuatro cúmulos abiertos proyectados sobre el bulbo galáctico. Las nuevas variables descubiertas en este trabajo, 182 en total, son clasificadas en base a sus curvas de luz y a su ubicación en los correspondientes diagramas color-magnitud ($J - K_s$, K_s). Entre las variables descubiertas se incluyen estrellas Cefeidas, RR Lyrae, δ Scuti, binarias eclipsantes y otros tipos.

Abstract / The present project constitutes a massive search for variable stars in the field of open clusters projected on highly reddened regions of the galactic disk and bulge. This search is being performed using J -, H - and K_s -band observations of the near-infrared variability Survey *Vista variables in the Vía Láctea*. We present the first results obtained in four open clusters projected on the Galactic bulge. The new variables discovered in the current work, 182 in total, are classified on the basis of their light curves and their locations in the corresponding color-magnitude ($J - K_s$, K_s) diagrams. Among the newly discovered variable stars, Cepheids, RR Lyrae, δ Scuti, eclipsing binaries and other types have been found.

Keywords / Galaxy: stellar content — open clusters and associations: individual: Antalova 1 — open clusters and associations: individual: ASCC 90 — open clusters and associations: individual: NGC 6396 — open clusters and associations: individual: ESO 393-15 — stars: variables: general

1. Descripción del proyecto

Los cúmulos estelares representan una importante herramienta para estudiar diferentes poblaciones estelares en las galaxias que los albergan. En particular, la detección de estrellas variables en cúmulos abiertos (CA) de la Vía Láctea tiene mayor relevancia que el reconocimiento de estrellas variables del campo galáctico. En efecto, algunas variables pueden proveer información importante sobre determinadas características de los cúmulos a los cuales ellas pertenecen.

El principal propósito del presente proyecto consiste en la búsqueda, de manera masiva, de estrellas variables en campos de CA altamente enrojecidos proyectados sobre el bulbo y el disco de la Vía Láctea. Esta búsqueda se realiza examinando las variaciones de magnitud de las estrellas en la banda K_s del infrarrojo cercano en el relevamiento *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV; Minniti et al., 2010; Saito et al., 2012; Hempel et al., 2014). La siguiente etapa de este mismo proyecto consiste en evaluar la vinculación física a los cúmulos de las variables reportadas en la presente contribución. Di-

cha evaluación la realizaremos teniendo en cuenta principalmente la posición de las variables descubiertas en los diagramas color-magnitud (CM) y color-color y los movimientos propios (y eventualmente velocidades radiales) disponibles.

2. Descripción de los datos

Los datos observacionales utilizados en el presente trabajo forman parte del relevamiento VVV. Este relevamiento cubre una región de 562 grados en el cielo en la cual se ha obtenido fotometría multicolor en las bandas $ZYHJK_s$ para unas mil millones de fuentes estelares. Las imágenes han sido obtenidas con la cámara VIR-CAM del telescopio VISTA de 4.1 m, la cual consiste en un arreglo de 16 detectores que produce una imagen combinada de $11.6' \times 11.6'$ y una escala de $0.34''$ pixel⁻¹.

Presentamos los resultados preliminares obtenidos en cuatro CA relativamente conocidos, a saber: Antalova 1, ASCC 90, NGC 6396 y ESO 393-15, para los cuales

Zejda et al. (2012) reportaron la existencia de variables descubiertas en la región óptica del espectro. Los cúmulos han sido elegidos para verificar la eficiencia de nuestro método de detección de variables, procurando no sólo constatar en el infrarrojo cercano la variabilidad detectada en el óptico sino además descubrir posibles nuevas variables en los campos seleccionados. Si bien Kharchenko et al. (2013) han determinado los parámetros fundamentales de estos cuatro CA, cabe destacar que el catálogo de Kharchenko et al. (2013) representa una combinación de varias bases de datos, incluyendo el *Two-Micron All-Sky Survey* (2MASS; Skrutskie et al., 2006). Dado que la magnitud límite en la banda K_s del 2MASS es aproximadamente 13 y con el telescopio del VVV pueden alcanzarse 3 magnitudes más débiles en esta misma banda, en una próxima etapa intentaremos mejorar la determinación de las propiedades básicas de estos CA.

Usando el código DOPHOT (Schechter et al., 1993; Alonso-García et al., 2012), realizamos la fotometría de Función de Punto Extendido (PSF, por sus siglas en inglés) sobre las imágenes obtenidas en las bandas J , H y K_s del VVV. En la Fig. 1 presentamos los diagramas CM ($J-K_s$, K_s) observados de los cuatro cúmulos (puntos grises). Superpuestos a los mismos, mostramos también los diagramas CM que resultan al aplicar el método de Bonatto & Bica (2010) de minimización de la contaminación por estrellas del campo (puntos negros). Aun habiendo aplicado el método mencionado, puede notarse que la contaminación por estrellas del bulbo y del disco continúa siendo importante. Este efecto es particularmente visible en los campos de Antalova 1 y ASCC 90, debido a que estos dos cúmulos son agregados dispersos, con bajo grado de concentración, que se encuentran proyectados sobre las regiones centrales de la Galaxia.

Zejda et al. (2012) reportaron distintos números de estrellas variables descubiertas en el rango óptico en los campos de los cuatro CA examinados. Sin embargo, luego de efectuar los correspondientes entrecruzamientos de coordenadas, no logramos encontrar ninguna variable reportada por Zejda et al. (2012) con su contraparte de variabilidad confirmada en el infrarrojo cercano. Esto se debe principalmente a que la gran mayoría de las variables reportadas por Zejda et al. (2012) son estrellas comparativamente brillantes y, por esa razón, están saturadas en la banda K_s del VVV.

3. Metodología

Para la búsqueda de variables aplicamos la estadística de variabilidad de Stetson (1996). Una vez reconocidas las variables en la banda K_s , se obtienen las respectivas curvas de luz y se determinan los correspondientes períodos, amplitudes y magnitudes medias. Para ello, utilizamos los algoritmos *Generalized Lomb Scargle* (GLS; Zechmeister & Kürster, 2009) y *Phase Dispersion Minimization* (PDM; Stellingwerf, 1978), los cuales permiten realizar una primera estimación de los períodos de las variables reconocidas. Con ellos realizamos iteraciones sucesivas para ajustar las curvas de luz. El paso siguiente consistió en realizar una clasificación preliminar del tipo de variable descubierta, teniendo en cuenta la for-

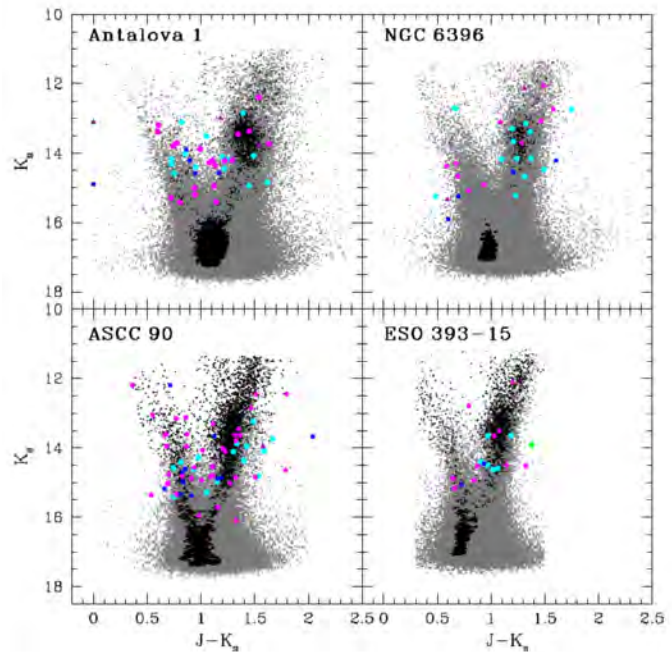


Figura 1: Diagramas CM ($J-K_s$, K_s) observados de los cuatro cúmulos seleccionados (puntos grises). Superpuestos a los mismos, se muestran los diagramas CM que resultan luego de minimizar la contaminación por estrellas del campo (puntos negros) mediante el método de Bonatto & Bica (2010). Las nuevas variables descubiertas en los campos de los cúmulos se representan con símbolos de diferentes formas y colores, a saber: binarias eclipsantes (pentágonos magenta), estrellas RR Lyrae (cuadrados azules), estrellas Cefeidas (triángulos rojos), variables elipsoidales (círculo verde) y variables no definidas (círculos celestes). Ver imagen color en versión electrónica.

ma de la curva de luz obtenida, el período estimado y la amplitud de la variación detectada.

4. Resultados y perspectivas futuras

Al final del proceso de búsqueda de variables identificamos un total de 182 posibles estrellas variables en los campos de los cuatro CA seleccionados. El número de épocas consideradas varía entre 63 y 73 dentro de un intervalo de cuatro años. A manera de ejemplo, en la Fig. 2 mostramos las curvas de luz obtenidas para algunas variables descubiertas en Antalova 1 y ASCC 90. El total de variables detectadas en los cuatro campos examinados, según el tipo de variabilidad, se resume en la Tabla 1.

En una próxima etapa, es nuestra intención evaluar la vinculación física a los cúmulos de las variables reportadas en esta contribución. Dicha evaluación será realizada teniendo en cuenta principalmente la ubicación de las variables descubiertas en los diagramas CM, color-color y los movimientos propios y eventualmente velocidades radiales disponibles (Palma et al., en preparación). Este análisis incluirá, además, la redeterminación de los parámetros fundamentales de los cúmulos examinados (enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad).

Tabla 1: Estrellas variables descubiertas con sus posibles clasificaciones.

Tipo de variable	Antalova 1	ASCC 90	NGC 6396	ESO 393-15
RR Lyrae (RRab/RRc)	6	10	4	2
Cefeidas (tipo II)	3	2	–	–
Binarias eclipsantes (EA/EB/EW)	19	42	12	8
δ Scuti	–	2	–	–
Elipsoidal	–	–	–	1
Períodos/tipo no determinados	30	25	9	7

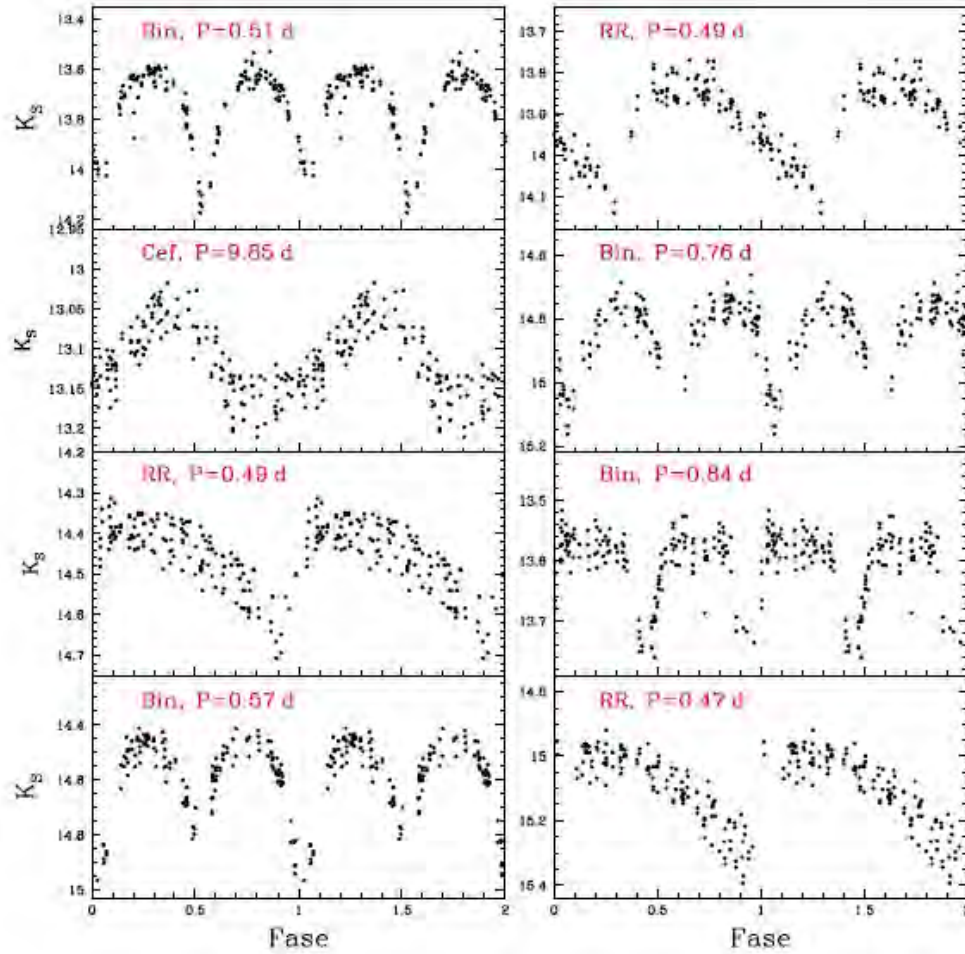


Figura 2: Curvas de luz obtenidas para algunas de las nuevas variables descubiertas en los campos de Antalova 1 y ASCC 90. El posible tipo de variable y período obtenido se indica en color rojo.

Agradecimientos: Agradecemos al programa 179.B-2002 de la *ESO Public Survey* por el uso de datos tomados con el telescopio VISTA de 4.1 m y los datos reducidos obtenidos de *Cambridge Astronomical Survey Unit (CASU)*. TP, ID, DM y JAG agradecen el apoyo económico recibido del Instituto Millenium de Astrofísica (Chile). TP y JJC agradecen a las instituciones argentinas CONICET, FONCYT y SECYT por el apoyo financiero recibido para realizar esta investigación. Agradecemos al referee por sus valiosas sugerencias y comentarios. En este trabajo hemos utilizado la base de datos SIMBAD, operada en el Centro de Datos de Straburgo (Francia).

Referencias

- Alonso-García J., et al., 2012, *AJ*, 143, 70
 Bonatto C., Bica E., 2010, *A&A*, 516, A81
 Hempel M., et al., 2014, *The Messenger*, 155, 29
 Kharchenko N. V., et al., 2013, *A&A*, 558, A53
 Minniti D., et al., 2010, *New A.*, 15, 433
 Saito R. K., et al., 2012, *A&A*, 537, A107
 Schechter P. L., Mateo M., Saha A., 1993, *PASP*, 105, 1342
 Skrutskie M. F., et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
 Stellingwerf R. F., 1978, *ApJ*, 224, 953
 Stetson P. B., 1996, *PASP*, 108, 851
 Zechmeister M., Kürster M., 2009, *A&A*, 496, 577
 Zejda M., et al., 2012, *A&A*, 548, A97



Inestabilidad radiativa en un disco de acreción en sistemas binarios interactuantes

M.A. De Vito^{1,2}, O.G. Benvenuto^{1,2,3}, J.E. Horvath⁴

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

⁴ *Instituto de Astronomía, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil*

Contacto / adevito@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los sistemas binarios interactuantes están formados por una variada familia de objetos, en particular, los sistemas llamados "espaldas rojas" (*redbacks*) donde la estrella donante transfiere material a una estrella de neutrones depositándolo en un disco de acreción que la rodea. Luego este material cae sobre ella. En los últimos años se ha observado que algunos miembros de la familia *redback* han experimentando transiciones desde el estado de sistema binario de baja masa en rayos X al de pulsar, y en el sentido contrario. Las escalas de tiempo asociadas a estas transiciones sugieren que pueden estar relacionadas con inestabilidades en el disco de acreción. Esto nos ha motivado a modelar el disco de acreción que rodea a la estrella de neutrones en este tipo de sistemas binarios. Presentamos nuestros primeros resultados, asociados a inestabilidades en el disco debidas a la irradiación desde la estrella de neutrones.

Abstract / Close binary systems are formed by a varied family of objects, in particular, the named *redback* systems, i.e. the donor star transfers material to the neutron star, putting it in an accretion disc surrounding this star. Later, this material falls on the neutron star. In the last years it was observed that some members of the *redback* family experienced transition from the state of low mass X-ray binary system to the pulsar state, and in the opposite way. The time scales associated with these transitions suggest that they are related to instabilities in the accretion disc. That fact motivates us to model the accretion disc around the neutron star in this kind of systems. We present our first results, associated with instabilities in the disc by irradiation of the neutron star.

Keywords / binaries: close — accretion, accretion discs

1. Introducción

Los sistemas binarios de corto período (período orbital $P_{\text{orb}} < 1$ d) han sido objeto particular de estudio desde el descubrimiento de PSR 1957+20 (Fruchter et al., 1988). Este sistema interesó de manera especial a la comunidad astronómica ya que presentaba características sorprendentes: intensos eclipses, denotando la presencia de material rodeando al sistema binario; un período orbital muy corto (~ 9 h), lo que implica una interacción no despreciable de la estrella de neutrones con su compañera; una acompañante del pulsar de milisegundo de muy baja masa ($0.022 M_{\odot}$ si se supone para el pulsar la masa canónica). Poco tiempo después de su descubrimiento se postuló que la baja masa de la acompañante de PSR 1957+20 resultaba del efecto del viento de evaporación provocado por el pulsar (Phinney et al., 1988). Esta característica llevó a denominar "viudas negras" (BW, por sus siglas en inglés) a este grupo de objetos (en referencia a las arañas del mismo nombre, que degluten a su compañero). En la actualidad hay catalogados 34 BW (con $P_{\text{orb}} < 1$ d y una compañera con una masa media estimada menor que $0.05 M_{\odot}$) en la base de datos de pulsares de la *Australia Telescope National Facility* (ATNF)*.

D'Amico et al. (2001) descubrieron un sistema binario con un valor de P_{orb} comparable al de un BW, pero una compañera con una masa estimada de un orden de magnitud mayor a las compañeras de los BW ($M > 0.19 M_{\odot}$). A este grupo se lo denominó "redbacks" (RBs), manteniendo la denominación arácnida. En la actualidad hay catalogados 28 RB (con $P_{\text{orb}} < 1$ d y masa media de la compañera entre 0.1 y $0.7 M_{\odot}$) en el catálogo de la ATNF. A diferencia del grupo de las BW, las acompañantes de los RB no están en condiciones degeneradas, y los valores para el factor de llenado de su lóbulo de Roche son altos (Roberts, 2011). Se ha especulado, hasta estos días, que los RB podrían ser sistemas que aún se encuentren en estado de reciclado del pulsar.

En los últimos años se han detectado RB que pasan de un estado de transferencia de masa, en el que se los observa como sistema binario de baja masa en rayos X (LMXB, por sus siglas en inglés) a un estado en el que se observa al pulsar con su acompañante de baja masa (estado PSR), e inversamente. Esta evidencia observacional sostiene la idea de que los RB se encuentran aún en estado de reciclado del pulsar.

¿Por qué motivo los RB pasan de un estado a otro?

Los cálculos de evolución binaria estándar para esta clase de objetos predicen una larga etapa de transfe-

*<http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

rencia de masa, seguida de algunos episodios posteriores, disparados por los destellos (*flashes*) termonucleares sufridos por la estrella donante. La incorporación del efecto de la irradiación del pulsar a nuestro código de evolución binaria nos ha llevado a encontrar eventos de transferencia de masa cíclica (Benvenuto et al., 2014). Esto explica la transición de sistemas binarios desde el estado de LMXB a PSR, o inversamente, pero observable sólo una vez en escalas de tiempo humanas (la escala de los ciclos de transferencia de masa debidos a la irradiación del pulsar son de al menos unos miles de años). Sin embargo, se ha observado que PSR J1023+0038 ha experimentado esta transición en ambas direcciones en unos pocos años. Esto nos ha llevado a pensar que debe existir otro motivo, aún no incorporado en nuestra herramienta de cálculo, que provoca estas transiciones.

La respuesta podría estar en el disco de acreción que rodea a la estrella de neutrones.

2. Nuestros primeros resultados: dilución del borde interno del disco de acreción

El modelado de un disco de acreción es objeto de estudio desde hace varias décadas atrás. Si el disco de acreción es delgado, pueden desacoplarse la estructura vertical de la estructura radial.

Las ecuaciones diferenciales que describen la estructura vertical del disco son (ver, por ejemplo, Hameury et al. 1998):

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g_z = -\rho \Omega_K^2 z, \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma}{dz} = 2\rho, \quad (2)$$

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \nabla, \quad (3)$$

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{1}{2} \alpha \Omega_K P + \frac{dF_t}{dz}, \quad (4)$$

donde P , ρ y T son la presión, la densidad y la temperatura respectivamente, σ es la densidad superficial de columna entre $-z$ y $+z$, y F_z es el flujo vertical de energía. Además, Ω_K es la velocidad angular Kepleriana y ∇ es el gradiente de temperatura de la estructura. En la ecuación (4), F_t es una contribución al flujo que depende del tiempo; incluye términos que resultan del calentamiento/enfriamiento y de la contracción/expansión del disco. Usualmente se propone que $\frac{dF_t}{dz} \propto P$, quedando entonces

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{3}{2} \alpha_{\text{eff}} \Omega_K P, \quad (5)$$

donde α_{eff} es una viscosidad efectiva y la diferencia $\alpha - \alpha_{\text{eff}}$ mide el apartamiento del equilibrio térmico.

Hemos realizado la integración vertical usando un método de Runge-Kutta, y a través de un método de empalme (*shooting method*) hallamos los valores de α_{eff} y de la altura del disco H , desconocidos a priori.

Tabla 1: Parámetros considerados en los modelos: a es la distancia desde el borde interno del disco a la estrella central, en unidades de 10^{10} cm; α es el parámetro de viscosidad de Shakura–Sunyaev, T es la temperatura en el plano del disco, en unidades de 10^3 K; σ es la densidad superficial de columna en unidades de g cm^{-2} ; T_{irr} es la temperatura de irradiación, en unidades de 10^3 K.

	a	α	T	σ	T_{irr}
Línea llena	10.0	0.01	50	500	50
Línea de puntos	3.0	0.01	15	1500	50

Según Fung & Artymowicz (2014), la presión de radiación puede causar una inestabilidad en el disco llamada inestabilidad por irradiación. La intensidad de la presión de radiación, comparada con la gravedad se mide a través de β :

$$\beta = \frac{\kappa_{\text{opa}} L}{4\pi c G M}, \quad (6)$$

donde L es la luminosidad del objeto central, M su masa y κ_{opa} la opacidad del material del disco; G y c son la constante gravitatoria y la velocidad de la luz respectivamente.

Hemos adaptado las ecuaciones de estructura vertical (1), (2), (3) y (5) para considerar este efecto. Definimos el parámetro de dilución como $\delta = 1 - \beta e^{-\tau}$, donde τ es la profundidad óptica del disco. Hemos explorado la estructura vertical de un disco de acreción, como función del parámetro de dilución. En el centro del disco se ubica una estrella de neutrones de masa canónica.

Estudiamos dos casos, considerando distintas distancias desde el borde interno del disco a la estrella de neutrones (a), y distintos valores iniciales de la temperatura en el plano del disco (T) y la densidad superficial de columna (σ) para la integración (Tabla 1).

Hemos calculado, para cada valor de δ considerado en este trabajo (δ entre 0 y 1) la altura del disco (H) iterando las ecuaciones de estructura vertical. Observamos en la Fig. 1 que al disminuir la opacidad ($\delta \rightarrow 0$), el disco se vuelve más ancho, y por lo tanto es más factible que el material que lo compone se desligue del mismo. De esta manera, el disco retrocede. Este mecanismo podría ser parte de la explicación de la desaparición de la etapa de acreción (LMXB) en RB y la aparición de la etapa PSR.

La densidad superficial de columna (σ) también disminuye con la opacidad. Esto es esperable ya que, como hemos visto, la altura del disco crece con $\delta \rightarrow 0$ (ver Fig. 2).

El flujo aumenta conforme $\delta \rightarrow 0$ (ver Fig. 3). Esto puede entenderse en el marco de la presencia de un material menos opaco. Sin embargo, la interpretación del comportamiento del flujo con la dilución no es directa ni trivial.

En cuanto a la dependencia de los resultados con el valor de la distancia del borde interno del disco al objeto central, el modelo cuyo borde interno se encuentra más cerca de la estrella de neutrones se desligaría más

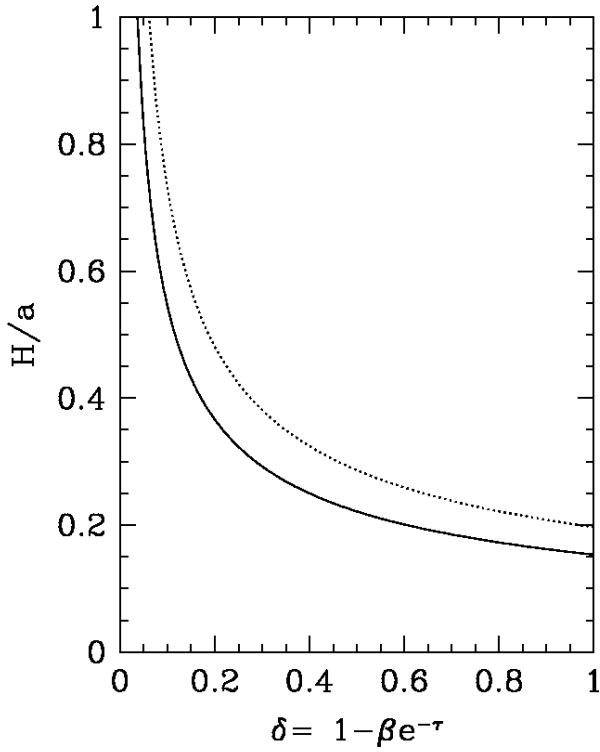


Figura 1: Altura del disco (H) en función del parámetro de dilución (δ) para los dos modelos considerados en este trabajo. Ver la Tabla 1 para las referencias de las líneas.

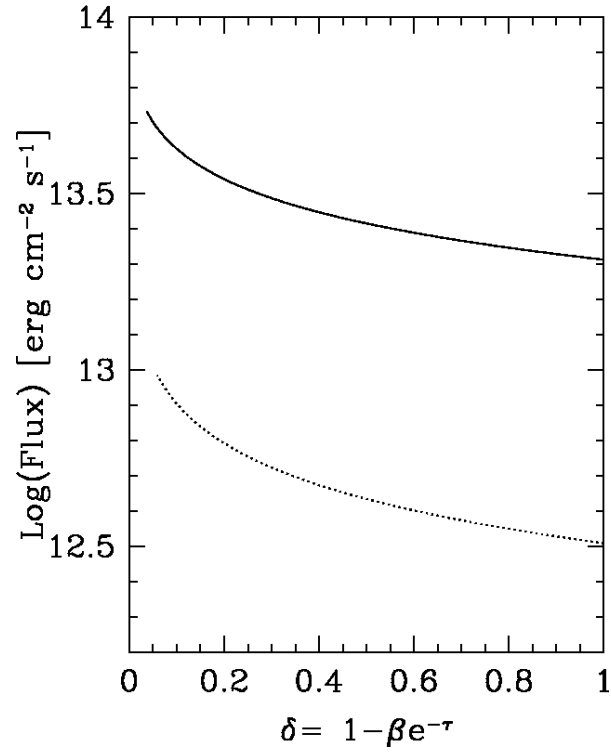


Figura 3: Logaritmo del flujo en función del parámetro de dilución.

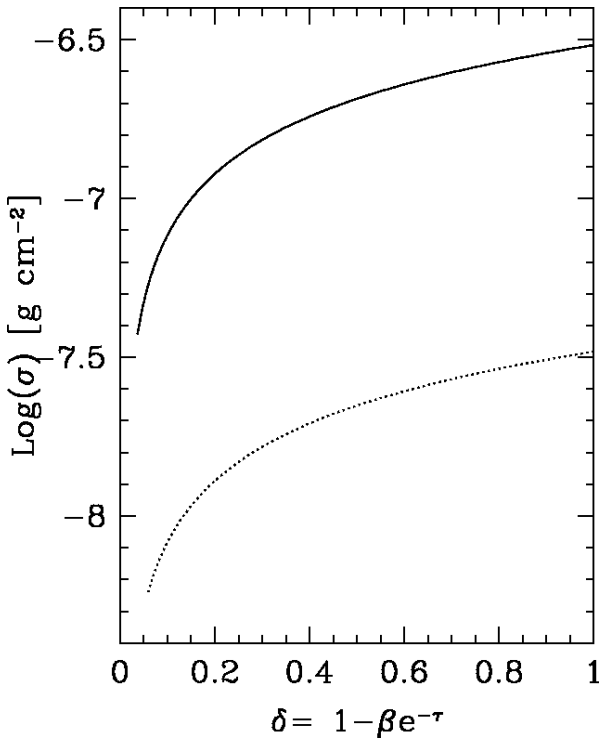


Figura 2: Logaritmo de la densidad superficial de columna (σ) en función del parámetro de dilución δ .

eficientemente (H más grande a igual coeficiente de dilución), como es de esperar.

3. Conclusiones y trabajo a futuro

La inestabilidad radiativa podría ser una de las causas por las que se va diluyendo el borde interno del disco de acreción alrededor de la estrella de neutrones. Estamos trabajando en la resolución de las ecuaciones de estructura radial de un disco de acreción, que serán acopladas a la estructura vertical. Dado que estas ecuaciones tienen la dependencia temporal, podremos hacer una estimación de la escala de tiempo del retroceso del disco para que pueda iniciarse la etapa de PSR, o que alcance un valor de masa crítica para que se inicie nuevamente la descarga sobre la estrella de neutrones (LMXB).

Referencias

- Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2014, ApJL, 786, L7
 D'Amico N., et al., 2001, ApJL, 561, L89
 Fruchter A. S., Stinebring D. R., Taylor J. H., 1988, Nature, 333, 237
 Fung J., Artymowicz P., 2014, ApJ, 790, 78
 Hameury J.-M., et al., 1998, MNRAS, 298, 1048
 Phinney E. S., et al., 1988, Nature, 333, 832
 Roberts M. S. E., 2011, in Burgay M., D'Amico N., Esposito P., Pellizzoni A., Possenti A., eds, American Institute of Physics Conference Series Vol. 1357 of American Institute of Physics Conference Series, New Black Widows and Redbacks in the Galactic Field. pp 127–130



La Región de formación estelar masiva *IRAS* 08589–4714

H. Saldaño^{1,2}, J. Vázquez^{2,3,4}, C. Cappa^{2,3,4}, M. Gómez^{1,2} & M. Rubio⁵

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

⁴ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina*

⁵ *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile*

Contacto / hugosaldano@oac.uncor.edu

Resumen / En esta contribución presentamos un análisis de la región asociada a la fuente *IRAS* 08589–4714 con el objetivo de caracterizar el medio molecular y derivar las propiedades físicas de núcleos preestelares jóvenes probablemente vinculados a esta fuente. Usamos el telescopio APEX para detectar emisiones de las moléculas ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O en la transición $J = 3-2$. Identificamos dos núcleos moleculares cercanos a la posición de la fuente *IRAS*. Estimamos la masa en equilibrio termodinámico local del núcleo principal en $\sim 410 M_{\odot}$. El mismo posee una densidad de hidrógeno molecular de $\sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y una densidad columnar de $\sim 2.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, característico de un núcleo en proceso de formación estelar. Identificamos las contrapartes en las imágenes de *WISE* y de *Herschel* de ambos núcleos y hallamos dos chorros (*outflows*) moleculares asociados con sendas fuentes jóvenes incrustadas en los núcleos.

Abstract / In this contribution we present an analysis of the *IRAS* 08589–4714 region with the aim of characterizing the molecular environment and deriving physical properties of young massive cores likely associated with this source. We use the APEX telescope to detect the ^{12}CO , ^{13}CO , and C^{18}O lines in $J = 3-2$ transition. We observe two molecular cores close to the *IRAS* source position. We estimate the LTE mass in $\sim 410 M_{\odot}$ for the principal core, which has a H_2 mean density $\sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and a column density $\sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, characteristic of a massive core in a star formation process. We identify counterparts on the *WISE* and *Herschel* images for both cores and find two molecular outflows associated with each young embedded source.

Keywords / circumstellar mater — stars: formation — stars: massive — stars: jets, winds and outflows

1. Introducción

La formación de las estrellas de baja masa ($M < 3 M_{\odot}$) está asociada a la eyección de materia a través de los chorros (*jets*) estelares, los cuales barren el material de la nube madre generando efusiones (*outflows*) moleculares. Estos *outflows* son detectados mediante el ensanchamiento de líneas moleculares, trazadoras de baja densidad, como los isótopos del monóxido de carbono, en longitudes de onda del milimétrico.

En la actualidad se desconoce si el mismo escenario de formación de las estrellas de baja masa se extiende a las estrellas masivas ($M > 8 M_{\odot}$, Zinnecker & Yorke, 2007). En particular, en lo que se refiere a la existencia de *outflows* moleculares, no está claro si los mecanismos que los generan son los mismos que para las estrellas de baja masa.

El objetivo de este trabajo es investigar la actividad de formación estelar en la región asociada a la fuente *IRAS* 08589–4714, candidata a objeto estelar joven de alta masa (Beltrán et al., 2006). La fuente *IRAS* está localizada en la nube molecular gigante cadena molecular de Vela (*Vela Molecular Ridge*). Wouterloot & Brand (1989) detectaron emisión de la línea $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ en dirección a esta fuente. Esta línea molecular presenta un ala extendida hacia el rojo, indicio de un posible *outflow*. Sin embargo estos autores no trazaron un ma-

pe de la región para confirmarlo. Bronfman et al. (1996) observaron la línea de CS en la transición (2–1) hacia esta fuente. Recientemente, Urquhart et al. (2014) detectaron emisión de la molécula de amoníaco, NH_3 , en las transiciones (1,1) y (2,2). Ambas moléculas son trazadoras de regiones de alta densidad ($> 10^5 \text{ cm}^{-3}$). No obstante sólo se realizaron observaciones puntuales que no cubren la extensión total de la zona de alta densidad detectada.

2. Observaciones

IRAS 08589–4714 fue observada con el telescopio de 12 m APEX*, ubicado en el Llano de Chajnantor, Chile. Se observaron las líneas de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O , en la transición $J = 3-2$ usando la técnica *On-The-Fly mapping*, entre el 16 y 21 de junio de 2014. Para los isótopos de CO se empleó el receptor heterodino APEX-2 con un poder resolvente de $18''$. En todas las líneas moleculares, se trazó el mapa de una región de $\sim 150'' \times 150''$, cubriendo la zona central de la fuente *IRAS* (Fig. 1). La reducción de los datos fue realizada con el softwa-

*Atacama Pathfinder EXperiment. APEX es una colaboración entre el Instituto Max-Planck de Radioastronomía, el Observatorio Europeo Austral (ESO), y el Observatorio Onsala.

re CLASS, de GILDAS**. Se convirtió la temperatura de antena, T_A , a temperatura de brillo del haz principal ($T_{mb} = T_A/\eta_{mb}$), usando una eficiencia de haz principal $\eta_{mb} = 0.72$ (Vassilev et al., 2008).

3. Análisis y resultados

3.1. Núcleos moleculares

La región observada con APEX comprende a las fuentes 1 y 2 detectadas en 4.6, 12 y 70 μm . La Fig. 1 es una composición de tres imágenes. En azul y verde mostramos las emisiones a 4.6 y 12 μm , respectivamente, obtenidas con el telescopio WISE y en rojo la emisión a 70 μm obtenida con *Herschel*. La componente principal (fuente 1) también tiene su contraparte en 1.2 mm detectada por Beltrán et al. (2006), emisión mostrada con contornos azules.

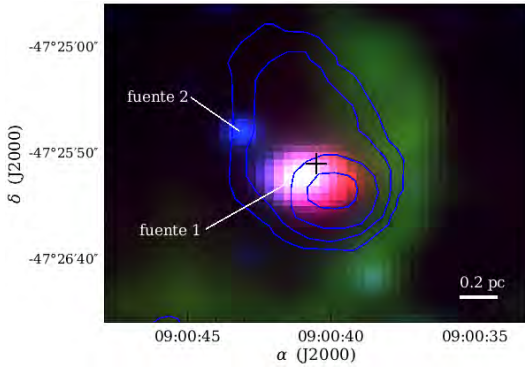


Figura 1: Imagen RGB (rojo-verde-azul) de la región observada por el telescopio APEX. En azul y verde mostramos las emisiones a 4.6 y 12 μm , respectivamente, obtenidas con el telescopio WISE y en rojo la emisión a 70 μm obtenida con *Herschel*. En contorno azul indicamos la emisión en 1.2 mm de Beltrán et al. (2006). La posición de la fuente IRAS se indica con una cruz negra.

Las observaciones realizadas con APEX en la región de IRAS 08589–4714 revelaron dos núcleos moleculares, los cuales coinciden con las posiciones de las fuentes 1 y 2. En las Figs. 2 y 3 mostramos las líneas espectrales de CO(3–2), $^{13}\text{CO}(3-2)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ observadas hacia ambas fuentes.

La línea CO(3–2) hacia la fuente 1 presenta tres picos entre 0.0 y +12.0 km s^{-1} y muestra alas extendidas con velocidades hacia el rojo y hacia el azul. Los espectros de los isótopos restantes presentan emisiones entre las dos líneas entrecortadas externas ($+2.7 < v < +6.3 \text{ km s}^{-1}$). Además, ambas líneas están centradas aproximadamente en 4.6 km s^{-1} (línea entrecortada central), coincidiendo con la depresión en la línea de CO(3–2) debido a la autoabsorción de la molécula. Adoptamos $v = +4.6 \text{ km s}^{-1}$ como la velocidad sistémica, v_{sys} , para la fuente 1. Usando la curva de rotación galáctica de Brand & Blitz (1993) y la velocidad sistémica adoptada estimamos que la fuente se encuentra a una distancia de $d = 2.0 \pm 0.5 \text{ kpc}$.

**<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

En el panel derecho de la Fig. 2 mostramos la emisión del gas ambiente de la línea de $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ (contornos verdes) integrados entre las dos líneas entrecortadas externas del panel izquierdo de la misma Figura. El pico de la emisión molecular integrada se encuentra superpuesta sobre la fuente 1 vista en la banda de 4.6 μm del telescopio WISE.

La Fig. 3 muestra lo mismo que la Fig. 2 pero para la fuente 2. La línea CO(3–2) presenta cuatro picos entre 0.0 y +13.0 km s^{-1} . En este caso, el centro del segundo pico de la línea CO(3–2) coincide prácticamente con los máximos de las restantes líneas espectrales ($\sim 4.0 \text{ km s}^{-1}$), los cuales están encerrados entre las dos líneas entrecortadas externas ($+2.7 < v < +5.3 \text{ km s}^{-1}$). El panel derecho de la Fig. 3 muestra la emisión del gas ambiente hacia la fuente 2 de las líneas $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ integrados entre $+3.0 < v < +4.0 \text{ km s}^{-1}$. Este rango de velocidades, más pequeño que el empleado para la fuente 1, revela que la emisión de la fuente 2 es menos extendida en velocidad. Para esta fuente también asignamos una distancia de $\sim 2.0 \text{ kpc}$. Debido a que el rango de integración usado para poder resaltar el núcleo molecular asociado a la fuente 2 es más chico que el correspondiente al núcleo de la fuente 1, suponemos que la emisión de la primera fuente está contaminada por la emisión de la fuente principal. Por esta razón, sólo es posible determinar los parámetros de la fuente 1.

Usando las líneas CO(3–2), $^{13}\text{CO}(3-2)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ podemos determinar los profundidades ópticas de cada molécula (τ_{12} , τ_{13} y τ_{18}), la temperatura de excitación (T_{ex}), la densidad columnar del hidrógeno molecular ($N(\text{H}_2)$), la densidad volumétrica ($n(\text{H}_2)$) y la masa del gas molecular. Los parámetros físicos son determinados a través del formalismo de Bourke et al. (1997), los cuales adoptan condiciones de equilibrio termodinámico local (ETL). Los tres últimos parámetros son determinados usando la molécula C^{18}O por ser ópticamente delgada. De los mapas de contornos de las Figs. 2 adoptamos que el núcleo molecular asociado a la fuente 1 tiene un tamaño angular de 50". De esta manera calculamos que la temperatura de excitación es de 19 K, y estimamos que las profundidades ópticas son $\tau_{12} = 200$, $\tau_{13} = 3.2$ y $\tau_{18} = 0.6$, en donde se usó una abundancia $[^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}] = 73$ (Milam et al., 2005). Mientras que $N(\text{H}_2) = 1.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, $n(\text{H}_2) = 1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y la masa total de gas molecular es de $\sim 410 M_{\odot}$ considerando una abundancia de $[\text{H}_2/\text{C}^{18}\text{O}] = 6 \times 10^6$ (Frerking et al., 1982).

3.2. Efusiones moleculares

Con el propósito de detectar los *outflows* asociados con los núcleos 1 y 2, integramos en los rango de velocidades correspondientes a las alas extendidas hacia el rojo y hacia el azul de la línea de CO(3–2) (Figs. 2 y 3).

La Fig. 4 muestra la emisión integrada de las alas con velocidad corridas hacia el azul dentro del rango $-0.5 < v < +2.7 \text{ km s}^{-1}$, y de las alas corridas hacia el rojo en el rango $+6.0 < v < +10.0 \text{ km s}^{-1}$. Se puede apreciar que aparecen cuatro estructuras que se mueven en dirección hacia el observador (contornos azules), dos

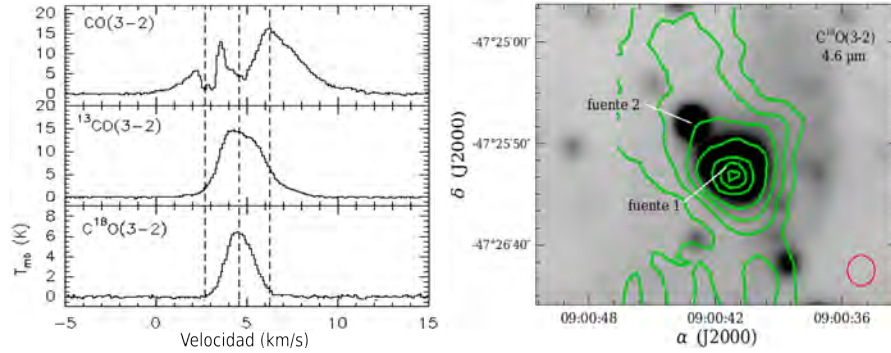


Figura 2: Panel izq.: Perfiles de CO(3–2), $^{13}\text{CO}(3-2)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ hacia la fuente 1. La línea central entrecortada corresponde a la velocidad sistémica de $+4.6 \text{ km s}^{-1}$, y las dos líneas verticales externas indican el rango de velocidades de la emisión en la región de más alta densidad. Panel der.: Mapa de emisión integrada de la molécula C^{18}O (contornos verdes) superpuestas a la emisión a $4.6 \mu\text{m}$ obtenida con el telescopio *WISE* (escala de grises). Los niveles de los contornos tienen valores de 1.9, 3.8, 5.5, 7.5, 11.3, 13.2, 13.5 K km s^{-1} .

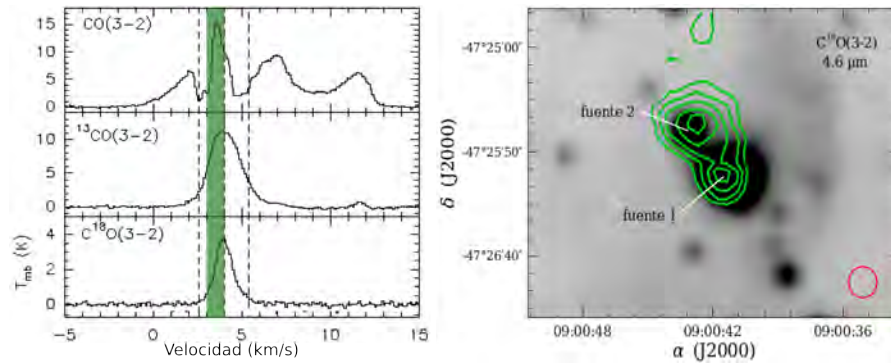


Figura 3: Idem a la Fig. 2 pero para la fuente 2. La banda vertical verde en el panel izquierdo corresponde al rango de integración de la emisión mostrada en el panel derecho, donde los niveles de los contornos tienen valores de 1.2, 1.5, 1.8, 2.1, 2.3 K km s^{-1} .

de ellas superpuestas a las fuentes 1 y 2. Mientras que otras dos estructuras aparecen moviéndose en dirección opuesta (contornos en rojo), también superpuestas sobre las mismas fuentes. Para distinguir la actividad de los flujos correspondiente a cada fuente dividimos a la Fig. 4 en cuatro sectores con líneas negras entrecortadas. De esta manera tenemos dos regiones (los cuadrantes superior izquierdo e inferior derecho) que encierran los lóbulos con velocidad hacia el rojo y hacia el azul, indicados como O-s1 para la fuente 1, y O-s2 para la fuente 2.

Referencias

Beltrán M. T., et al., 2006, *A&A*, 447, 221
 Bourke T. L., et al., 1997, *ApJ*, 476, 781
 Brand J., Blitz L., 1993, *A&A*, 275, 67
 Bronfman L., Nyman L. A., May J., 1996, *A&ASS*, 115, 81
 Frerking M. A., Langer W. D., et al. 1982, *ApJ*, 262, 590
 Milam S. N., et al., 2005, *ApJ*, 634, 1126
 Urquhart J. S., et al., 2014, *MNRAS*, 437, 1791
 Vassilev V., et al., 2008, *A&A*, 490, 1157
 Wouterloot J. G. A., Brand J., 1989, *A&ASS*, 80, 149
 Zinnecker H., Yorke H. W., 2007, *ARA&A*, 45, 481

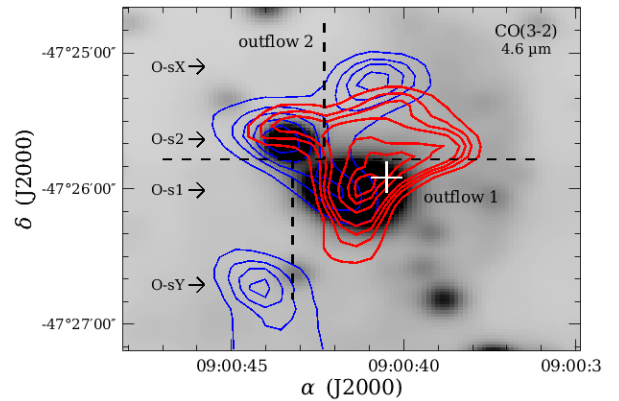


Figura 4: Emisión integrada de las alas hacia el azul y hacia el rojo de la línea de CO(3–2) superpuesta a la emisión a $4.6 \mu\text{m}$ obtenida con el telescopio *WISE*. Las flechas indican la posición de los lóbulos moleculares corridos hacia el azul y hacia el rojo, de la fuente 1 (O-s1) y de la fuente 2 (O-s2). Se indican otras estructuras, identificadas como O-sX y O-sY no analizadas en este trabajo.



Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades evolutivas y pulsacionales de enanas blancas DB

T. Battich^{1,2}, L.G. Althaus^{1,2} & A.H. Córscico^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

Contacto / tbattich@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las enanas blancas resultan ser buenos laboratorios para estudiar las propiedades de partículas fundamentales, tales como los hipotéticos axiones. De existir estas partículas e interactuar con los electrones, se emitirían en el interior denso de las enanas blancas abandonando estas estrellas prácticamente sin volver a interactuar, convirtiéndose en un importante sumidero de energía. Esto tendría un efecto detectable en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas, efecto que ya fue estudiado para enanas blancas DA (enanas blancas con envolturas ricas en hidrógeno), pero no así para enanas blancas DB (enanas blancas deficientes en hidrógeno). En este trabajo estudiamos de manera general el efecto de la emisión de axiones en la evolución de enanas blancas DB y en las propiedades pulsacionales de enanas blancas DBV (DB pulsantes), con el objetivo de determinar el potencial de estas estrellas para el estudio de la física de los axiones. Asimismo utilizamos una estimación de la tasa de cambio de período de la enana blanca DBV PG 1351+489 correspondiente al período dominante de dicha estrella para derivar una nueva cota a la masa del axión.

Abstract / White dwarfs are found to be good laboratories for studying the properties of fundamental particles such as the hypothetical axions. If these particles exist and interact with electrons, they would be emitted from the dense interior of white dwarfs, abandoning these stars without interacting again, becoming an important energy sink. This would have a detectable effect on the evolutionary and pulsational properties of white dwarfs. This effect was already studied for DA white dwarfs (white dwarfs with a surface rich in hydrogen), but not for DB white dwarfs (hydrogen-deficient white dwarfs). We studied the general effect of axion emission on the evolution of DB white dwarfs and on the pulsational properties of DBV white dwarfs (pulsating DBs) with the aim of determining the potential of these stars to study the physics of axions. Moreover, we use an estimation of the rate of change of period of the DBV white dwarf PG 1351+489 corresponding to the dominant period to derive a new limit on axion mass.

Keywords / white dwarfs — asteroseismology — astroparticle physics

1. Introducción

Los axiones son partículas hipotéticas, débilmente interactuantes, cuya existencia fue propuesta para dar una solución al problema “CP” de la cromodinámica cuántica (Weinberg, 1978). Estas partículas son candidatas a conformar la materia oscura, siendo su contribución dependiente de su masa. Sin embargo, la masa de los axiones (m_{ax}) no es una cantidad predicha por la teoría. De los modelos propuestos para los axiones, los que interactúan con los electrones son los axiones de un tipo llamado DFSZ. En el interior de las enanas blancas se dan las condiciones físicas necesarias para la emisión de este tipo de axiones. Al salir de la estrella prácticamente sin volver a interactuar, la emisión de estas partículas constituiría una importante fuente de enfriamiento extra de la estrella. El cambio en el enfriamiento de la estrella tiene un efecto en la tasa de cambio de períodos en una enana blanca pulsante. Si se dispone de una medición de la tasa de cambio de período de alguna enana blanca, es posible utilizar este valor para acotar la masa que podrían tener los axiones (Isern et al., 1992).

En el presente trabajo los cálculos evolutivos se realizaron con el código LPCODE (Althaus et al., 2005) a

partir de modelos de enanas blancas DB obtenidos por Althaus et al. (2009). Las pulsaciones se calcularon con la versión adiabática del código LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006). Las rutinas para el cálculo de la emisión de axiones fueron incorporadas y revisadas por Miller Bertolami (2009).

2. Impacto general de la emisión de axiones sobre las propiedades de las enanas blancas DB

2.1. Impacto en las propiedades evolutivas

La emisión de axiones afecta la emisión de neutrinos, disminuyendo su magnitud (Fig. 1). Aun así, el efecto neto es el de acelerar el enfriamiento de las enanas blancas DB. Este aumento en la tasa de enfriamiento resulta mayor cuanto más masivos son los axiones (Fig. 2). Este resultado acuerda con lo obtenido para el caso de las enanas blancas DA por Miller Bertolami et al. (2014).

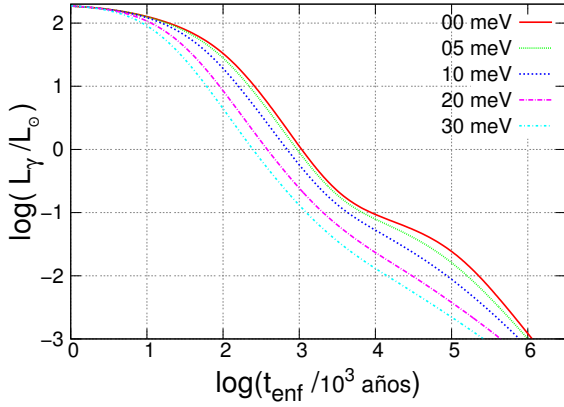


Figura 1: Luminosidad de fotones vs. tiempo de enfriamiento para distintas masas del axión.

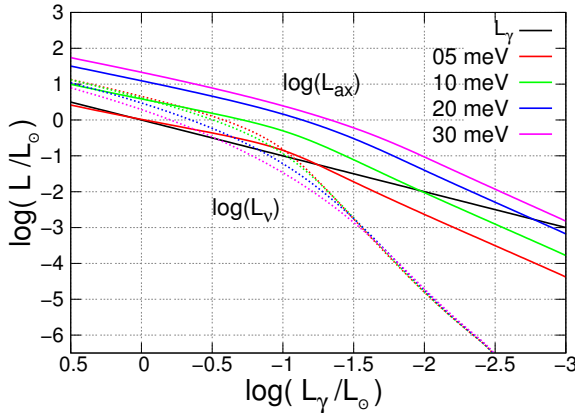


Figura 2: Luminosidad de axiones (L_{ax}) y neutrinos (L_ν) vs. luminosidad de fotones para distintas masas del axión.

2.2. Impacto en las propiedades pulsacionales

Nuestros cálculos indican que los períodos de pulsación de modos g (gravedad) no se ven afectados de manera significativa con la emisión de axiones, independientemente de la masa de la estrella, su posición en la zona de inestabilidad de las DBV ($22000 \text{ K} \lesssim T_{ef} \lesssim 30000 \text{ K}$), el orden radial k (que caracteriza distintos modos de pulsación) o la masa del axión (Fig. 3).

Por otro lado, las tasas de cambio de período sí se ven significativamente afectadas por la emisión de axiones en el rango de inestabilidad de las DBV, aumentando a medida que se incrementa m_{ax} (Fig. 4). Este mismo comportamiento de los períodos y las tasas de cambio de período fue obtenido para las enanas blancas DAV por Córscico et al. (2012).

3. Cota a la masa del axión

3.1. A partir de un modelo astrosismológico

Redaelli et al. (2011) obtuvieron una estimación de la tasa de cambio de período de una enana blanca DBV, PG 1351+489, correspondiente al modo con mayor amplitud observada y período $\sim 489 \text{ s}$. Córscico et al. (2014) obtuvieron un modelo astrosismológico pa-

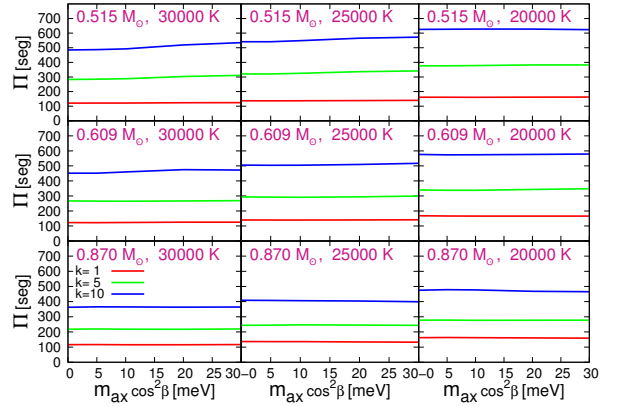


Figura 3: Períodos para distintas masas y temperaturas efectivas de las enanas blancas correspondientes a modos g con orden radial $k=1, 5$ y 10 , y grado armónico $\ell=1$.

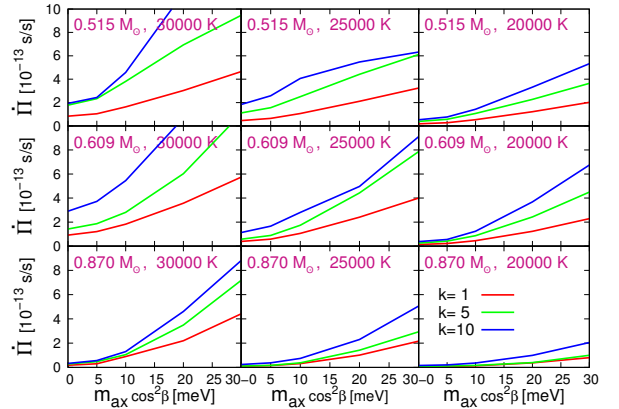


Figura 4: Igual que en Fig. 3 pero para las tasas de cambio de períodos.

ra PG 1351+489 en el que derivan un valor teórico de $\dot{\Pi}$ menor que el estimado de las observaciones por Redaelli et al. (2011) (Tabla 1). En este trabajo calculamos nuevos valores teóricos de $\dot{\Pi}$ utilizando el modelo astrosismológico de Córscico et al. (2014) pero incluyendo la emisión de axiones de distinta masa, para comparar con el observado. De esta forma, obtenemos un valor de cota de $m_{ax} \cos^2 \beta \lesssim 11.5 \text{ meV}$ (Fig. 5), donde $\cos^2 \beta$ es un parámetro libre de la teoría.

3.2. Considerando datos espectroscópicos

Existen distintos valores de temperatura efectiva de PG 1351+489 determinados espectroscópicamente según la composición química del modelo de atmósfera utilizado (ver Tabla 2, Beauchamp et al., 1999; Bergeron et al., 2011). Para tener en cuenta esta incerteza en la temperatura efectiva y obtener una cota más confiable a la masa del axión, comparamos el valor observado de $\dot{\Pi}$ con valores teóricos calculados utilizando modelos de estrellas DBV con las correspondientes temperaturas efectivas y los modos de pulsación más cercanos al observado. Con este procedimiento obtenemos $m_{ax} \cos^2 \beta \lesssim 19 \text{ meV}$ (Fig. 6).

Tabla 1: Períodos observados de PG 1351+489 (Π^o), tasa de cambio de período estimada de las observaciones ($\dot{\Pi}^o$), períodos y tasa de cambio de períodos obtenidas del modelo (Π^t y $\dot{\Pi}^t$), e identificación de los modos (k y ℓ).

Π^o [s]	Π^t [s]	ℓ	k	$\dot{\Pi}^o$ [10^{-13}s s^{-1}]	$\dot{\Pi}^t$ [10^{-13}s s^{-1}]
335.26	336.81	2	13	—	0.60
489.33	489.47	1	11	2.0 ± 0.9	0.81
584.68	586.99	2	25	—	1.02
639.63	639.37	1	15	—	1.19

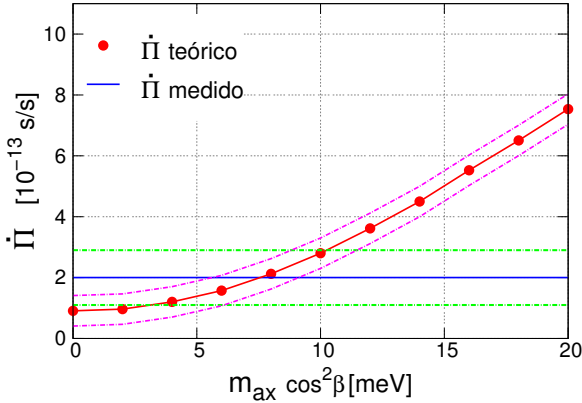


Figura 5: Tasas de cambio de los períodos obtenidas del modelo para distintos valores de m_{ax} (puntos rojos) con su error (líneas rosas). Valor estimado de las observaciones (línea azul) con su error a una desviación estándar (líneas verdes).

4. Conclusiones

En este trabajo obtenemos como cota el valor más conservativo de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 19$ meV. Este resultado concuerda con los valores obtenidos utilizando enanas blancas DAV, que resultan de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 19$ meV (Córscico et al., 2012) y $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 21$ meV (Córscico et al., 2012). Utilizando un modelo astrosismológico para PG 1351+489 obtenemos $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 11.5$ meV. Este límite superior está en mayor acuerdo con las inferencias derivadas a partir de la función de luminosidad de las enanas blancas, que favorece cotas más bajas ($m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 10$ meV, Miller Bertolami et al., 2014).

Agradecimientos: TB agradece al COL de la 58a. Reunión de la AAA, a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP y al Proyecto de Incentivos de la UNLP (11/G110) por el financiamiento otorgado para asistir a la 58a. Reunión de la AAA.

Referencias

Althaus L. G., et al., 2009, ApJ, 704, 1605
 Althaus L. G., et al., 2005, A&A, 435, 631
 Beauchamp A., et al., 1999, ApJ, 516, 887
 Bergeron P., et al., 2011, ApJ, 737, 28
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 863
 Córscico A. H., et al., 2014, JCAP, 8, 54
 Córscico A. H., et al., 2012, MNRAS, 424, 2792
 Córscico A. H., et al., 2012, JCAP, 12, 10
 Isern J., Hernanz M., García-Berro E., 1992, ApJL, 392, L23

Tabla 2: Temperaturas efectivas y gravedades superficiales determinadas espectroscópicamente para PG 1351+489.

Autores	Composición	T_{ef}	$\log g$
Beauchamp et al.(1999)	He + H	~ 22600 K	~ 7.90
Beauchamp et al.(1999)	He puro	~ 26100 K	~ 7.89
Bergeron et al.(2011)	He + H	~ 26010 K	~ 7.91

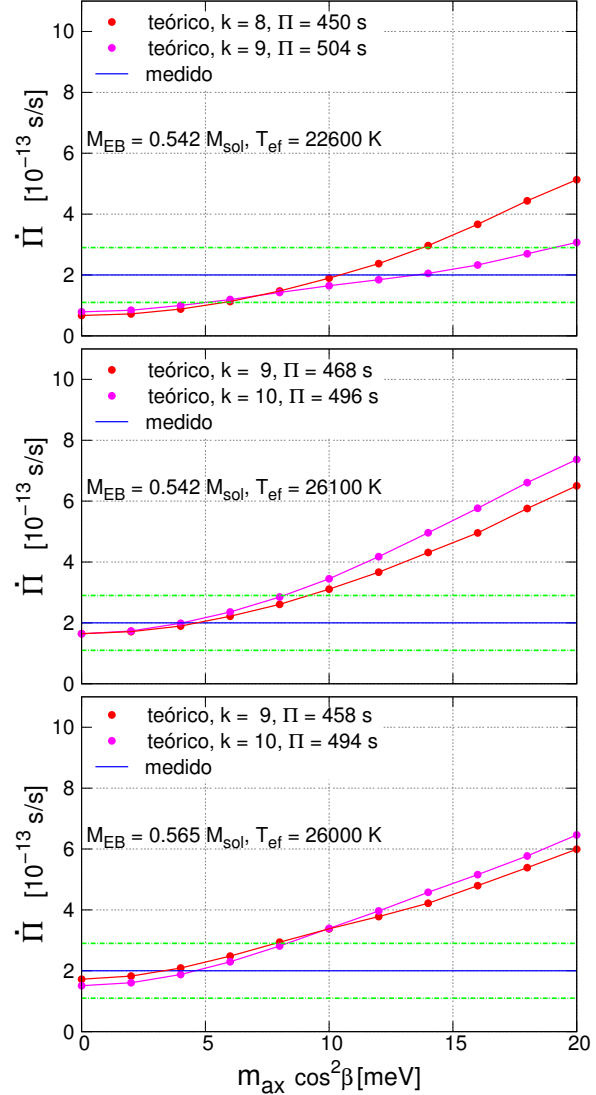


Figura 6: Tasas de cambio de los períodos para modelos con las T_{ef} de interés, para distintos valores de m_{ax} comparadas con el valor observado.

Miller Bertolami M. M., 2009, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP
 Miller Bertolami M. M., et al., 2014, JCAP, 10, 69
 Redaelli M., Kepler S. O., Costa J. E. S. a., 2011, MNRAS, 415, 1220
 Weinberg S., 1978, Physical Review Letters, 40, 223



Asynchronous rotation in the massive binary system HD 93343?

C. Putkuri¹, R. Gamen¹ & N.I. Morrell²

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

² *Las Campanas Observatory, Carnegie Observatories, La Serena, Chile*

Contact / cputkuri@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En relevamientos espectroscópicos de estrellas masivas se han detectado sistemas binarios cuyas componentes presentan líneas espectrales con anchos muy diferentes, que indicarían diferentes velocidades de rotación, esto es, ambas componentes tendrían una rotación asincrónica. Presentamos aquí los resultados preliminares de uno de estos sistemas binarios, HD 93343. Proporcionamos una nueva solución orbital que incluye un período más preciso y, por primera vez, el conjunto completo de elementos orbitales para las dos componentes.

Abstract / In spectroscopic surveys of massive stars, binary systems have been detected whose components present spectral lines with very different broadening, which should indicate different rotational velocities, i.e. both components present an asynchronous rotation. We present here preliminary results for one of these binary systems, HD 93343. We provide a new orbital solution including a more accurate period and, for the first time, the complete set of orbital elements for the two components.

Keywords / binaries: spectroscopic — stars: early-type — stars: rotation

1. Introduction

The O and WN Stars Survey (OWN Survey, Barbá et al. 2010) is a spectroscopic monitoring program which aims at observing, with high resolution and high signal-to-noise ratio, a sample of southern O- and WN-type stars. This survey was started in 2005 and, so far, it has collected about 6700 spectra of ~ 200 stars during at least three different epochs. This huge database has allowed the identification of more than one hundred of radial velocity variable stars, the determination of orbits for about fifty new binary systems (most of them still unpublished), and the discovery of some stars showing line-profile variability. Among the new findings we detected some binary systems showing very different broadening in the lines of each component.

This peculiar behaviour could be related with asynchronous rotation or with different inclinations of the rotation axis of each component, which in turn could be related to the origin of the binary or its evolution (Hut, 1981). The initial rotating distribution of stars is not well known (Rosen et al., 2012). It is supposed that stars inherit their rotation from the natal molecular cloud, but this angular momentum is larger than that the star could bear without breaking up (Bodenheimer, 1995). Thus, several processes are proposed to slow down the stellar rotation, e.g. magnetic braking, mass-loss, expanding envelopes, etc. However, the most important one should be the interaction between the components when the binary system is close (De Mink et al., 2013, and references therein).

Sana et al. (2012) have shown that binary interaction dominates the evolution of massive stars, and that more than 70% of them exchange mass with a compan-

ion during some stage of their evolution. A mechanism of mass transfer also implies spin transfer. Then, the orbital elements of the binary system (separation and eccentricity, for instance) play an important role in the mass transfer efficiency, as well as in its evolutionary status.

The principal goal of the present project is to characterise binary systems whose components are asynchronous rotators. We will explore the possibility of dealing with binary systems whose components are asynchronous rotators. We aim at determining their spectral classification (thus inferring their evolutionary status), their orbital parameters, and their line broadening and thus their projected rotational velocities. We will analyse our results within the current scenario of evolution of massive stars and/or the alternative explanation of these systems being the result of tidal captures resulting in binary components with non parallel rotation axes, although rotating synchronously.

HD 93343 (CPD -59 2633; RA₂₀₀₀ = 10^h45^m12.2^s; DEC₂₀₀₀ = -59°45'00.4"; V = 9.6 mag) is a member of the young cluster Trumpler 16 and one of the targets of this study. It was firstly included in a list of O-type stars, with spectral type O8.5, by Thackeray & Andrews (1974). Levato & Malaroda (1982) reclassified it as O8 Vn. Walborn (1982) determined a spectral type of O7 V(n) and noted the presence of spectral features belonging to a secondary component. Levato et al. (1991) reported the star as radial velocity (RV) variable. A RV study by Solivella & Niemelä (1998) revealed periodic variations with a most probable period of 44 d, and orbital elements $K = 71 \text{ km s}^{-1}$ and $e = 0.39$. The spectral binary (SB2) nature of HD 93343, suspected

Table 1: Technical details of the instrumental configurations.

Spectral coverage [Å]	Spectrograph	Obs.	Reciprocal dispersion [Å px ⁻¹]	<i>N</i>
3600–6100	Échelle-REOSC	CAS	0.19	28
3500–9850	Échelle	LCO	0.05	16
3570–9210	FEROS	ESO	0.03	8

since the publication of Walborn (1982), was confirmed by Rauw et al. (2009). They inferred spectral types O7-8.5 and O8 for the primary and secondary components, respectively, but were not able to establish an orbital solution. Their data also revealed that the secondary component has broadened lines. Sota et al. (2014) did not detect double lines but classified the composite spectrum as O8 Vz.

In the following we present our preliminary results for this massive binary system.

2. Observations

Our observational dataset consists of 52 high-resolution spectra acquired between 1994 and 2015. We employed the 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)*, Argentina; the 2.5 m Irénée du Pont telescope at Las Campanas Observatory (LCO), Chile; and the 2.2 m telescope at the European Southern Observatory (ESO), La Silla, Chile, and their échelle spectrographs. See Table 1 for details about the instrumental configuration used in this work and the number *N* of obtained spectra.

At CASLEO and LCO, comparison lamp spectra of Th-Ar were observed immediately after or before each target integration, at the same telescope position. All the spectra were extracted and normalised using the standard IRAF** routines. FEROS data have been reduced using the standard reduction pipeline provided by ESO.

3. Results

3.1. Spectral separation and analysis

We employed a procedure for separating composite spectra based on the code published by González & Levato (2006). It basically consists in combining the composite spectra shifted to the RV of one of the components (to dilute the spectral features of the other). The method also allows to determine the RVs in an iterative way by means of the cross-correlation between each template and the subtraction of the other template to the composite spectrum.

The cross-correlation was applied in four different wavelength domains: 4461–4478 Å, 4536–4549 Å, 4675–

*Operated under agreement among CONICET and the Universities of La Plata, Córdoba, and San Juan, Argentina.

**IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

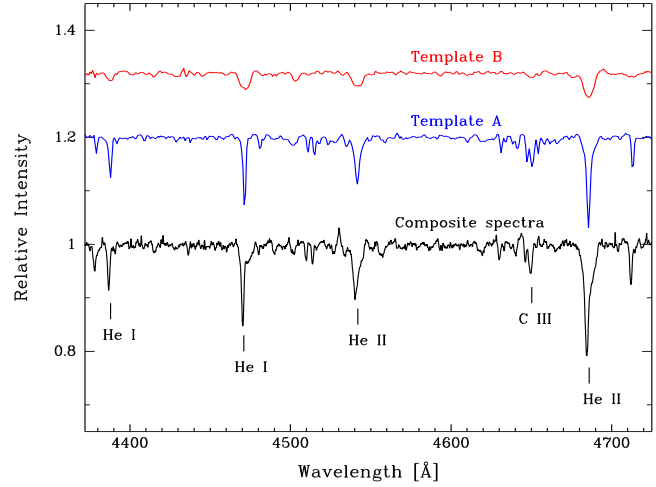


Figure 1: Disentangled optical spectra of the two components of HD 93343 (top and middle), and one composite spectrum (bottom) as example. The spectra were degraded in dispersion to improve their visualisation. The most conspicuous lines are labeled.

4695 Å, and 5863–5887 Å, in order to include the He I $\lambda\lambda 4471$, 5876 and He II $\lambda\lambda 4542$, 4686 absorption lines. Since the RVs of the four lines of the primary component resulted similar in each spectrum, they were combined. For the secondary, the differences among RVs were significant, reaching in some cases values as large as 60 km s⁻¹. We decided to use only the He I $\lambda 5876$ line, which appears to be the least affected by pair blending.

We have visually compared the disentangled spectra with the standard ones presented by Sota et al. (2011), and considered the ratios He II $\lambda 4542$ /He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$ /He I $\lambda 4388$, and He II $\lambda 4200$ /He I $\lambda 4144$. The latter are very sensitive at the late-O types.

The spectrum of the sharp (primary) component shows that these ratios ≥ 1 in agreement with an O8-8.5 sub-type. The value of He II $\lambda 4686$ /He I $\lambda 4713 \gg 1$ led to a luminosity class V. The equivalent width (EW) of the He II $\lambda 4686$ line is more than 1.1 times the ones of He II $\lambda 4542$ and He I $\lambda 4471$, thus the “z” qualifier is applied (Arias et al., 2014).

The broadened (secondary) component presents a ratio He II $\lambda 4542$ /He I $\lambda 4388 \gg 1$ but He I $\lambda 4144$ is very noisy or affected by residuals of the separation method. The EW of the He II $\lambda 4686$ line is also greater than both He I $\lambda 4471$ and He II $\lambda 4542$, thus the “z” qualifier is also applied here. Thus, we classified the secondary component as O7.5-8 Vz. The two disentangled spectra and one composite spectrum are shown in Fig. 1.

3.2. Orbital solution

The RV measurements of the primary were used to search for periodicities by means of the algorithm to derive periods of cyclic phenomena described in Marraco & Muzzio (1980). A period of ~ 50 d was obtained. To determine the orbital parameters, we used the GBART

Table 2: Orbital solution of HD 93343.

Parameter	Primary	Secondary
P [d]	50.434 ± 0.004	
$T_{\text{periastron}}$ [HJD]	$2\,451\,233.1 \pm 0.3$	
V_0 [km s^{-1}]	-4.2 ± 0.8	
e	0.358 ± 0.009	
ω [$^\circ$]	314.2 ± 1.9	
K_i [km s^{-1}]	111.2 ± 1.5	128 ± 3
$a_i \sin i$ [R_\odot]	103.4 ± 1.8	119.0 ± 1.8
$M_i \sin^3 i$ [M_\odot]	31.1 ± 3.6	27 ± 2.4
$q = M_2/M_1$	0.87 ± 0.03	

code^{***}, using the mean RVs of the He I $\lambda\lambda 4471, 5876$ and He II $\lambda\lambda 4542, 4686$ absorption lines and the RVs of the He I $\lambda 5876$ as input, for the primary and secondary components, respectively. The orbital parameters obtained are given in Table 2 and the RV curves are depicted in Fig. 2.

4. Summary and discussion

We have observed the spectroscopic binary HD 93343 creating a set of high quality spectra, which allowed us to separate the spectra, and to classify the primary and secondary components as O8-8.5 Vz and O7.5-8 Vz, respectively. We measured their RVs and determined the SB2 orbital solution by the first time. The newly obtained period is $P = 50.434 \pm 0.004$ d, the eccentricity is $e = 0.358 \pm 0.009$, and the mass ratio is nearly one. The narrower (primary) component resulted slightly more massive but its spectral type seems to be later than that of the secondary. This fact should be confirmed with more observations and improvement of the disentangling procedure.

Besides, the minimum masses of both components are larger than the expected values based on their spectral types (Martins et al., 2005).

The non-zero orbital eccentricity implies that the age of the system should be younger than the expected circularization time (Zahn, 1977), which is also in agreement with the interpretation of the spectral “z” qualifier as a youth indicator (Walborn, 2009). Thus, mass transfer should not be important between components.

Taking into account that the secondary component presents spectral lines 3.5 times more broadened than the primary one, HD 93343 is a binary system candidate to have asynchronous rotating stars.

We expect to increase the number of similar systems for which accurate parameters are determined in order to better characterise this phenomenon and to provide observational clues to constrain the possible scenarios. We also plan to continue this study including quantitative spectroscopic analysis to determine the projected rotational velocities and the stellar parameters of the two components (cf. Simón-Díaz et al., 2015).

^{***}Based on the algorithm of Bertiau & Grobber (1969) and implemented by F. Bareilles (available at <http://www.iar.unlp.edu.ar/~fedepub/gbart>).

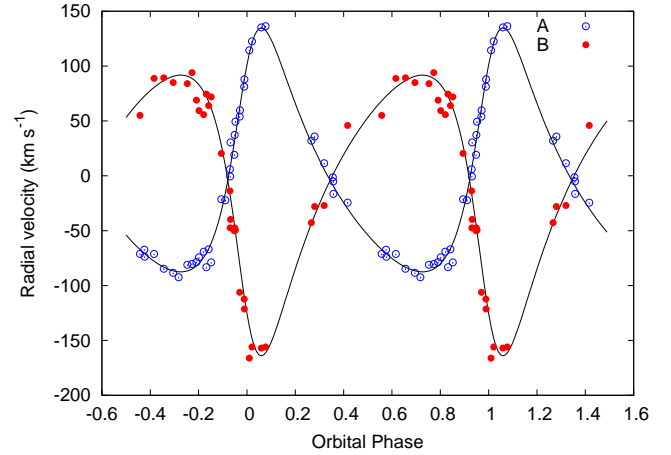


Figure 2: Radial velocity curves of the primary (A) and the secondary (B) components of the binary system HD 93343, calculated with the parameters of the orbital solution shown in Table 2. RV errors are smaller than symbol’s size.

Acknowledgements: We thank the directors and staffs of CAS-LEO, LCO and ESO/La Silla for the use of their facilities and their kind hospitality during the observing runs. CP and RG acknowledge support from CONICET (PIP 112-201201-00298). This research has made use of NASA’s Astrophysics Data System and the SIMBAD database operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Arias J. I., et al., 2014, in RevMexAA (SC) Vol. 44 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, vol. 27, A New Insight to the Galactic O Vz Stars, pp 36–36
- Barbá R. H., et al., 2010, in RevMexAA (SC) Vol. 38 of RevMexAA (SC), Spectroscopic survey of galactic O and WN stars. OWN Survey: new binaries and trapezium-like systems, pp 30–32
- Bertiau F. C., Grobber J., 1969, Ricerche Astronomiche, 8, 1
- Bodenheimer P., 1995, ARA&A, 33, 199
- De Mink S. E., et al., 2013, ApJ, 764, 166
- González J. F., Levato H., 2006, A&A, 448, 283
- Hut P., 1981, A&A, 99, 126
- Levato H., Malaroda S., 1982, PASP, 94, 807
- Levato H., et al., 1991, ApJS, 75, 869
- Marraco H. G., Muzzio J. C., 1980, PASP, 92, 700
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., 2005, A&A, 436, 1049
- Rauw G., et al., 2009, MNRAS, 398, 1582
- Rosen A. L., Krumholz M. R., Ramirez-Ruiz E., 2012, ApJ, 748, 97
- Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
- Simón-Díaz S., et al., 2015, ApJ, 799, 169
- Solivella G. R., Niemelä V. S., 1998, in Aguilar A., Carraminana A., eds, IX Latin American Regional IAU Meeting, “Focal Points in Latin American Astronomy” A spectroscopic study of HD93343. p. 28
- Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10
- Sota A., et al., 2011, ApJS, 193, 24
- Thackeray A. D., Andrews P. J., 1974, A&AS, 16, 323
- Walborn N. R., 1982, ApJS, 48, 145
- Walborn N. R., 2009, Optically observable zero-age main-sequence O stars. In: Massive Stars: From Pop III and GRBs to the Milky Way. Cambridge University Press, pp 167–177
- Zahn J.-P., 1977, A&A, 57, 383



Variabilidad espectral en el IR de estrellas Be

Y.R. Cochetti^{1,2}, M.L. Arias^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, A. Granada³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *Geneva Observatory, University of Geneva, Ginebra, Suiza*

Contacto / cochetti@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos espectros infrarrojos de una muestra de estrellas Be obtenidos con los espectrógrafos Gemini/NIRI y Gemini/GNIRS en diferentes turnos de observación. Analizamos la forma e intensidad de los perfiles de las líneas de hidrógeno en emisión y derivamos propiedades de las envolturas circunestelares. Para algunos objetos particulares, analizamos la variabilidad espectral en el infrarrojo en conjunto con observaciones del óptico. El estudio del fenómeno Be en diferentes rangos espectrales resulta particularmente valioso para diagnosticar la estructura del disco, ya que la emisión observada en distintas longitudes de onda emerge de distintas zonas del mismo.

Abstract / In this work we present infrared spectra of a sample of Be stars obtained with the Gemini/NIRI and Gemini/GNIRS spectrographs in different observing runs. We analyze the shape and intensity of the hydrogen lines in emission, and we derive properties of the circumstellar envelopes. For some particular objects, we analyze the spectral variability in the infrared together with optical observations. The study of the Be phenomenon in different spectral ranges results a valuable tool for diagnostics of the disk structure, because the observed emission in different wavelengths emerges from different regions of the disks.

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

1. Introducción

Las estrellas Be son estrellas B no supergigantes, que presentan o han presentado alguna vez líneas de hidrógeno en emisión, en especial $H\alpha$, y de metales una vez ionizados. En la región infrarroja muestran líneas de hidrógeno en emisión y excesos de flujo moderados.

Una de las hipótesis más aceptadas es que estas estrellas presentan envolturas circunestelares compatibles con un disco en rotación kepleriana. La rotación rápida constituiría uno de los factores fundamentales en la formación de estos discos, junto con las pulsaciones y/o campos magnéticos.

Sin embargo, no existe un consenso generalizado sobre la geometría y las propiedades físicas de la envoltura, y no se ha podido llegar aún a un modelo consistente y abarcativo de la formación de estos discos, dada la complejidad del fenómeno Be.

2. Observaciones en diferentes regiones espectrales

El estudio del fenómeno Be en diferentes rangos espectrales resulta particularmente valioso para diagnosticar la estructura del disco, ya que la emisión observada en distintas longitudes de onda emerge de distintas zonas del mismo. Por otro lado, el seguimiento de las variaciones espectrales nos permite evaluar los cambios en la estructura de la envoltura.

Mientras que las líneas del UV lejano de elementos altamente ionizados se forman en regiones calientes cercanas a la fotosfera, las líneas en emisión de la región

del óptico son afectadas por una extensa zona de la envoltura circunestelar.

En el infrarrojo cercano, se observa un exceso de flujo, asociado a emisión libre-libre y libre-ligado en el disco. Además, el espectro de estas estrellas presenta numerosas líneas de las series de Pfund, Humphreys y Brackett, cuyos perfiles son sensibles a las propiedades físicas y a la estructura dinámica de sus regiones de formación, dada la escasa contribución fotosférica en estas regiones. De esta manera, dichas líneas son una herramienta valiosa de diagnóstico de las envolturas circunestelares.

3. Datos espectroscópicos

Las observaciones de la línea $H\alpha$ fueron tomadas de la base de datos online <http://basebe.obspm.fr/basebe/>, seleccionando las épocas para las cuales contábamos también con observaciones infrarrojas.

Las observaciones del cercano infrarrojo fueron realizadas con los espectrógrafos GNIRS y NIRI montados en el telescopio Gemini Norte, en diferentes turnos de observación entre 2006 y 2012 (programas: GN-2006B-Q-28, GN-2008B-Q-100, GN-2010B-Q-2 y GN-2012B-Q-56). Las observaciones se obtuvieron en modo ranura larga, con una resolución de ~ 1200 y en las bandas H ($1.49\text{--}1.85\ \mu\text{m}$), K ($1.9\text{--}2.5\ \mu\text{m}$) y L ($3.4\text{--}4.1\ \mu\text{m}$) del infrarrojo. En la Tabla 1 se muestran las observaciones realizadas.

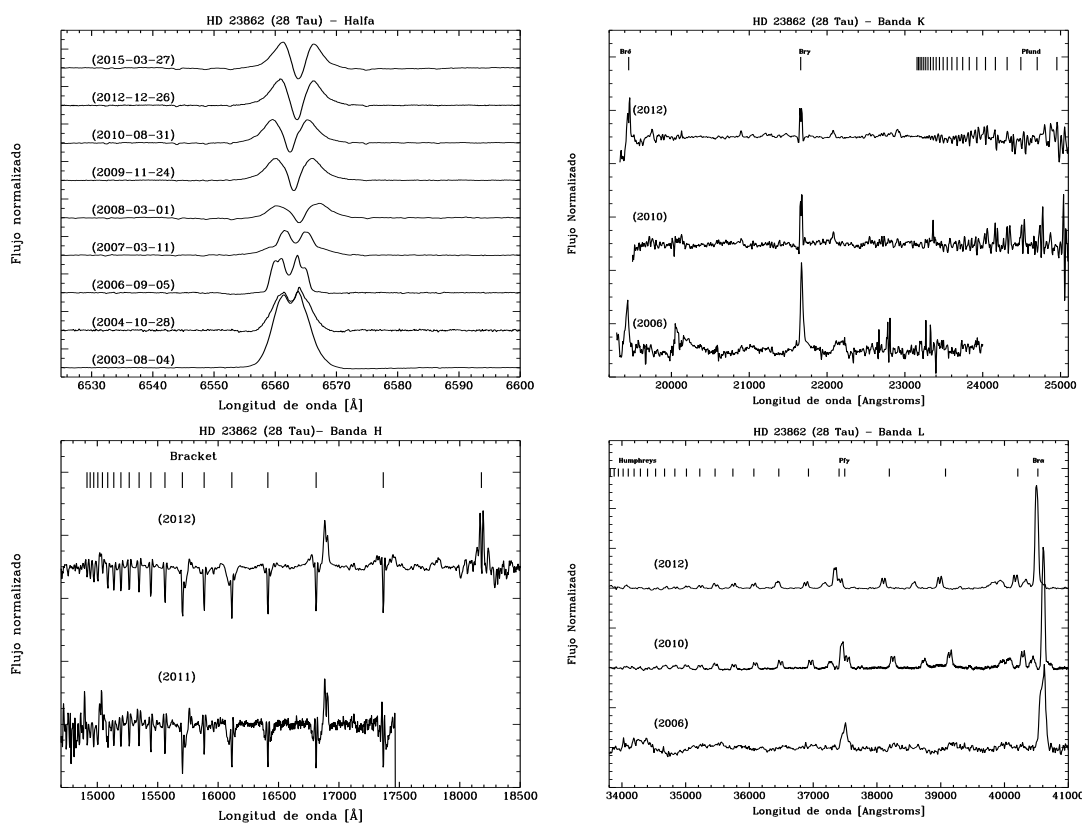


Figura 1: Espectros de 28 Tau. Se muestra junto a los espectros la posición de las líneas del hidrógeno.

Tabla 1: Observaciones realizadas en los diferentes programas.

Estrella	TE	Instrumento	Fecha de obs.
HD 20336	B2.5Ve	NIRI	25-11-2008
		GNIRS	01-01-2011
			24-12-2012
HD 23862	B8IVe	NIRI	20-08-2006
		GNIRS	02-12-2010
			12-12-2012
HD 164284	B2Ve	NIRI	25-08-2008
HD 191610	B2.5Ve	GNIRS	15-09-2010
		NIRI	25-08-2008
HD 217050	B3IVshell	GNIRS	15-09-2010
		NIRI	20-08-2006
HD 187811	B2.5Ve		09-09-2008
		GNIRS	15-09-2012
		GNIRS	15-09-2010

4. Resultados preliminares

De acuerdo con datos obtenidos de la literatura, los objetos seleccionados presentan evidencia de variabilidad de largo período. Dicha variabilidad está estrechamente vinculada con los cambios en la estructura y condiciones físicas de la envoltura circunestelar. Es por ello que nos proponemos realizar un seguimiento a largo plazo de los objetos de la muestra.

Presentamos aquí los espectros infrarrojos de las bandas *H*, *K* y *L* obtenidos hasta el momento, junto con

espectros de $H\alpha$, de los dos objetos de la muestra que presentan mayor variabilidad. Datos IR y ópticos son complementos adecuados para estudiar la propagación de las variaciones observadas, ya que las líneas tienen regiones de formación diferente.

4.1. HD 23862 – 28 Tau

Es una binaria espectroscópica con un período orbital de 218 días (Katahira et al., 1996). En los últimos 100 años ha pasado por fases B, Be shell y Be, mostrando también variaciones fotométricas, con un período de 34 años (Sadakane et al., 2005). El último ciclo de actividad comenzó en 1972, por lo que las observaciones de 2006 corresponderían al desarrollo de un nuevo disco (Granada et al., 2010).

La línea $H\alpha$ ha mostrado anteriormente grandes variaciones en la intensidad y forma, pasando de emisiones con un solo pico a emisiones con dos, que a su vez presentaron variaciones en las intensidades relativas de los picos (Granada et al., 2010). Estas variaciones se observan también en los espectros aquí presentados.

Anteriormente, también se han observado variaciones en la polarización, lo que apoya la hipótesis de un disco precesando fuera del plano ecuatorial (Hirata, 2007).

Los espectros obtenidos pueden verse en la Fig. 1. En la Banda *K* se observa la variación de la línea $Br\gamma$. Esta presenta un perfil de dos picos que va disminuyendo su intensidad de 2008 a 2012 y cuya variación parece corre-

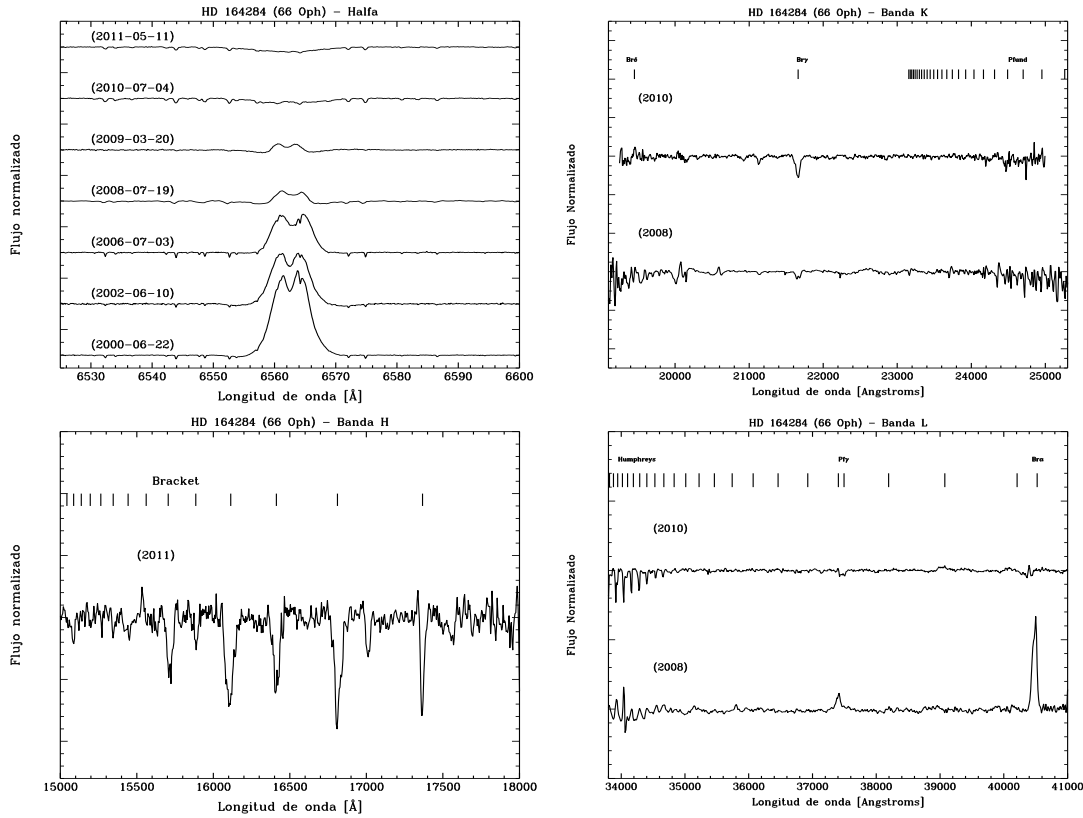


Figura 2: Espectros de 66 Oph. Se muestra junto a los espectros la posición de las líneas del hidrógeno.

lacionarse con la variación de $H\alpha$. La línea $Pf\gamma$ también seguiría la misma tendencia, mientras que la variación en $Br\alpha$ es diferente y menor.

4.2. HD 164284 – 66 Oph

Es un sistema múltiple, con un sistema binario cercano orbitando la estrella Be central. El sistema fue resuelto por Mason et al. (2009).

Presenta gran variabilidad fotométrica y espectroscópica en la emisión de $H\alpha$, como se observa en los espectros presentados en la Fig. 2, donde $H\alpha$ pasa de ser una línea en emisión intensa con picos variables a estar en absorción.

En los espectros IR se observa una gran variación en las líneas $Br\alpha$ y $Pf\gamma$, pasando la estrella de pertenecer al Grupo II (estrellas con $Br\alpha$ y $Pf\gamma$ más intensas que las líneas de Humphreys) al Grupo III (estrellas sin emisión detectada), según la clasificación dada por Mennickent et al. (2009), lo que sugiere un proceso de disipación de la envoltura entre 2008 y 2010.

5. Trabajo a futuro

En una etapa posterior, planeamos incluir un mayor número de observaciones para cada objeto. Además, analizaremos la forma e intensidad de los perfiles de las líneas de hidrógeno en emisión y, en base a cocientes de flujos de líneas (Lenorzer et al., 2002; Mennickent et al., 2009; Granada et al., 2010) derivaremos propiedades de

las envolturas circunestelares. Contamos además con observaciones interferométricas de dos de los objetos de la muestra. El seguimiento temporal de la muestra de objetos en la región del infrarrojo, en conjunto con datos espectroscópicos e interferométricos en el rango óptico, nos permitirá discutir acerca de la evolución de las envolturas circunestelares y poner restricciones a los diferentes mecanismos de formación.

Agradecimientos: Basado en observaciones obtenidas en el Observatorio Gemini, operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo de cooperación con la NSF en nombre de la Asociación Gemini: National Science Foundation (EE.UU.), National Research Council (Canadá), CONICYT (Chile), Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil) y Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

Referencias

- Granada A., Arias M. L., Cidale L. S., 2010, *AJ*, 139, 1983
 Hirata R., 2007, in Okazaki A. T., Owocki S. P., Steff S., eds, *Active OB-Stars: Laboratories for Stellar and Circumstellar Physics Vol. 361 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Disk Precession in Pleione*. p. 267
 Katahira J.-I., et al., 1996, *PASJ*, 48, 317
 Lenorzer A., de Koter A., Waters L. B. F. M., 2002, *A&A*, 386, L5
 Mason B. D., et al., 2009, *AJ*, 137, 3358
 Mennickent R. E., et al., 2009, *PASP*, 121, 125
 Sadakane K., Hirata R., Tsuji T., 2005, *PASJ*, 57, 1



Búsqueda y análisis de asociaciones estelares en NGC 247

M.J. Rodríguez¹, G. Baume^{1,2} & C. Feinstein^{1,2}

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

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / jimeno@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A partir de observaciones realizadas con la cámara ACS/HST, disponibles en la base de datos del Telescopio Espacial, se ha llevado a cabo la búsqueda y análisis de asociaciones estelares jóvenes en la galaxia NGC 247. Se empleó el criterio de enlace de caminos (*Path Linkage Criterion*) para la detección de las mismas, identificándose 147 agrupaciones. Gracias a la alta resolución espacial de la ACS se han podido detectar las componentes individuales de cada grupo permitiendo la construcción de los perfiles radiales, los diagramas fotométricos descontaminados por estrellas de campo, y la función inicial de masa. De esta forma se han podido determinar algunas propiedades básicas de los grupos, tales como los tamaños, masas, etc. También se ha realizado un estudio global del comportamiento de estas agrupaciones en la galaxia.

Abstract / From ACS/HST observations, available in the Space Telescope database, the search and analysis of young stellar associations in the galaxy NGC 247 have been carried out. The Path Linkage Criterion was used for the detection, identifying 147 young stellar groups. Thanks to the ACS high spatial resolution, it was possible to detect the individual components of each groups allowing the construction of the radial density profiles, the photometric diagrams decontaminated by field stars, and the initial mass function. Thus it has been possible to identify some basic properties of the groups, such as sizes, masses, etc. We also performed a global study of the behavior of these associations in the galaxy.

Keywords / galaxies: individual: NGC 247 — galaxies: star clusters: general — galaxies: star formation

1. Introducción

Las agrupaciones estelares han sido objetos reconocidos desde hace tiempo como laboratorios importantes para la investigación astrofísica. Sus distribuciones y propiedades nos brindan información valiosa para entender los procesos de formación estelar dentro de las galaxias y su relación con el enriquecimiento químico del sistema. Estos hechos justifican la importancia que tiene llevar a cabo catálogos homogéneos de agrupaciones estelares en nuestra Galaxia y en galaxias cercanas, los cuales posibilitan la realización de estudios globales con sesgos observacionales minimizados.

En particular NGC 247 ($\alpha = 0^\circ 47' 08.44''$, $\delta = -20^\circ 45' 38.3''$) es una galaxia espiral de tipo SAB(s)d perteneciente al grupo del Escultor. Esta galaxia se encuentra localizada en la constelación de Cetus, cerca del polo sur galáctico, a una distancia de 3.6 Mpc del Sol (García-Varela et al., 2008).

2. Obtención de datos

Se utilizaron imágenes de tres campos de la galaxia NGC 247 (ver Fig. 1), obtenidas con la *Wide Field Camera* de la *Advanced Camera for Survey* (ACS/WFC), montada en el *Telescopio Espacial Hubble*. Esta cámara posee un mosaico de dos CCDs de 4096×2048 píxeles², una escala de $0.049''/\text{pixel}$, lo que permite cubrir un campo aproximado de $3.3' \times 3.3'$. Las observaciones fueron obtenidas en las bandas F475W, F606W y F814W. Tanto las imágenes utilizadas como sus respectivas ta-

blas fotométricas (Dalcanton et al., 2008) fueron obtenidas de la base de datos del telescopio espacial STScI (<https://archive.stsci.edu>). Dichas tablas fueron correlacionadas para obtener un único catálogo fotométrico.

3. Método de búsqueda

Para la identificación de asociaciones estelares se utilizó el criterio de enlace de caminos (PLC; Battinelli, 1991), aplicado a las estrellas brillantes y azules de nuestro catálogo. Se llevaron a cabo las siguientes tareas:

- Se seleccionaron las estrellas azules y brillantes de la región a estudiar ($(F475W - F606W) < 0.25$, $(F606W - F814W) < 0.25$ y $F606W < 25$).
- Se fijó la distancia máxima, ds , a la que se encuentran separadas dos estrellas de la misma agrupación ($ds = 0.5'', 1'', 1.5''$).
- Se fijó la cantidad mínima de estrellas (p) con estas características, que tiene que tener un conjunto para ser considerado una agrupación estelar ($p = 10$).

Siguiendo esta metodología se identificaron 147 agrupaciones estelares jóvenes en los tres campos estudiados (ver Fig. 1).

4. Análisis de datos

Para estudiar detalladamente todas las agrupaciones, se consideró para NGC 247 un comportamiento normal de la absorción ($R = 3.1$) y se adoptaron para el enrojecimiento y la distancia los siguientes valores:

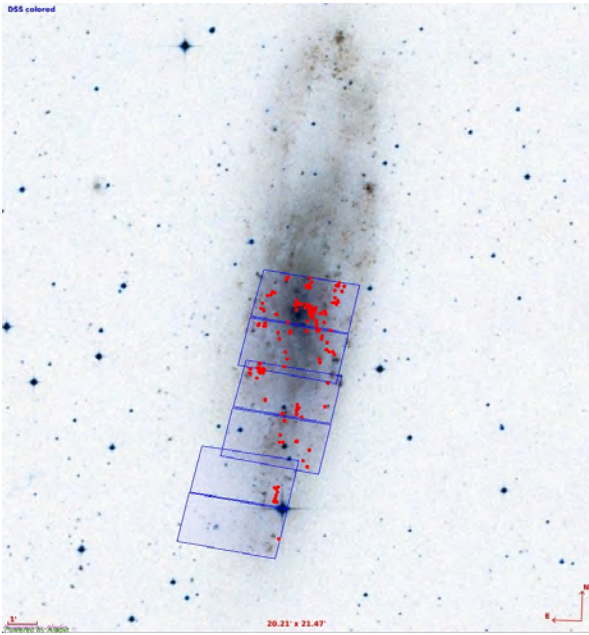


Figura 1: Imagen tomada del *Digitized Sky Survey* (DSS) de la galaxia NGC 247. Se indican los tres campos de la cámara ACS/WFC utilizados en este trabajo. Los puntos rojos corresponden a las 147 asociaciones estelares jóvenes detectadas.

$E(B - V) = 0.13 = 0.02 + 0.11$ (galáctico más intrínseco) y $d = 3.63$ Mpc (García-Varela et al., 2008).

4.1. Morfología de las agrupaciones

Los centros y los tamaños de las agrupaciones fueron estimados respectivamente como los valores medios y las dispersiones de las posiciones de las estrellas azules y brillantes de cada una de ellas. Se construyeron además los perfiles radiales tanto para las estrellas azules como para las rojas. Para esto se midió la densidad estelar en anillos de $0.4''$ de radio a partir del centro de la agrupación, y para minimizar los efectos de la población de campo solo se tuvieron en cuenta las estrellas con magnitud $F606W < 25$.

4.2. Diagramas color-magnitud

Para obtener una visión más clara del comportamiento de las poblaciones de las agrupaciones, se realizó una descontaminación estadística de estrellas de campo basada en la comparación entre los diagramas color-magnitud (CMDs, por sus siglas en inglés) de la región a estudiar y de un campo de comparación elegido cerca de la asociación y cubriendo la misma área sobre el cielo (Gallart et al., 2003). Para obtener resultados más precisos se seleccionaron cinco regiones de campo por cada asociación. La primera región es un anillo alrededor de la agrupación, las otras cuatro son seleccionadas como sigue: $(\alpha\sigma \pm \Delta\alpha, \delta\sigma)$; $(\alpha\sigma, \delta\sigma \pm \Delta\delta)$, donde $\Delta\alpha = \Delta\delta = 20''$, y $\alpha\sigma$ y $\delta\sigma$ son las coordenadas centrales de la agrupación. El resultado final es un promedio de la descontaminación producida con cada uno de los cinco campos.

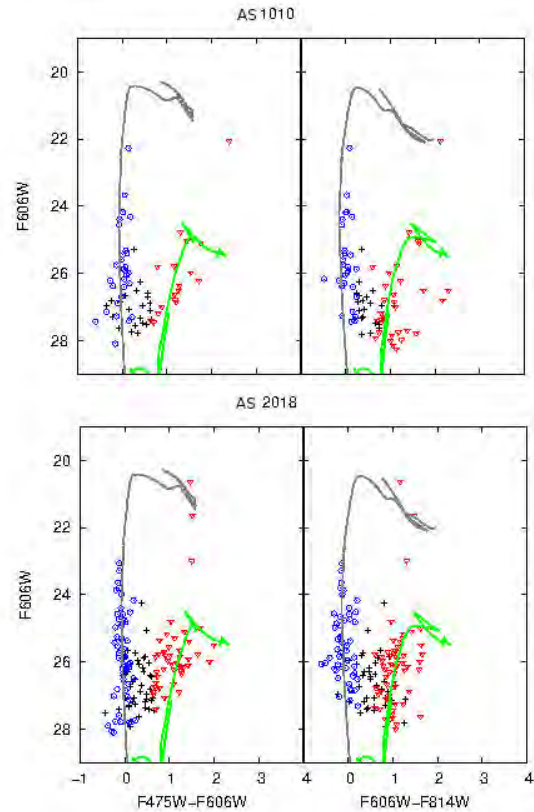


Figura 2: Diagramas color magnitud de las asociaciones AS1010 y AS2018. Se distinguen con azul y rojo las poblaciones de estrellas azules y rojas respectivamente. Se superpusieron las isócronas de Marigo et al. (2008). En gris se muestra la isócrona correspondiente a 10^7 años y metalicidad solar ($Z = 0.019$), y el modelo en verde corresponde a 10^9 años y $Z = 0.008$.

La Fig. 2 presenta una muestra de los diagramas obtenidos junto con los modelos evolutivos de Marigo et al. (2008) a modo de comparación.

4.3. Masas y función inicial de masa

Se estimaron las masas de las estrellas azules de cada grupo por medio de una interpolación o extrapolación lineal, según el caso, sobre los modelos evolutivos de Marigo et al. (2008). Se derivó la función inicial de masa (IMF, por sus siglas en inglés) para cada asociación, y se estimó un valor para su pendiente (Γ) tomando en cuenta las estrellas con masa mayor a $20 M_{\odot}$ para minimizar los efectos de la población de campo (ver Fig. 3).

5. Resultados obtenidos

Se obtuvo un catálogo de 147 asociaciones estelares jóvenes pertenecientes a los tres campos estudiados de NGC 247. En el mismo se presentan las características de cada agrupación. Esto es, sus coordenadas, tamaños, cantidad de estrellas azules, masas, pendiente de la IMF, y distancia galactocéntrica.

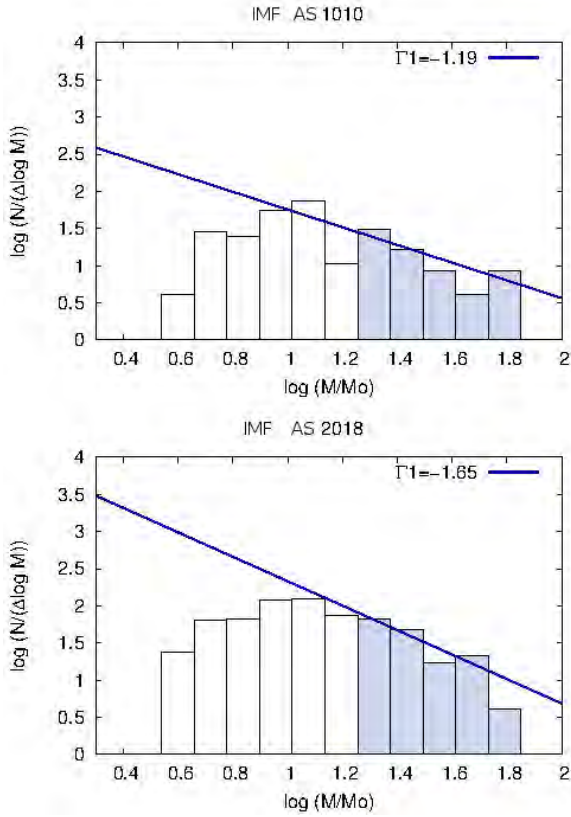


Figura 3: IMF de las asociaciones estelares AS1010 y AS2018. Se ajustó una función lineal para la pendiente mediante el método de mínimos cuadrados, considerando $M > 20 M_{\odot}$ (intervalos grises).

Se encontró que los radios de las asociaciones estelares jóvenes en esta galaxia se encuentran entre 8 y 87 pc, siendo 22 pc el máximo de la distribución de tamaños (ver Fig. 4).

Se obtuvo una pendiente media para la IMF de -0.77 (ver Fig. 5). Si bien este valor resulta menor al de -1.35 dado por Salpeter (1955), este hecho podría deberse a efectos de incompletitud y/o falta de resolución.

Agradecimientos: Los datos en los que se basa este trabajo fueron obtenidos del MAST dependiente del STScI. Este trabajo ha sido realizado como parte del PIP 112-201101-00301 de CONICET. Los autores agradecen los comentarios realizados por el árbitro.

Referencias

- Battinelli P., 1991, A&A, 244, 69
 Dalcanton J., Williams B., ANGST Collaboration 2008, The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury: 9 Months of ANGST. p. 115
 Gallart C., et al., 2003, AJ, 125, 742
 García-Varela A., et al., 2008, AJ, 136, 1770
 Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
 Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161

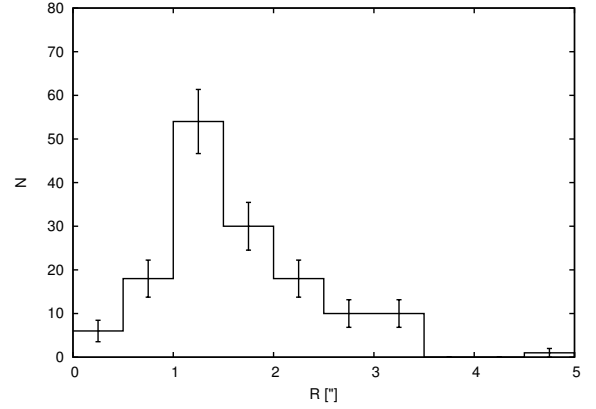


Figura 4: Distribución de tamaños de asociaciones en NGC 247. A la distancia considerada se tiene que $1'' \sim 17.5$ pc.

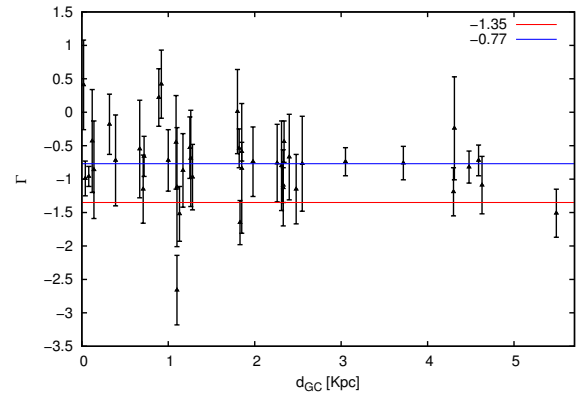


Figura 5: En la figura se indican los valores de la IMF con respecto a la distancia al centro de la galaxia. La línea roja indica el valor de la pendiente dado por Salpeter, y la línea azul indica el valor medio de la IMF para las asociaciones en NGC 247.



Poblaciones estelares en una región de Carina: detección de estrellas masivas altamente enrojecidas

J.A. Molina-Lera¹, R. Gamen², G.L. Baume¹, G. Carraro³ & E. Costa⁴

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

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

³ *European Southern Observatory, Chile*

⁴ *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile*

Contacto / jalejoml@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presentan los resultados preliminares correspondientes a una región de la Galaxia cercana a la dirección del brazo de Carina. El estudio realizado se basó en datos fotométricos (*UBVI*) homogéneos y profundos, obtenidos en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO), Chile. Fueron complementados con datos infrarrojos del catálogo 2MASS, clasificación espectral de la literatura y observaciones espectroscópicas propias utilizando el telescopio Gemini Sur. A partir del análisis de la fotometría de las estrellas del área, se pudieron distinguir tres poblaciones estelares. Dos de ellas vinculadas con cúmulos abiertos jóvenes de la zona y la tercera caracterizada por un conjunto de objetos consistentes con estrellas tempranas altamente enrojecidas. Los tipos espectrales determinados para una muestra de estas estrellas permitieron confirmar esta hipótesis, ya que en todos los casos las estrellas fueron identificadas como masivas de tipo OB.

Abstract / In this work, preliminary results corresponding to a region of the Galaxy close to the direction of the Carina arm are presented. The study was based on deep homogeneous photometric data (*UBVI*), obtained in the Inter-American Observatory Cerro Tololo. Data was complemented with 2MASS catalog infrared data, spectral classification of literature and own spectroscopic observations using Gemini. From our photometric analysis of the stars in the area, we could identify three stellar populations. Two of them are linked with young open clusters and the third one is characterized by a consistent set of objects with highly reddened early stars. The spectral types determined, for a sample of these stars, allowed us to confirm this hypothesis, since in all cases they were identified as massive OB type stars.

Keywords / open clusters and associations: general — stars: early-type — Galaxy: structure

1. Motivación

El estudio de poblaciones de estrellas jóvenes y masivas es de gran importancia en varios campos de la astrofísica moderna. Esto se debe a que ellas permiten esclarecer interrogantes vinculados tanto con los procesos de dinámica, formación y evolución estelar en condiciones extremas, como con la estructura y evolución de la galaxia anfitriona (ver e.g. Massey 2003 o Sung et al. 2013).

En particular, y como reflejo de lo que se evidencia en las galaxias espirales, la estructura de nuestra Galaxia puede ser trazada mediante el estudio de poblaciones estelares jóvenes. Debido a esto último, es esperable que estas estrellas habiten las cercanías de sus regiones de formación. A su vez, cabe destacar que la fracción de estrellas tempranas es significativamente pequeña. Por otro lado, el conocimiento de la estructura de la Vía Láctea es aún incompleto y el estudio de poblaciones estelares tempranas es necesario como evidencia para contrastar los resultados obtenidos con diferentes modelos de formación y evolución de galaxias espirales en general. De esta forma, la identificación y estudio de nuevas estrellas de este tipo en la Galaxia se torna fundamental.

Diversos estudios fotométricos (e.g. Baume et al.

2010, Mohr-Smith et al. 2015) han revelado una cantidad importante de candidatos a estrellas jóvenes masivas muy enrojecidas en direcciones cercanas al brazo de Carina. En el presente trabajo se realiza entonces un estudio global de datos fotométricos en una zona particular del plano galáctico ($l = 291^\circ$) y se presentan los resultados espectroscópicos obtenidos sobre una muestra de estas estrellas. La finalidad del estudio es confirmar su naturaleza, determinar sus excesos y distancias, y así contribuir al estudio de la estructura de la Galaxia en esta dirección particular.

2. Observaciones y datos

Fotometría: Se emplearon observaciones *UBVI* realizadas con el telescopio de 1.0 m de CTIO, en marzo de 2006 y 2009. Las magnitudes instrumentales fueron calculadas mediante fotometría de función de punto extendido (PSF, por sus siglas en inglés) con IRAF. La calibración al sistema fotométrico fue llevada a cabo con estrellas de Landolt (1992), y la calibración astrométrica, con estrellas del catálogo 2MASS (Skrutskie et al. 2006). Este catálogo también fue utilizado para correlacionar nuestra fotometría con los datos infrarrojos *JHK*. Para más detalles ver Molina-Lera et al. (2014).

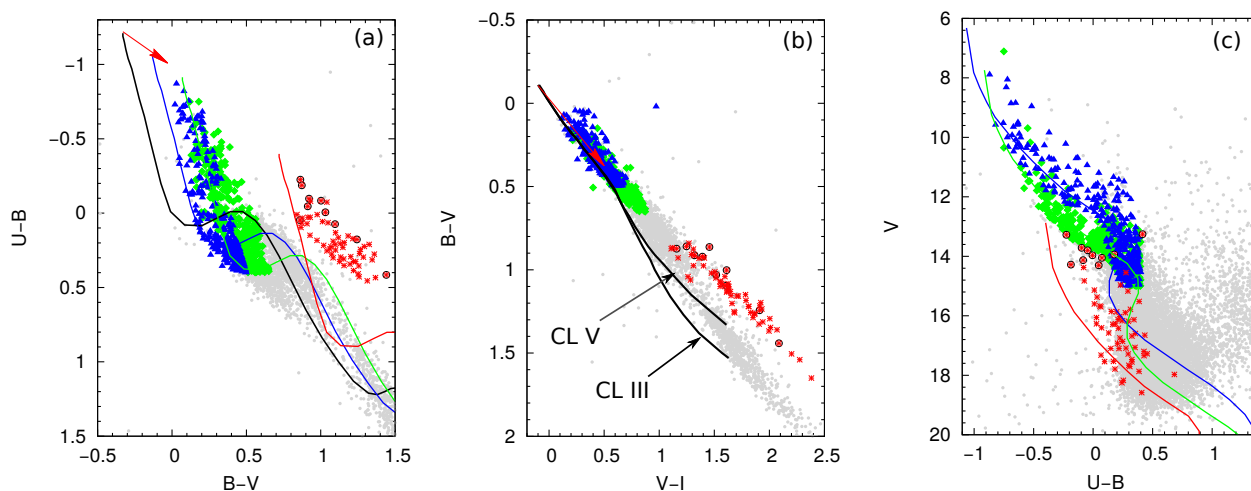


Figura 1: Diagramas fotométricos de la zona cubierta donde se distinguen tres poblaciones (representadas con los colores azul, verde y rojo) seleccionadas a partir de tres rangos de excesos de color y módulos de distancia diferentes. En los diagramas (a) y (c) se indican, además, las curvas de referencia para la ZAMS (Sung et al., 2013) desplazadas hasta coincidir, de manera envolvente, con cada una de las poblaciones. En el diagrama (b) las curvas representan la ubicación de las estrellas de clases de luminosidad V y III (Cousins, 1978).

Espectroscopía: Se utilizó “tiempo con mal clima” (*poor weather*) en el Observatorio Gemini Sur (GS-2015A-Q-101; PI: R. Gamen) para obtener los espectros de diez estrellas. Las mismas se seleccionaron por ser las más brillantes del grupo que presenta un mayor enrojecimiento (ver Sec. 3.). Se empleó GMOS en modo de ranura simple con la red B600 y una ranura de $1''$ de ancho. Se obtuvo entonces una cobertura espectral de 3650–6850 Å y una resolución típica $R \sim 1000$ (la dispersión recíproca resultante fue de ~ 2 Å pix^{-1}).

3. Análisis de los datos

Se realizaron los diagramas fotométricos (ver Fig. 1) de la zona cubierta. En ellos se distinguen tres poblaciones (representadas con los colores azul, verde y rojo) seleccionadas a partir de tres rangos de excesos de color y módulos de distancia (ver Tabla 1).

Tabla 1: Rangos de exceso de color y módulos de distancia que establecen las tres poblaciones mostradas en la Fig. 1.

Población	E_{B-V}	$V_0 - M_V$
Azul	0.10 - 0.40	10.7 - 11.8
Verde	0.30 - 0.60	11.5 - 12.6
Roja	0.95 - 2.05	14.2 - 15.3

Las poblaciones caracterizadas con azul y verde se identifican con estrellas a ~ 1.4 kpc y ~ 2.4 kpc respectivamente. Las distancias fueron determinadas a partir del análisis de los cúmulos conocidos NGC 3572, Hogg 10, Hogg 11, Trumpler 18, Hogg 12 y NGC 3590 (Molina-Lera et al., en prep.). En el diagrama $U - B$ vs. $B - V$ es notable una población presumiblemente perteneciente a estrellas de tipo espectral temprano altamente enrojecidas (símbolos rojos). Dado que nunca se había reportado

tal población en la zona, decidimos confirmarla espectroscópicamente.

Seleccionamos 10 estrellas candidatas (indicadas con círculos vacíos negros en los tres diagramas de la Fig. 1). Los espectros obtenidos para seis de ellas se muestran en la Fig. 2. Los mismos se clasificaron por comparación con las estándares OB de Sota et al. (2014) y utilizando el programa MGB (Maíz Apellániz et al., 2015). Cuando esto no fue posible, debido a una relación S/N muy pobre, se analizó la presencia de determinadas líneas características. Fueron detectadas dos estrellas O7 V, siete estrellas B (más tempranas que B3), y una estrella con la línea $H\alpha$ en fuerte emisión (también $H\beta$ y marginalmente $H\gamma$) la cual se identificó como Be (ver Fig. 3). A su vez, se observó la presencia de líneas dobles en una de las estrellas B, lo que indicaría que se trata de un sistema binario.

4. Resultados y conclusiones

Considerando los tipos espectrales y nuestra fotometría, calculamos los excesos de color y las distancias de todas estas estrellas utilizando el clásico método espectrofotométrico, excepto la identificada como Be.

Confirmamos entonces la existencia de una población de estrellas masivas altamente enrojecidas a distancias entre 4 y 7 kpc. La dispersión en distancias, si bien puede deberse a la dificultad en la determinación de la clase de luminosidad, se explica por una distribución a lo largo del brazo de Carina (ver Fig. 4). A su vez las estrellas tempranas O y B son detectadas casi exclusivamente en regiones de formación estelar, asociaciones OB y/o cúmulos abiertos, por lo tanto se planea estudiar si estas estrellas constituyen un cúmulo o asociación OB.

Agradecimientos: Los datos en los que se basa este trabajo fueron obtenidos en CTIO y en Gemini Observatory. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los PIPs 112-201101-00301 y

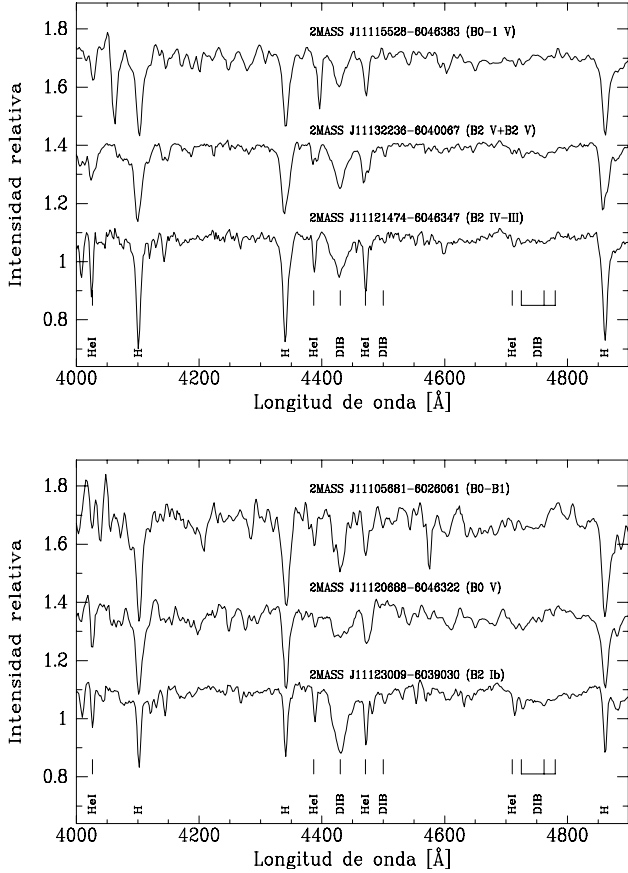


Figura 2: Espectros en la región espectral de clasificación MK. Se indican las líneas más conspicuas de He I y algunas bandas difusas interestelares.

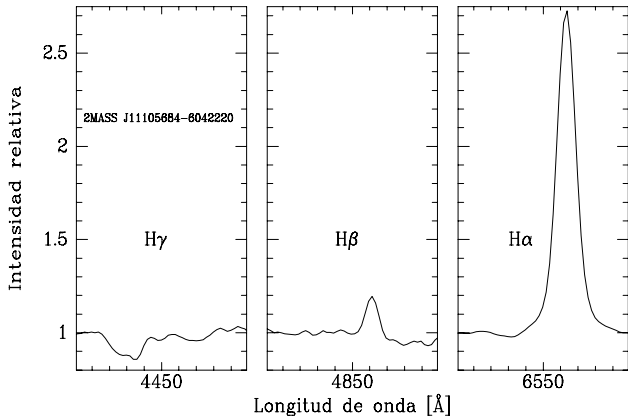


Figura 3: Líneas de la serie de Balmer, $H\alpha$, $H\beta$, y $H\gamma$ de la estrella tipo Be 2MASS J11105684-6042220.

112-20120100298 de CONICET. Se han utilizado la base de datos SIMBAD y herramientas de ALADIN (CDS). Los autores agradecen la tarea del árbitro, cuyas sugerencias han contribuido a mejorar el presente manuscrito.

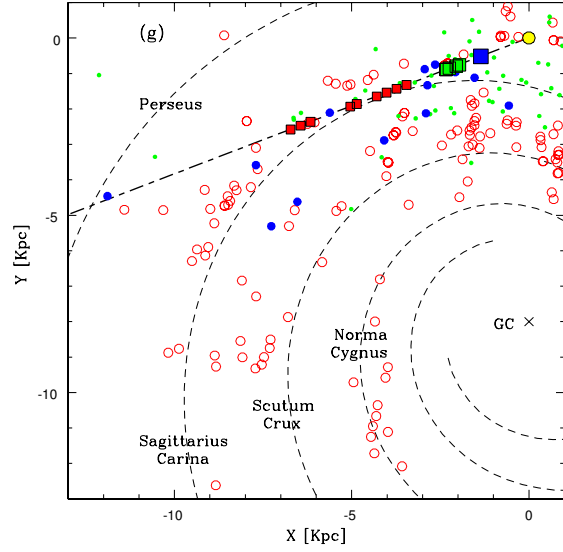


Figura 4: Se ilustra la localización de las estrellas detectadas (cuadrados rojos) sobre el plano de la Galaxia, donde también se han indicado los seis cúmulos abiertos presentes en la región (ver Molina-Lera et al. 2014) indicados con cuadrados azules y verdes. Además se presentan otras poblaciones como son: varios cúmulos abiertos y estrellas tempranas estudiadas por nuestro grupo de trabajo (círculos azules); regiones H II (círculos rojos vacíos); y estrellas cefeidas (círculos verdes). La posición del Sol se indica con el círculo amarillo y las curvas a trazos representan el modelo de cuatro brazos de Vallée (2008).

Referencias

Baume G., Carraro G., Costa E., 2010, BAAA, 53, 173
 Cousins A. W. J., 1978, The Observatory, 98, 54
 Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
 Maíz Apellániz J., et al., 2015, in Cénarro A. J., Figueras F., Hernández-Monteagudo C., Trujillo Bueno J., Valdivielso L., eds, Highlights of Spanish Astrophysics VIII MGB and the new Galactic O-Star Spectroscopic Survey spectral classification standard grid. pp 603-603
 Massey P., 2003, ARA&A, 41, 15
 Mohr-Smith M., et al., 2015, MNRAS, 450, 3855
 Molina-Lera J. A., et al., 2014, BAAA, 57, 157
 Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
 Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10
 Sung H., et al., 2013, Journal of Korean Astronomical Society, 46, 103
 Vallée J. P., 2008, AJ, 135, 1301

What do we know about mass ejection in B supergiant stars?

M. Haucke^{1,2}, S. Tomić^{3,4}, L. Cidale^{1,5}, M. Kraus^{3,6} & A. Aret⁶

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, Argentina*

³ *Astronomický ústav, Akademie věd České republiky, Ondřejov, República Checa*

⁴ *Matematicko-fyzikální fakulta, Universita Karlova v Praze, Praga, República Checa*

⁵ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

⁶ *Tartu Observatoorium, Tõravere, Estonia*

Contact / mhaucke@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos el monitoreo espectroscópico en H α de una muestra de supergigantes B (BSGs, por sus siglas en inglés). Entre los resultados preliminares mostramos el modelado del viento de HD 41117 (62 Ori), donde sugerimos un mecanismo pulsacional para el origen de su variabilidad.

Abstract / In this paper we present a H α spectroscopic monitoring of B supergiants (BSGs). Among the preliminary results, we present the wind properties of HD 41117 (62 Ori) and suggest the pulsation mechanism to describe its variability.

Keywords / stars: early-type — stars: supergiants — stars: mass loss

1. Introduction

Observations show that some B supergiants (BSGs) display photometric and spectroscopic variations with periods ranging from a few hours to tens of days. Recent studies support the scenario that most of the variations could be produced by asteroseismic activity (Saio et al., 2013). In addition, some BSGs present variable stellar winds, which are evident in the behavior of the observed H α line profile. As the standard theory of line driven wind does not predict the BSG wind properties at all, we can wonder if the observed wind variations are related to pulsations, as was recently found in HD 50064 (Aerts et al., 2010) and in 55 Cyg (Kraus et al., 2015). In this work we present spectroscopic observations of a sample of BSGs which show variations in their H α profiles and photospheric lines. In order to understand these behaviors we search for correlations between the wind properties, via line fitting procedures using the FASTWIND stellar atmosphere code, and pulsational activities, via moment analysis.

2. Observations

We carried out a spectroscopic campaign of BSG stars on both hemispheres between 2009 and 2015. In the north, single slit spectra covering the region around the H α line were taken with the Perek 2-m telescope at Ondřejov Observatory (Czech Republic), and with the 1.5-m telescope at Tartu Observatory (Estonia). In the south, the observations were performed with the 2.15-m “Jorge Sahade” telescope at CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito, Argentina) using the REOSC echelle spectrograph. All these instruments provide a

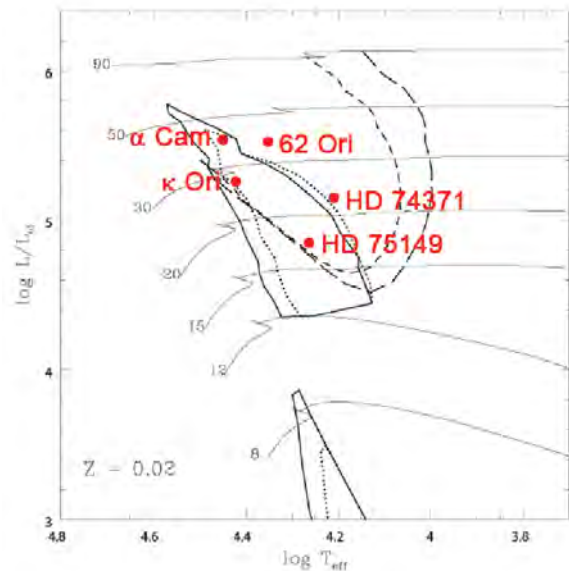


Figure 1: Theoretical instability domain and evolutionary tracks taken from Saio (2011), where we located our star sample. Stellar parameters are from Snow et al. (1994); Crowther et al. (2006); Lefever et al. (2007).

spectral resolution in the H α region of $\sim 13\,000$. Here we present a preliminary study of selected BSG stars. The objects and their positions in the Hertzsprung-Russell diagram are shown in Fig. 1.

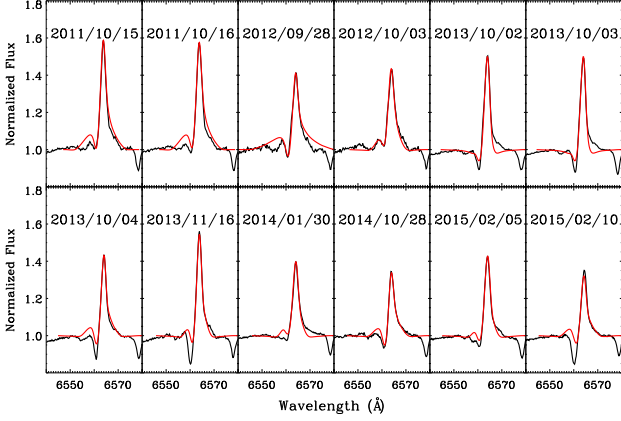


Figure 2: Time-series of $H\alpha$ emission line in HD 41117 (in black) compared with profiles modeled using FASTWIND code (in red).

3. Results

Our aim is to analyze the wind variability and possible triggering mechanisms. To this purpose, we calculate the synthetic $H\alpha$ line using the FASTWIND code (Puls et al., 2005) and compare (by-eye procedure) with the observed one. A moment analysis of the photospheric absorption lines is used to reveal pulsational activity.

In Figs. 2 and 3, we show a series of $H\alpha$ line profile fits of HD 41117 (62 Ori) and its corresponding moment analysis of the He I $\lambda 6678 \text{ \AA}$ line, respectively.

To calculate the line profiles we fixed the stellar parameters using values found in the literature ($T_{\text{eff}} = 18500/19000 \text{ K}$, $\log g = 2.25 \text{ dex}$, $R = 61.7 R_{\odot}$ and $v \sin i = 35/40 \text{ km s}^{-1}$, Kudritzki et al., 1999) and derived the wind parameters. We found that the mass-loss rate (\dot{M}) varies from $0.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ to $1.23 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and the terminal velocity (v_{∞}) from 200 km s^{-1} to 800 km s^{-1} . We observe variations in the terminal velocity and mass loss rate above a factor of 2.

Additional parameters to model the line profiles are the photospheric microturbulence (v_{micro}), the macro-turbulent velocity (v_{macro}) and the β index power associated with the velocity field. The uncertainty of these parameters are discussed in Kraus et al. (2015). The best models were obtained with values of v_{micro} ranging from 30 km s^{-1} to 40 km s^{-1} and v_{macro} from 40 km s^{-1} to 70 km s^{-1} . All the models were calculated with $\beta = 2$. High values of v_{macro} are consistent with pulsational activity (Aerts et al., 2009).

To look for additional evidence of asteroseismic activity, as the one found in 55 Cyg, we have applied the moment method by Aerts et al. (1992) to the He I $\lambda 6678 \text{ \AA}$ line. Fig. 3 shows that the first and third moments vary in phase. This implies that the star is in fact pulsating. We found that the first moment varies from -6 km s^{-1} to 10 km s^{-1} over three years. However, the data are too few to determine a pulsation period.

We also present results for other four BSG stars (see Fig. 4, HD 74371, HD 75149, κ Ori, α Cam). All of these

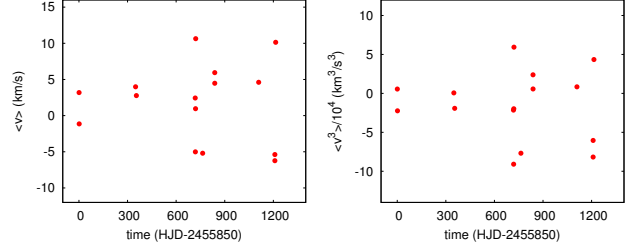


Figure 3: First (left) and third (right) moments of the He I $\lambda 6678 \text{ \AA}$ line of HD 41117.

objects show variations in $H\alpha$ and in the photospheric lines, indicating possible mass-loss variability. As all the mentioned stars are located in the instability domain (see Fig. 1) the presence of pulsation is expected.

Acknowledgements: M.H. and L.C. acknowledge financial support from the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/137) and CONICET (PIP 0177). S.T. and M.K. acknowledge financial support from GACR (grant number 14-21373S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. M.K. also acknowledges financial support from the European Structural Funds grant for the Centre of Excellence "Dark Matter in (Astro)particle Physics and Cosmology". Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB14AR017) and Argentina (Mincyt-Meys ARC/13/12 and CONICET-AVCR 14/003) is acknowledged. A.A. acknowledges financial support from Estonian Science Foundation grant ETF8906 and institutional research funding IUT40-1 of the Estonian Ministry of Education and Research. This study is based on observations taken with: a) the J. Sahade Telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operated under an agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, the Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Nación and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan; b) the Perek 2-m telescope at Ondřejov Observatory, Czech Republic; c) the 1.5-m telescope at Tartu Observatory, Estonia.

References

- Aerts C., de Pauw M., Waelkens C., 1992, A&A, 266, 294
- Aerts C., et al., 2010, A&A, 513, L11
- Aerts C., et al., 2009, A&A, 508, 409
- Crowther P. A., Lennon D. J., Walborn N. R., 2006, A&A, 446, 279
- Kraus M., Haucke M., et al. 2015, A&A, 581, A75
- Kudritzki R. P., et al., 1999, A&A, 350, 970
- Lefever K., Puls J., Aerts C., 2007, A&A, 463, 1093
- Puls J., et al., 2005, A&A, 435, 669
- Saio H., 2011, in Neiner C., Wade G., Meynet G., Peters G., eds, Active OB Stars: Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits Vol. 272 of IAU Symposium, Radial and nonradial oscillations of massive supergiants. pp 468–473
- Saio H., Georgy C., Meynet G., 2013, MNRAS, 433, 1246
- Snow T. P., et al., 1994, ApJS, 95, 163

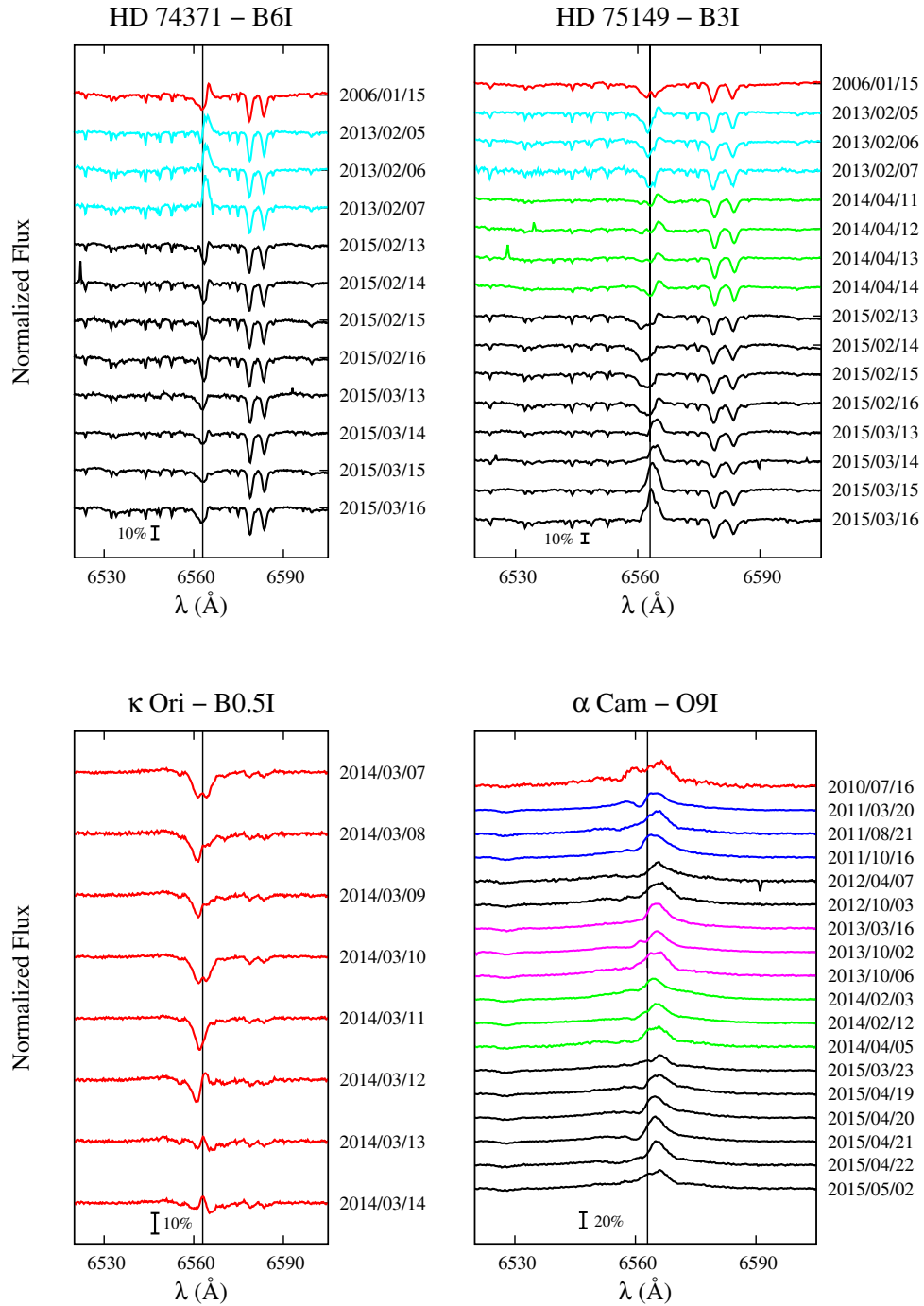


Figure 4: Temporal variations of H α line profiles in four BSGs indicating wind variability. Different colors refer to observations in different years and the vertical lines mark the H α rest wavelength position. The bars indicate the scale of the variations.



Metallicities and radial velocities of two stellar clusters located in the outer regions of the Small Magellanic Cloud

L.V. Gramajo¹, M.C. Parisi^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Geisler³, S. Vásquez⁴, G. Da Costa⁵ & E.K. Grebel⁶

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Universidad de Concepción, Concepción, Chile*

⁴ *Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile*

⁵ *Australian National University, Canberra, Australia*

⁶ *Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Heidelberg, Alemania*

Contact / luciana@oac.uncor.edu

Resumen / En este trabajo presentamos espectros obtenidos en el infrarrojo cercano de estrellas gigantes rojas de dos cúmulos de la Nube Menor de Magallanes (NmM). Utilizamos las líneas del Ca II para medir velocidades radiales y los anchos equivalentes de estas líneas para derivar la metalicidad. Estos dos cúmulos (L32 y L38) tienen la particularidad de que se encuentran proyectados sobre porciones exteriores de la NmM, motivo por el cual resultan particularmente interesantes para examinar la posible existencia de un cambio del signo del gradiente de metalicidad en la parte exterior, tal como ha sido sugerido por un estudio muy reciente.

Abstract / We studied near-infrared spectra of red giant stars in two Small Magellanic Cloud (SMC) clusters. We used the Ca II lines to measure radial velocities as well as the equivalent widths of these lines to determine metallicity. The two studied clusters (L32 and L38) are projected on the outer regions of the SMC so they are particularly interesting to examine the possible existence of a change of sign in the metallicity gradient in the outer regions, as suggested by a recent study.

Keywords / galaxies: star clusters: general — Magellanic Clouds — stars: abundances

1. Spectroscopic observations

We study here two star clusters, L32 and L38, projected on the outer regions of the Small Magellanic Cloud (SMC). According to Glatt et al. (2008), L38 has an age of 6.5 ± 0.5 Gyr while L32 is aged 4.8 ± 0.5 Gyr (Piatti et al., 2001). We studied spectra of 62 red giant stars belonging to these clusters and to their surrounding fields, obtained using the FORS2 instrument on the Very Large Telescope (VLT, Chile, programs 075.B-0548 and 073.B-0488, PI: E. Grebel). Spectroscopic targets in each cluster were selected from color-magnitude diagrams (CMDs) built from aperture photometry of preimages in the V and I bands. The spectra cover a range of ~ 1600 Å in the region of the Ca II triplet (CaT) and have a dispersion of 0.85 Å pixel⁻¹. The reduction of the spectra was performed using the pipeline provided by the VLT (version 3.9.5).

2. Radial velocities and metallicities

To measure the radial velocities (RVs) of our program stars, we used the IRAF task FXCOR (Tonry & Davis, 1979) and performed cross-correlations between the observed spectra and the 30 template spectra obtained by Cole et al. (2004). This task also transforms observed RVs into heliocentric RVs. The average of each cross-correlation result was adopted as the heliocentric RV of each target. Our heliocentric RVs have a typical stan-

dard deviation of ~ 7.5 km s⁻¹. To measure equivalent widths (EWs), we followed the procedure described in our previous papers (Parisi et al., 2009, 2015, hereafter P09 and P15, respectively). We basically defined a “pseudo-continuum” for each CaT line and fit to each of them a Voigt profile, adopting the line and continuum bandpasses from Armandroff & Zinn (1988). Metallicities were determined according to the procedure of Grocholski et al. (2006), using the following expressions:

$$\Sigma W = EW_{8498} + EW_{8542} + EW_{8662}, \quad (1)$$

$$W' = \Sigma W + \beta(v - v_{\text{HB}}), \quad (2)$$

$$[\text{Fe}/\text{H}] = (-2.966 \pm 0.032) + (0.362 \pm 0.014)W', \quad (3)$$

wherein ΣW is the sum of the EWs of the three CaT lines, W' is the so-called reduced EW, β is an empirical constant and $v - v_{\text{HB}}$ is the difference between the visual magnitude of the star and that of the cluster's red clump. We measured this magnitude difference in the CMDs built from the untransformed aperture photometry performed on the pre-images. For the sake of consistency with our previous works, we used the value $\beta = 0.73 \pm 0.04$ (Cole et al., 2004) in all cases.

3. Membership selection

The procedure followed to discriminate cluster members from field stars is based on criteria that combine the apparent cluster radius with the RVs and metallicities of

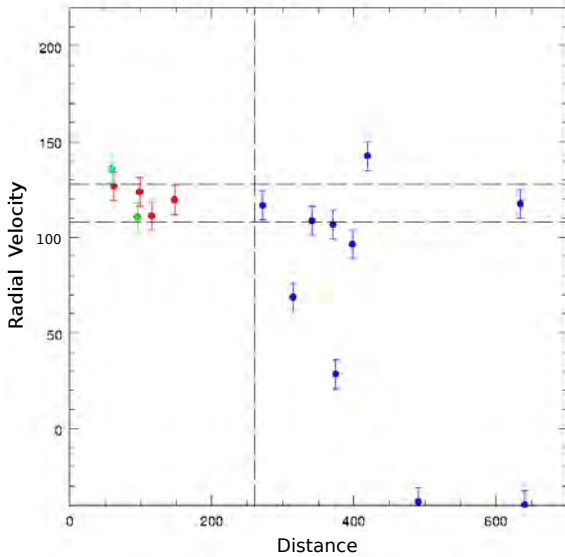


Figure 1: RV vs. distance from the center of L32. The vertical line indicates the adopted cluster radius. The horizontal lines represent our velocity error cut ($\pm 10 \text{ km s}^{-1}$). Color code: nonmembers outside the cluster radius (blue circles), nonmembers eliminated because of discrepant RV or metallicity (cyan and green circles, respectively), and final cluster members (red circles).

the observed stars (P09, P15). As in P09, clusters' radii were determined from the corresponding radial stellar density profiles. Figs. 1 and 2 show the behavior of the RVs and the metallicities as a function of the distance to the center of L32, respectively. Cluster members must basically fulfill three conditions, namely:

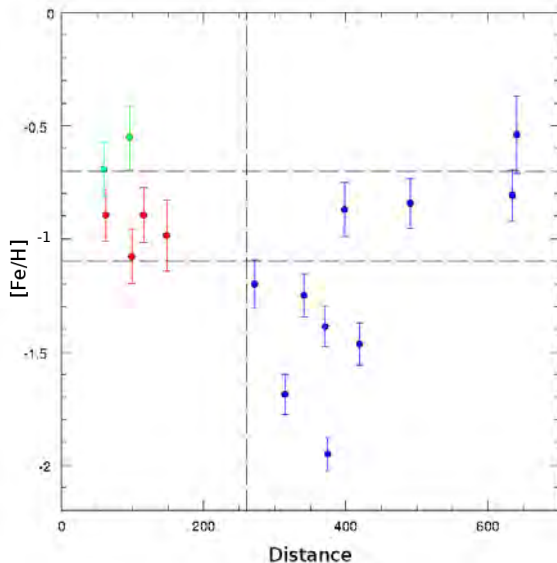


Figure 2: Metallicity vs. distance from the center of L32. The vertical line indicates the adopted cluster radius. The horizontal lines represent the metallicity error cut (± 0.20 dex). The color code is the same as in Fig. 1.

- Their distances to the cluster center must be smaller than the cluster's radius.
- They should have a smaller velocity dispersion than the field stars, though they may have a mean RV different from that of SMC field stars. According to Pryor & Meylan (1993), the intrinsic cluster velocity dispersion for typical Magellanic Cloud clusters is 5 km s^{-1} .
- Their metallicity dispersion must be within the mean metallicity error (typically 0.17 dex).

Only those stars that simultaneously fulfill these three conditions are considered cluster members. Finally, the metallicity adopted for each cluster is the average of the individual metallicities of their members (L32: $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.96 \pm 0.09$, and L38: $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.42 \pm 0.12$). On the other hand, the metallicities of the stars discarded as cluster members allow us to estimate the mean metallicity of the surrounding field stars in each cluster. Our computed metallicity of L32 shows a slight difference with the value of $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.1$ previously reported by Kayser et al. (2007), while the metallicity we found for L38 exhibits an excellent agreement with that obtained by these authors ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.4$).

4. Metallicity gradient

In a series of papers (P09, Parisi et al. 2010, P15, Parisi et al. in preparation) we analyzed a sample of 29 SMC clusters and their respective surrounding fields. These stellar populations were studied by applying procedures identical to those used here and, in some cases, our results were indeed surprising. Fig. 3 shows the behavior of the metallicity as a function of the semimajor axis a , a parameter equivalent to the distance to the SMC center. Note that this figure includes our previous cluster and field star samples (black and red circles, respectively). The positions of L32 and L38 and of their surrounding fields are represented by black and red stars, respectively. For the sake of consistency with P09, we adopted an elliptical system in which the corresponding semimajor axis a is used instead of the projected distance to the galactic center. As shown by P15, several relevant aspects stand out in this diagram: (1) Clusters show a metallicity dispersion clearly larger than that of field stars. (2) Field stars exhibit a negative metallicity gradient in the inner regions of the SMC ($a < 4^\circ$), in excellent agreement with the results recently found by Dobbie et al. (2014). In turn, the clusters do not clearly show a metallicity gradient due to the extremely large cluster metallicity dispersion. This result could be reflecting a possible difference in the chemical evolution of clusters and field stars. (3) The metallicity gradient for both clusters and field stars appears to reverse in the outer regions of the SMC ($a > 4^\circ$), where both populations exhibit similar metallicity dispersions. P15 pointed out that this last aspect could be due to a selection effect since there is a clear absence of outer clusters and star fields located in the opposite direction from the Large Magellanic Cloud (LMC), as shown in our previously studied sample. A positive metallicity gradient in the SMC outer regions may be interpreted as a consequence of the dynamical interaction between the SMC

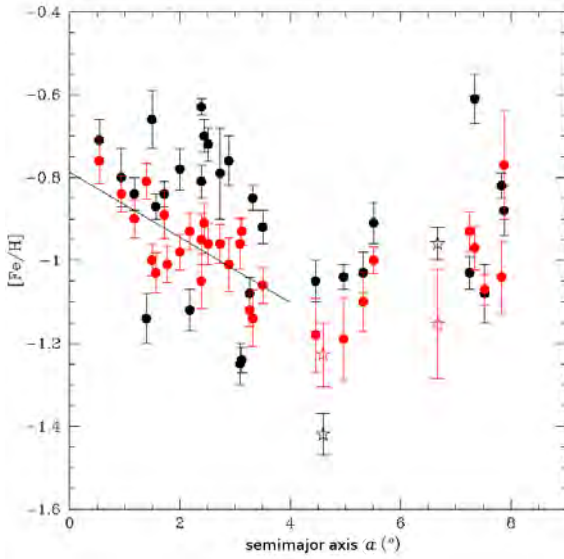


Figure 3: Metallicity vs. projected radius (semimajor axis a) for the SMC clusters (black circles) studied by P09 and P15. Red circles represent the surrounding fields studied by Parisi et al. (2010), P15 and Parisi et al. (in preparation). Black and red stars indicate the positions of L32 and L38 and their surrounding fields, respectively.

and the LMC, since Rosa et al. (2014) find evidence that O abundance gradients in interacting galaxies are shallower than those in isolated galaxies, and can even exhibit a behavior similar to what we find in the SMC.

Precisely, L32 and L38 are located in a position diametrically opposed to the direction of the Magellanic Bridge, thus becoming excellent candidates to investigate this result. As can be seen in Fig. 3, L32 and L38 metallicities reinforce the existence of a positive metallicity gradient in the outer regions of the SMC. Is this behavior related to the interaction of the two clouds? We cannot discard, however, an effect of projection due to the depth of the SMC. This gradient is at odds with the negative gradient clearly existing in the inner regions. If in fact there exists a positive metallicity gradient in the outer regions of the SMC, such gradient would be difficult to explain since it would lead us to think that the chemical histories of some inner and outer SMC stellar populations have been different. An interesting scenario is presented by Rosa et al. (2014) based on the study of H II regions located in close pairs of galaxies. To shed light on this query, we intend to increase the number of clusters and field stars studied with the CaT technique in the SMC outer regions.

References

- Armandroff T. E., Zinn R., 1988, *AJ*, 96, 92
 Cole A. A., et al., 2004, *MNRAS*, 347, 367
 Dobbie P. D., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 1663
 Glatt K., et al., 2008, *AJ*, 136, 1703
 Grocholski A. J., et al., 2006, *AJ*, 132, 1630
 Kayser A., et al., 2007, in Vazdekis A., Peletier R., eds, *IAU Symposium Vol. 241 of IAU Symposium, A spectroscopy-*

- based Age-Metallicity Relation of the SMC.* pp 351–352
 Parisi M. C., et al., 2015, *AJ*, 149, 154 (P15)
 Parisi M. C., et al., 2010, *AJ*, 139, 1168
 Parisi M. C., et al., 2009, *AJ*, 138, 517 (P09)
 Piatti A. E., et al., 2001, *MNRAS*, 325, 792
 Pryor C., Meylan G., 1993, in Djorgovski S. G., Meylan G., eds, “Structure and Dynamics of Globular Clusters” Vol. 50 of *ASP Conference Series, Velocity Dispersions for Galactic Globular Clusters*. p. 357
 Rosa D. A., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 2005
 Tonry J., Davis M., 1979, *AJ*, 84, 1511



Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas

Física espacial

C. Bertucci¹

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

Contacto / cbertucci@iafe.uba.ar

Resumen / En esta ponencia se discute la participación de investigadores argentinos en proyectos espaciales internacionales con énfasis en misiones espaciales.

Abstract / The participation of argentine researchers in international space projects is discussed.

Keywords / space vehicles — miscellaneous

1. Antecedentes

Desde sus comienzos, los proyectos espaciales se han caracterizado por tener una fuerte impronta internacional. Inicialmente marcados por la geopolítica de la guerra fría, las primeras participaciones argentinas se dieron en proyectos liderados por países del bloque occidental. La diáspora científica asociada a las dictaduras militares durante la segunda mitad del siglo pasado aparece asociada a muchos de los casos de investigadores argentinos involucrados en proyectos espaciales. Más aún, muchos de los profesionales provenientes de universidades argentinas que llegaron a centros especializados a partir de la década de los 60 permanecieron en el extranjero y contribuyeron a numerosos proyectos espaciales.

Entre las misiones que contaron con participación de investigadores argentinos figuran *Mariner 10*, *Pioneer 11*, *Voyager 1 y 2*, *NEAR*, *Giotto*, *Mars Global Surveyor*, *Messenger*, *Galileo* y *Mars Science Laboratory*. La naturaleza de esas participaciones va desde el diseño y desarrollo del instrumental a bordo hasta el tratamiento y análisis e interpretación de los datos provistos por ellos (Acuña, 2002; Steltzner et al., 2006).

Con la creación de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) en la década de los 90, Argentina emprendió el desarrollo de satélites en colaboración con otros países. En particular, los satélites de la serie SAC (Satélite Argentino Científico) contaron con la participación de diversos países (ver Tabla 1) con los cuales la CONAE estableció lazos de colaboración que se mantienen activos.

2. Situación actual

En la actualidad, la Argentina es considerada una nación espacial emergente. Sin embargo, la participación de la CONAE en misiones lideradas por otros países sigue siendo un desafío pendiente. Esto hace que la par-

Tabla 1: Participación internacional en satélites SAC.

Misión	Países participantes
SAC-A	EE.UU.
SAC-B	EE.UU., Italia, Brasil
SAC-C	EE.UU., Brasil, Italia, Francia, Dinamarca
SAC-D	EE.UU., Brasil, Canadá, Francia, Italia

ticipación de investigadores argentinos en misiones espaciales por fuera de los proyectos previstos en el Plan Espacial Nacional (PEN) continúa siendo modesta. Una de las pocas excepciones es la misión Cassini, en la que investigadores del CONICET participan en tareas de planificación de la misión desde 2006. Dicha colaboración ha permitido la formación de recursos humanos en física espacial en el país. En la actualidad, existen numerosos programas para la cooperación internacional en proyectos espaciales. Uno de ellos es el programa *Research Opportunities in Earth and Space Science* (ROSES) de la Administración Nacional de Aeronáutica y Espacio de EE.UU. (NASA), al cual se puede acceder a través del portal NSPIRES (<https://nspires.nasaprs.com>). En este se publican programas abiertos a investigadores extranjeros.

Otro programa a nivel internacional de gran importancia es el HORIZON 2020, la gran iniciativa para la investigación y la innovación de la Comisión Europea, el cual contempla un listado de llamados en el área Espacio abiertos a la participación de investigadores argentinos. La oficina de enlace ABEST (<http://abest.mincyt.gob.ar>) provee asesoramiento para aquellos interesados en participar en los distintos llamados.

3. Perspectivas y conclusiones

La CONAE prepara actualmente tres misiones (SAOCOM, SABIA-MAR y SARE) en las que está prevista la participación internacional. En el caso de las constelaciones de satélites SAOCOM (Satélite Argentino de Observación CON Microondas), la CONAE colabora con la *Agenzia Spaziale Italiana* (ASI), mientras que SABIA-MAR es una colaboración entre la agencia argentina, la *Agência Espacial Brasileira* (AEB) y el también brasileño *Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais* (INPE). En cuanto a la participación argentina en proyectos espaciales internacionales, el futuro es incierto. Según el PEN, la CONAE no tiene planeado contribuir en misiones lideradas por otros países. Esto hace que por el momento, la inclusión de investigadores argentinos en tales proyectos se dé más bien a nivel individual y como proveedores de servicios, pero no de tecnologías. Estos temas han sido abordados en el pasado por trabajos tales como Roederer (1990). Revertir esta situación requiere una mayor articulación de la CONAE con el ámbito académico, con el fin de fortalecer el sector dedicado a la investigación y relacionarlo con actores ligados al desarrollo. El INPE de Brasil es un interesante modelo a considerar en este aspecto, ya que se trata de una institución que articula el lado académico, a través de la agencia espacial brasileña, con el sector privado y con el sector universitario. Sus objetivos son:

- Ampliar y consolidar las competencias en ciencia, tecnología e innovación en las áreas espacial y del ambiente terrestre, para responder a los desafíos nacionales.
- Desarrollar, en el ámbito mundial, un liderazgo científico tecnológico en el área espacial y del ambiente terrestre enfatizando las particularidades nacionales.
- Ampliar y consolidar competencias en previsión del tiempo y el clima, y en cambios ambientales globales.
- Consolidar la actuación del INPE como institución singular del desarrollo de satélites y tecnologías espaciales.
- Promover una política espacial para la industria, buscando atender las necesidades de desarrollo de servicios, tecnologías y sistemas espaciales.
- Fortalecer las relaciones institucionales en ámbitos nacionales e internacionales.
- Proveer la infraestructura adecuada para el desarrollo científico y tecnológico.
- Establecer una política de recursos humanos basada en la gestión estratégica de competencias y de las personas.
- Identificar e implantar un modelo gerencial e institucional adecuado a las particularidades y los desafíos actuales.

En particular, los ítems 2, 4 y 6 son de gran importancia ya que se busca que la institución se ubique en el plano internacional con un claro perfil dado por sus ventajas comparativas (la Amazonia en el caso de Brasil). Esto se traduce en cooperaciones activas tanto con las potencias como con los países emergentes en el plano espacial (China, India, etc.). Estos últimos son quizás los actores más importantes a tener en cuenta a

futuro ya que son los que en estos últimos años están experimentando una expansión sostenida.

Agradecimientos: Agradezco a los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico por la invitación a participar en esta mesa redonda.

Referencias

- Acuña M. H., 2002, Review of Scientific Instruments, 73, 3717
- Roederer J. G., 1990, in Space Conference of the Americas, Volume 1 Vol. 1 of Studii si Cercetari de Astronomie Bucuresti, Cooperation in basic space science - Opportunities and impediments. pp 48-53
- Steltzner A., et al., 2006, in Aerospace Conference, 2006 IEEE Mars science laboratory entry, descent, and landing system. p. 15



Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas

Astronomía óptica en Argentina

G. Folatelli¹

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

Contacto / gaston@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Esta es una breve descripción de la situación de la astronomía observacional en el país, circunscripta al rango óptico y a la visión del autor. La presentación en la mesa redonda tuvo como objetivos plantear la problemática de la instrumentación de acceso nacional y debatir las soluciones que la misma comunidad puede buscar.

Abstract / This is a brief summary of the current status of observational astronomy in the optical range in Argentina, as seen by the author. This roundtable presentation aimed at setting off the discussion within the community about the issue of observational facilities and its possible solutions.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — telescopes

1. Brecha tecnológica y brecha científica

En la actualidad, los astrónomos argentinos tienen acceso a algunos telescopios ópticos de características muy diversas. Las principales facilidades disponibles son las del consorcio Gemini y el telescopio Jorge Sahade (JS) del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Aparte de esto, existe una batería de telescopios menores que 60 cm en los sitios de CASLEO y del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFIA). También se encuentra operativo el reflector de 1.54 m de Bosque Alegre.

Las realidades de Gemini y CASLEO son marcadamente diferentes. En el consorcio Gemini, Argentina participa con un $\approx 3\%$ de la inversión, y, por consiguiente, del tiempo de uso de dos telescopios de 8 metros instalados en Hawaii y Chile. Los sitios son de primer nivel y cubren los cielos sur y norte. La instrumentación es muy variada y de alta tecnología, y permite cubrir el óptico y el infrarrojo. En contrapartida, como ya se dijo, el acceso argentino es limitado, tanto al uso de los telescopios como a las decisiones sobre el manejo del observatorio. Por otro lado, el telescopio JS, además de ser más pequeño y antiguo, cuenta con instrumentación más limitada y menos moderna. Sin embargo, es el principal instrumento en el país y está 100% disponible para la comunidad. Los telescopios menores en general han sido instalados para abordar proyectos científicos particulares. Por último, algunos astrónomos radicados en el país obtienen acceso a otras facilidades del exterior a través de colaboradores.

La brecha tecnológica entre CASLEO y Gemini implica también una brecha científica. Esto se debe a que la factibilidad de los proyectos de investigación es altamente dependiente de las capacidades que proveen los

instrumentos de observación. Y los astrónomos deben realizar un aprendizaje distinto para encarar proyectos aplicables a un observatorio y otro. Al haber saltado la etapa de los telescopios de 4 metros, ha sido difícil salvar esa brecha generando proyectos viables y significativos y formando a las nuevas generaciones para asimilar los cambios tecnológicos. Esta es una problemática que atañe directamente a los observadores, pero que repercute en el trabajo de los teóricos, ya que la retroalimentación entre ambos enfoques es fundamental.

2. Discusión sobre nuevas instalaciones

Es importante que la comunidad mantenga una seria discusión acerca de los problemas de la astronomía observacional en Argentina y sus posibles soluciones. En ese sentido, pueden identificarse las siguientes preguntas. ¿Es necesario conseguir nuevas inversiones en facilidades astronómicas? De ser así, ¿en qué conviene invertir a corto y largo plazos? Y, por último, ¿cuál es la mejor estrategia para conseguir inversiones y ponerlas en práctica?

Para responder a la primera pregunta, conviene evaluar las limitaciones que las facilidades actuales imponen sobre el trabajo de los investigadores. En cuanto a las posibles inversiones, las alternativas pueden resumirse en: a) instrumentos, b) telescopios, y c) compra de tiempo. Las dos primeras pueden asociarse a proyectos de desarrollo local. La última opción es más rápida y segura, pero no aporta al desarrollo integral en el país. Este planteo no implica que las alternativas sean excluyentes. Sin embargo, dado el limitado acceso a recursos, la estrategia debería ser la de priorizar una opción sobre otra.

En cuanto a las estrategias de inversión, existen en general dos opciones: el desarrollo local y la compra de tecnología. Estas opciones admiten también una estrategia híbrida. Los desarrollos propios suelen ser lentos y riesgosos—tanto más cuanto mayor sea la inversión—, pero pueden reportar beneficios de largo plazo. Una alternativa, llevada a cabo con éxito en el proyecto LLAMA (*Large Latin American Millimeter Array*) Lepine et al. (2015), es la cooperación internacional.

2.1. Sitios

Una pregunta concreta que surge en esta materia es la pertinencia de encarar una búsqueda de nuevos sitios astronómicos. Las condiciones del Cerro Burek en CASLEO ya suponen una mejora respecto al sitio del telescopio JS. Pero las evidencias indican que hay un potencial no explotado de sitios con perspectivas de calidad a primer nivel mundial. Un ejemplo lo da la exploración del Cordón Macón, en Salta, llevada a cabo primero por el *European Southern Observatory* Vernin et al. (2011) y luego por el Observatorio Astronómico de Córdoba Vrech et al. (2010). En la región del noroeste argentino, e incluso en las altas sierras de Córdoba, parecen darse óptimas condiciones de observación. Una inversión moderada en búsqueda de sitios y en instrumentación puede llegar a demostrar la calidad de aquellos cielos y así abrir el camino para mayores desarrollos.

2.2. Costos

En la discusión acerca de posibilidades de inversión en tecnología, es esencial tener un conocimiento aproximado de los costos. Entre los proyectos de mediana magnitud se encuentra el desarrollo de instrumental. Esta alternativa permite la mejora del uso de telescopios ya instalados. En ocasiones, existen posibilidades de financiación por parte de los mismos observatorios. Un ejemplo de esto son los llamados que hace el observatorio Gemini. Los costos típicos de un proyecto de este tipo son del orden de los cien mil dólares.

Otra forma de inversión moderada, que ya la están realizando varios grupos en el país, es la instalación de telescopios comerciales pequeños (de hasta 50 cm) con fines científicos específicos. Entre materiales y funcionamiento, los costos se mantienen debajo de los cien mil dólares.

Una opción de acceso rápido y seguro es la compra de tiempo de observación en sitios extranjeros. Los consorcios SMARTS* (*Small & Moderate Aperture Research Telescope System*) y LCOGT** (*Las Cumbres Observatory Global Telescope Network*) ofrecen esta alternativa. Los costos para uso de telescopios de 1 a 1.5 m con capacidades básicas para imagen y espectroscopía rondan los 200 dólares por hora.

Si se trata de la instalación de un telescopio nuevo, los costos en general son proporcionales al área colectora. Partiendo de una base de aproximadamente 1 millón de dólares para un telescopio de 1 m, se llega a unos

15 millones de dólares para uno de 4 m. Para estos tamaños, se puede recurrir a tecnología ya existente. Sin embargo, para los técnicos del país, un proyecto de este tipo sería un excelente banco de pruebas, sobre todo en lo referido al desarrollo de la instrumentación periférica.

No debemos obviar la posibilidad de fortalecer la participación argentina en proyectos multinacionales de gran envergadura, como es el caso de Gemini. Se puede evaluar incrementar la cuota argentina, si lo justifican las necesidades de uso de la comunidad local en telescopios de 8 metros. La inversión actual por el 3% de los dos telescopios Gemini es de aproximadamente 1 millón de dólares anuales.

3. Reflexión final

Es necesario que la comunidad astronómica argentina debata e intente definir sus propias estrategias. Esto le permitirá estar preparada para eventuales posibilidades de inversión, que muchas veces surgen fortuitamente. Con una posición madura, estaremos en mejores condiciones de encauzar los recursos hacia un mayor beneficio de los científicos.

Referencias

- Lepine J., et al., 2015, IAU General Assembly, 22, 2247050
 Vernin J., et al., 2011, PASP, 123, 1334
 Vrech R., et al., 2010, BAAA, 53, 195

*www.astro.yale.edu/smarts/

**www.lcogt.net



Mesa redonda: Argentina en proyectos globales de investigaciones espaciales y astronómicas

Uso científico de la Antena de Espacio Profundo DSA 3

M. Colazo¹

¹ *Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina*

Contacto / mcolazo@conae.gov.ar

Resumen / Argentina dispone del 10% del tiempo operativo de la Antena DSA 3 de la Agencia Espacial Europea instalada en Malargüe, Mendoza. Se presenta la historia del proyecto y las actividades actuales para el uso científico de la antena.

Abstract / Argentine has 10% percent of the operative time available for the DSA 3 Antenna of the European Space Agency, installed in Malargüe, Mendoza. Here we present the history of the project and the current activities for the scientific use of the antenna.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — space vehicles: instruments

1. Introducción

En 1998, la Agencia Espacial Europea (ESA por sus siglas en inglés) decidió establecer su propia red para el seguimiento de las naves en el espacio profundo, con el objetivo de hacer frente al rápido aumento esperado en el número de misiones interplanetarias.

El objetivo fue establecer tres estaciones terrestres, separadas alrededor de 120° entre sí en longitud, para proporcionar una cobertura continua a medida que gira la Tierra. Todas las estaciones son controladas de manera remota desde el Centro de Operaciones de la ESA (*European Space Operations Centre*), ubicado en Alicante, España.

2. Red de espacio profundo de la ESA

Estas estaciones de seguimiento de la ESA están equipadas con antenas de 35 metros de diámetro que proporcionan la velocidad y calidad de transmisión de datos requerida para las misiones de exploración actuales y futuras, como la *Mars Express*, *ExoMars*, *Rosetta*, *Gaia*, *BepiColombo*, *LISA Pathfinder*, *Solar Orbiter*, *Euclides*, etc. También tienen instalaciones para experimentos de ciencia de radio, lo que permite a los científicos estudiar las características de la materia a través de la cual viajan las señales de comunicación de la nave espacial hacia la Tierra.

La red está compuesta por las siguientes antenas:

- *Deep Space Antenna 1* (DSA 1) New Norcia, ubicada al norte de Perth, Australia, e inaugurada el 4 de marzo de 2003.
- DSA 2 Cebreros, ubicada en Ávila, España. Para ampliar la cobertura de satélites de DSA 1 New Norcia, una segunda estación tenía que ser colocada 120°

hacia el este o hacia el oeste. La instalación de la antena se completó en noviembre de 2004 y la estación fue abierta oficialmente el 28 de septiembre de 2005.

- DSA 3 Malargüe, ubicada en Mendoza, Argentina. En 2007, la ESA comenzó a buscar un lugar para la tercera estación de espacio profundo, que tenía que estar en el hemisferio occidental con el fin de estar a una distancia de 120° en longitud de las otras dos. Tanto Norteamérica como Sudamérica eran lugares adecuados. Se eligió el hemisferio sur de modo que, entre las redes de la ESA y la *National Aeronautics and Space Administration* de EE.UU. (NASA), habría tres estaciones en el hemisferio norte y tres en el hemisferio sur. Se estudiaron numerosos lugares de Chile y Argentina. El 22 de junio de 2009, la ESA informó a las autoridades argentinas que un área a unos 40 km de la ciudad de Malargüe, provincia de Mendoza, era el mejor sitio para ubicar la tercera antena de 35 m de diámetro. La estación de Malargüe fue inaugurada oficialmente el 18 de diciembre de 2012.

3. Argentina y DSA 3

En los días 11 y 16 de noviembre de 2009 se firmó un convenio entre la Argentina y la ESA para la instalación de DSA 3. De acuerdo a este convenio, la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) está a cargo, por el lado argentino, de coordinar a nivel nacional el uso del tiempo asignado a nuestro país. Según los establecido en el acuerdo, la Argentina hace uso de la infraestructura del sitio DSA 3 mediante la asignación de hasta un 10% de tiempo de antena de espacio profundo por año. Para este fin la Argentina puede instalar,

operar y mantener equipamiento propio.

La CONAE, en su carácter de organismo nacional a cargo del desarrollo y coordinación de las actividades espaciales de la Argentina, resolvió poner a disposición de la comunidad científica nacional el 50 % del tiempo anual disponible con el fin de contribuir a la participación de los entes del Sistema Nacional de Ciencia y Tecnología.

Y considerando que tanto la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) como el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) contribuyeron significativamente con la presentación de sitios alternativos para la selección de la Argentina como país anfitrión de la DSA 3, y con el fin de elaborar las bases de un llamado de oportunidades nacional y de realizar la selección de proyectos, la CONAE invitó al CONICET y a la CNEA a formar un Comité Conjunto.

Con este fin, en marzo de 2012 se firmó un acuerdo de cooperación entre los tres organismos para la creación de un Comité Conjunto para convocatoria y selección de proyectos nacionales en el marco del proyecto *Deep Space Antenna 3* (DSA 3) de la ESA.

4. Uso científico de la antena DSA 3

Para ganar experiencia con el uso de antenas de este tipo en radioastronomía, se propuso a la CONAE la participación en un proyecto de astrometría de la agencia espacial norteamericana NASA, que consiste en la observación de cuásares tanto en banda X como en banda Ka utilizando antenas situadas en diferentes continentes, de manera de realizar interferometría de muy larga base (VLBI por sus siglas en inglés) y obtener posiciones de muy alta precisión.

Además, y en paralelo, se realizaron observaciones de fuentes de radio conocidas tanto en banda X como en banda Ka, de manera de poder realizar el desarrollo de un sistema de procesamiento que permita transformar los datos a un formato útil para el astrónomo.

Ambos proyectos están vigentes en paralelo, y en los mismos participan científicos de la CONAE, del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) y del Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (ITeDA).

Agradecimientos: Agradecemos a los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la AAA por la invitación a participar de la Mesa Redonda, y poder compartir con la comunidad científica el estado de actividades de un sistema tan particular como es el instalado en Malargüe.



El programa científico de la Agencia Espacial Europea

C. Gabriel¹

¹ *European Space Astronomy Centre, European Space Agency, Madrid, España*

Contacto / carlos.gabriel@esa.int

Resumen / Con el arribo de la misión espacial *Rosetta* al cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko y el espectacular posterior “acometizaje” de la sonda *Philae* sobre su superficie, concluyó el programa científico Horizonte 2000, 30 años luego de ser concebido en 1985. Tres de las piedras angulares de este programa de la Agencia Espacial Europea (ESA por sus siglas en inglés) siguen observando y produciendo ciencia de primer nivel. Ellas son: i) el observatorio solar *SoHO* (en conjunción con la *National Aeronautics and Space Administration* de EE.UU.) para el estudio, en combinación con la misión *Cluster*, del Sol, del plasma solar y de la magnetosfera; ii) *XMM-Newton*, el observatorio astronómico de rayos X y iii) la ya nombrada *Rosetta*. *Herschel*, observatorio infrarrojo y cuarta piedra angular, ha concluido la parte operacional hace menos de dos años. Del programa que continúa esa estela científica (llamado Horizonte 2000+ y concebido en 1995), uno de sus grandes proyectos, *GAIA*, ya está obteniendo astrometría a nivel de microsegundo de arco de alrededor de 10^9 estrellas, mientras se prepara el lanzamiento de la misión de exploración a Mercurio, *BepiColombo*. Alrededor de otras diez misiones medianas y pequeñas, de las cuales algunas siguen activas, completan la suite Horizonte 2000/2000+. El siguiente gran programa, Visión Cósmica, fue concebido hace diez años y está llamado a cubrir las actividades de los próximos quince. Del mismo han sido aprobadas seis de las misiones que lo componen (*JUICE*, *Athena*, *Solar Orbiter*, *Euclid*, *Plato* y *Cheops*), con la intención de aportar respuestas a las siguientes cuatro preguntas científicas fundamentales: 1) cuáles son las condiciones para la formación de planetas y la aparición de la vida, 2) cómo funciona el Sistema Solar, 3) cuáles son las leyes físicas fundamentales del Universo, y 4) cómo se originó el Universo y de qué se compone. En este trabajo trataremos de discutir la razón de ser y los aportes de las misiones espaciales de astronomía y ciencias planetarias del período científico más fructífero de la historia de la ESA, algunas de sus características técnicas fundamentales y algunos de los desafíos científicos y tecnológicos planteados por ellas.

Abstract / The rendezvous of the spatial mission *Rosetta* with the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko and the spectacular deployment of the *Philae* lander to its surface marked the conclusion of the European Space Agency's (ESA's) scientific program Horizon 2000, 30 years after it had been conceived, back in 1985. Three of its cornerstone missions continue today observing and producing first quality science. They are: i) the solar observatory *SOHO* (a common mission with the National Aeronautics and Space Administration of the U.S.A.), which together with the *Cluster* mission studies the Sun, the solar plasma and the magnetosphere; ii) the X-ray astronomical observatory *XMM-Newton* and iii) the already mentioned *Rosetta*. The other cornerstone mission, the infrared observatory *Herschel*, concluded its operational phase around two years ago. From the following program (Horizon 2000+, conceived in 1995) one of its large projects, *GAIA*, is already obtaining astrometry of 10^9 stars at the micro arc second level, while the Mercury exploration mission *BepiColombo* is in the final stages of preparation for a launch in early 2017. Another ten middle and small class missions, many of them still active, complete the suite Horizon 2000/2000+. The next large program, Cosmic Vision, has been conceived ten years ago and it is called to cover ESA's science activities of the next 15 years. Six of the missions composing the program have been already approved (*JUICE*, *Athena*, *Solar Orbiter*, *Euclid*, *Plato* and *Cheops*), with the aim of giving answers to the following four fundamental scientific questions: 1) What are the conditions for planet formation and the emergence of life, 2) How does the Solar System work, 3) What are the fundamental physical laws of the Universe, and 4) How did the Universe originate and what is it made of. In this report we'll try to discuss the background and the contributions of astrophysical space missions and planetary sciences of the scientifically most productive period in the history of ESA. We will discuss also some of the main technical characteristics as well as the scientific and technological challenges they represent.

Keywords / instrumentation: detectors — instrumentation: high angular resolution — instrumentation: interferometers — methods: data analysis — methods: observational — space vehicles — space vehicles: instruments — astronomical databases: miscellaneous — astrometry

1. Introducción

El tiempo relacionado con la concepción, el estudio científico y tecnológico, y finalmente la concreción práctica con el consiguiente lanzamiento y operación de una misión espacial es del orden de décadas. Esto exige que una agencia espacial que tenga la pretensión de

hacer un aporte global importante a la ciencia desde su área trabaje durante años, involucrando a centenas de personas para la preparación de su programa científico. La Agencia Europea del Espacio (ESA por sus siglas en inglés) concluyó a mediados de la década pasada la preparación del programa Visión Cósmica (ESA, 2005), concebido para ser llevado a cabo en los próximos 10

años. La situación económica mundial y las consiguientes dificultades para colaboraciones internacionales con otras agencias espaciales, particularmente con la *National Aeronautics and Space Administration* de EE.UU. (NASA), han obligado a ajustes en la planificación, la que sin abandonar los propósitos científicos generales, ha reducido por un lado parte de las ambiciones más extremas, y por otro lado ha extendido los tiempos cubriendo las actividades de los próximos 15 a 20 años.

Este ciclo actual de planificación a largo plazo de la ESA para sus misiones científicas representa un tercer gran paso que, al igual que los anteriores, intenta imprimir a un proyecto de esta magnitud la estabilidad necesaria que asegure el retorno científico que se pretende, al cabo de típicamente dos décadas desde el concepto inicial hasta la producción de resultados. Los dos ciclos anteriores, llamados Horizonte 2000 y Horizonte 2000+, han sido muy exitosos, cubriendo los últimos 30 años de actividad científica de la agencia. Ellos han demostrado la importancia capital de una planificación estable a largo plazo, que provea de la necesaria confianza al trabajo de científicos, ingenieros, agencias espaciales nacionales e industria aeroespacial, relacionados todos estos alrededor de los proyectos individuales. Es este sustrato sobre el que se sustenta el nuevo gran proyecto.

Estableciendo un proyecto global y coherente, Horizonte 2000 cambió en el año 1984 la forma de trabajar en ciencia de los primeros 20 años de existencia de la ESA, que estaba basada en una elección de misiones científicas “a la carta”. Horizonte 2000+, creado 10 años más tarde, y Visión Cósmica, otra década más adelante, han sido las continuaciones lógicas de sus respectivos predecesores. Visión Cósmica, sin embargo, va más allá, estableciendo elementos programáticos que sientan las bases para futuros planes abarcando un período más largo, a través de la formulación de cuatro preguntas científicas fundamentales que las ciencias espaciales deberían intentar contestar:

- ¿Cuáles son las condiciones para la formación de planetas y la aparición de la vida?
- ¿Cómo funciona el Sistema Solar?
- ¿Cuáles son las leyes físicas fundamentales del Universo?
- ¿Cómo se originó el Universo y de qué se compone?

Al tiempo que el programa propone misiones concretas a desarrollarse en cada uno de estos campos en el curso de los próximos 10–20 años, prevé también futuros desarrollos —que hoy no están sustentados tecnológicamente— para profundizar las respuestas. Obviamente, los resultados de la primera etapa prevista, al igual que la evolución de la tecnología, harán necesarias unas planificaciones futuras más específicas y ajustadas a todo ello. Esto debería suceder en lapsos en principio parecidos a los ya experimentados, definidos por la duración media de los proyectos espaciales, aunque también dependerá de condiciones externas, como la situación presupuestaria, la evolución de las colaboraciones internacionales, etc.

2. La Agencia Espacial Europea y su actividad científica

La ESA, el portal europeo de las actividades espaciales, cuenta con más de 50 años de experiencia en prácticamente todas las áreas relacionadas con el espacio. Para esto cuenta con una plantilla de 2200 trabajadores, fundamentalmente ingenieros y científicos, en ocho establecimientos en Europa. El presupuesto anual supera en este momento los cuatro mil millones de euros. A lo largo de estos años ha diseñado, probado y lanzado más de 70 satélites, muchos de los cuales fueron o son de investigación científica. También ha desarrollado a lo largo de su historia seis tipos de lanzaderas y ha realizado más de 200 lanzamientos de su cohete *Ariane*.

En este momento se encuentran operativos numerosos satélites científicos. Los proyectos de astronomía operacionales y posoperacionales (es decir, que han cesado de observar, pero que todavía no han acabado con el procesamiento final de los datos recogidos, como *Planck* y *Herschel*), abarcan prácticamente todo el espectro electromagnético:

- *Planck*, que ha hecho las observaciones más precisas hasta la fecha del fondo cósmico de microondas;
- *Herschel*, el gran observatorio del infrarrojo lejano con la más alta sensibilidad, que observará durante 36 meses de forma pública;
- *GAIA*, la misión de astrometría más ambiciosa que haya existido, que tiene el propósito de medir las posiciones de 10^9 estrellas a nivel de microsegundo de arco;
- *Hubble Space Telescope (HST)*, proyecto conjunto de la NASA y la ESA, un observatorio espacial en el rango visible y ultravioleta que lleva más de 20 años brindando datos a la comunidad científica mundial;
- *XMM-Newton*, el gran observatorio espacial de rayos X, el mayor satélite científico que la ESA haya puesto en órbita hasta la fecha, con la más alta sensibilidad en su rango, y que lleva más de 16 años observando;
- *Integral*, observatorio de rayos gamma, que complementa la suite de la ESA;
- *Lisa Pathfinder*, fuera ya del rango electromagnético, primer paso en el gran desafío de detectar y estudiar ondas gravitatorias en el espacio.

A su vez, un gran número de misiones exploratorias en operaciones o posoperaciones recorren gran parte del Sistema Solar:

- *SoHO*, el observatorio solar conjunto de la NASA y la ESA, con ya tres décadas estudiando el Sol desde el núcleo hasta su atmósfera exterior (la corona) así como los efectos del viento solar;
- *Cluster II*, 4 naves que en conjunto investigan la magnetosfera terrestre y su interacción con el viento solar en tres dimensiones;
- *Venus Express*, el programa más ambicioso de estudio del planeta Venus, al que estuvo circunvolando desde 2006 hasta 2014 y que ahora se encuentra en el período posoperacional;
- *Mars Express*, misión a Marte con la cámara esteoscópica más refinada que se haya utilizado en misiones exploratorias, y que lleva ya 13 años estudiando ese planeta;

- *Cassini-Huygens*, misión en conjunto con la NASA a Saturno y sus lunas, que sigue activa, y cuya principal aportación por parte de la ESA fue la sonda *Huygens*, que en 2005 descendió espectacularmente hasta posarse sobre Titán, la mayor luna de Saturno, a 1427 millones de kilómetros de la Tierra, hazaña científica y tecnológica que supuso el aterrizaje en el mundo más lejano que haya logrado el ser humano hasta la fecha;
- *Rosetta*, misión espectacular con el mayor acercamiento que haya habido a un cometa, acompañando al mismo en su periplo durante el perihelio, y que portara a la sonda *Philae*, que logró el primer aterrizaje de una nave humana sobre un cometa.

La más completa y actualizada información sobre los proyectos científicos de la ESA se puede encontrar en <http://www.sci.esa.int>. Allí también se encuentran las referencias a todas y cada una de las misiones nombradas en este artículo, que por razones de espacio no podemos incluir.

Restringiéndonos a las dos primeras décadas de este milenio, podemos afirmar con seguridad que estas han conformado el período científico más activo y productivo de la ESA. En las próximas secciones veremos la historia que precede a este período, concluyendo en este presente exitoso, y la planificación del futuro, en total sintonía con dicha historia.

2.1. El Centro Europeo de Astronomía Espacial (ESAC), centro de las operaciones científicas

El corazón de las operaciones científicas de la ESA se encuentra a 30 km de Madrid, en España. ESAC alberga el llamado Centro de Operaciones Científicas (SOC por sus siglas en inglés) de todas las misiones de la ESA de astrofísica y de exploración del Sistema Solar. Antes del año 2000, VILSPA (anterior nombre del centro) era fundamentalmente una estación de seguimiento satelital, aunque puntualmente fue centro de operaciones de las misiones *International Ultraviolet Explorer (IUE)* e *Infrared Space Observatory (ISO)*. La confluencia de una política favorable al desarrollo del sector espacial por parte de España y un proceso de reorganización de las actividades en la Agencia llevó no solo a la redefinición de las actividades centrales de esta “estación” sino también al de su estatus, convirtiéndolo en el quinto “establecimiento” (centro principal) de la ESA. Los otros cuatro establecimientos se encuentran repartidos en territorio europeo: el centro tecnológico y de desarrollo (ESTEC) en Noordwijk, Países Bajos; el centro de operaciones satelitales (ESOC) en Darmstadt, Alemania; el centro de observaciones de la Tierra (ESRIN) en Roma, Italia; y los cuarteles generales (HQ) en París, Francia, este último como centro político y administrativo de la organización.

Las operaciones científicas en ESAC incluyen la relación con los científicos de cualquier parte del mundo, la planificación de las misiones, las operaciones de los instrumentos a bordo de los satélites y su calibración, así como el desarrollo de los programas de análisis científico y de reducción de los datos, la adquisición,

procesado y distribución de los mismos, y su archivo (como ejemplo de actividades de un SOC véase Gabriel et al. 2005). Todos los archivos de datos de astronomía y ciencias planetarias de la ESA están desarrollados y centralizados en ESAC, archivos que ofrecen libremente los datos crudos y procesados a todo el mundo (Arviset et al., 2014).

3. Horizonte 2000, el primer programa científico global de la ESA

Las escalas de tiempo asociadas a una misión científica espacial son por lo general del orden de décadas. Tomando *GAIA* como ejemplo: esta misión fue concebida en 1990; en 1993 se le hizo la propuesta a la ESA; la misión fue incluida en el Programa Científico en 2000; en 2013, 23 años más tarde de su concepción, fue el lanzamiento, y se espera la publicación del catálogo de los mil millones de estrellas en 2021 o 2022. Esto es típico para la gran mayoría de las misiones consideradas de tamaño medio o grande, y es lo que subraya la necesidad de una planificación global y a gran escala, con programas que abarquen varias décadas. Así fue reconocido por la ESA en los años 80. Fue en esa época, 1983–1984, que el plan Horizonte 2000 fue delineado. Coherente con un período de clara expansión en el presupuesto de ciencia que aumentaba a un ritmo de 5% por año, Horizonte 2000 fue un plan ambicioso que abarcaba un período de tres décadas aproximadamente, incluyendo cuatro grandes proyectos, las piedras angulares del plan, con la finalidad de llevar adelante:

- Estudios del Sol y de la interacción Sol–Tierra con un observatorio solar en conjunto con la NASA, *SoHO* (en operaciones desde 1995, con estudios de más de 20 000 eyecciones de masa coronal, y el descubrimiento de más de 3000 cometas), y una constelación de cuatro satélites para estudiar la magnetosfera, *Cluster* (perdido durante el lanzamiento en 1996).
- Estudios del universo energético, con un observatorio astronómico de rayos X, *XMM-Newton*. Lanzado en 1999 y operativo al día de hoy, su inigualada área colectora le ha permitido detectar fuentes de rayos X débiles como ningún otro experimento, cubriendo todos los fenómenos cósmicos relacionados con procesos muy energéticos, como núcleos galácticos activos (AGN por sus siglas en inglés), explosiones y remanentes de supernovas, estrellas binarias interactivas, estrellas de neutrones y cúmulos de galaxias. Las casi 4500 publicaciones científicas basadas en sus datos al día de hoy dan testimonio del extraordinario éxito científico de esta misión.
- Estudios del material primitivo del Sistema Solar, a través de la misión *Rosetta*, con la intención de realizar el primer aterrizaje de un objeto humano sobre la superficie de un cometa —este fue espectacularmente efectuado en 2014, luego de un viaje de 7×10^9 km que duró más de 10 años, y que incluyó tres sobrevuelos a la Tierra y uno a Marte para obtener asistencias gravitatorias. Los estudios únicos que fueron posibles gracias a semejante hazaña tecnológica incluyen la detección de una gran

variedad de moléculas orgánicas, dando claves sobre los ingredientes de la vida. *Rosetta* continúa siendo operacional, acompañando actualmente al cometa en su órbita luego de su máximo acercamiento al Sol.

- Estudios del universo frío, con un gran observatorio del infrarrojo medio y lejano, *Herschel*. Operativo por casi cuatro años desde 2009 hasta 2013, cuando terminó de consumirse el líquido refrigerante que mantenía los instrumentos por debajo de $-271\text{ }^{\circ}\text{C}$, *Herschel* fue único en su cobertura del infrarrojo lejano hasta longitudes de onda submilimétricas. Su telescopio de 3.5 m de diámetro (el más grande de una pieza jamás puesto en órbita) alcanzó una sensibilidad sin precedentes para la detección de objetos fríos y distantes. A día de hoy se encuentra en fase posoperacional, que durará hasta 2018.

En adición a estas piedras angulares, un número de misiones de tamaño medio completan el núcleo del programa:

- *Huygens*, la sonda que descendió en 2005 sobre la mayor luna de Saturno, Titán, a 1427 millones de km del Sol. *Huygens* fue el principal aporte de la ESA al proyecto *Cassini*, lanzado en 1997 y llevado adelante en conjunto con la NASA y la agencia espacial italiana, y representa el objeto humano posado más distante al día de hoy. A la altura del extraordinario logro operacional, se encuentra el retorno científico del proyecto, con la medición profunda del perfil de una atmósfera compuesta de nitrógeno y metano, así como el descubrimiento de una topografía poblada de lo que parecieran ríos de metano, secos en el momento y región del aterrizaje. El orbitador *Cassini* sigue siendo operacional.
- *INTEGRAL*, un observatorio de rayos gamma, único en su capacidad de observación simultánea también en rayos X y óptico. En órbita terrestre desde 2002, permanece operativo al día de hoy, y está dedicado especialmente a la observación de explosiones de rayos gamma y a la búsqueda y estudio de hipernovas, estrellas de neutrones y agujeros negros.
- *Planck*, satélite para la medición de las anisotropías de la radiación de fondo de microondas (CMB por sus siglas en inglés). Lanzado en 2009 y operado desde una órbita heliocéntrica en el punto de Lagrange L2 durante cuatro años, nos ha provisto de mapas completos del cielo con resolución y sensibilidad sin precedentes en el rango de microondas e infrarrojo lejano. Sin precedentes también fue el relevamiento completo de la polarización del cielo en este rango, lo que está dando nuevas claves cosmológicas.
- *Cluster II*, proyecto definido para reemplazar a *Cluster*, perdido por el único accidente sufrido por la lanzadera *Ariane 5* (en 1996). Las cuatro naves fueron llevadas al espacio en dos lanzaderas *Soyuz* a mediados de 2000. Siguen operativas y nos están brindando un mapa tridimensional detallado de la magnetosfera, con sorprendentes resultados.

Este programa fue construido sobre la base de misiones ya anteriormente planificadas y/o ejecutadas al tiempo de la concepción de Horizonte 2000, como *IUE*, misión conjunta con la NASA de referencia en el rango

ultravioleta; *ISO*, observatorio espacial cubriendo por primera vez hasta el infrarrojo lejano ($[0.7 - 240]\ \mu\text{m}$); *Giotto*, misión de acercamiento al cometa Halley con el objeto de obtener las primeras imágenes cercanas de un cometa; *Hipparcos*, la primera gran misión espacial de astrometría; *Ulysses*, misión conjunta con la NASA para el estudio de la heliosfera desde el espacio profundo, y *HST*, el gran observatorio espacial en el rango visible y ultravioleta, proyecto también conjunto con la NASA.

Otros proyectos menores, como la misión *Eureca* (operativa de 1992 a 1993), con 15 experimentos de astronomía, física solar y otros a bordo, completan la suite de proyectos científicos relacionados con Horizonte 2000.

4. Horizonte 2000+, siguiendo la estela y completando Horizonte 2000

En los años 1994–1995 se planificaron nuevas misiones complementando el ya de por sí ambicioso programa anterior, con tres misiones de piedra angular:

- Una misión a Mercurio, para la investigación de aspectos planetarios y magnetosféricos, que se daría en llamar posteriormente *BepiColombo*. Esta misión está en la fase final de preparación y va a ser lanzada a principios de 2017. Dirigida por la ESA y en colaboración con la agencia espacial japonesa, esta misión constará de dos naves, la *Mercury Planetary Orbiter* y la *Mercury Magnetospheric Orbiter*, que arribarán a Mercurio luego de un viaje de 7 años. Tratará de contribuir al estudio de cuestiones fundamentales, como la composición de la nebulosa solar y la formación del sistema planetario, pero también intentará responder preguntas específicas alrededor de este planeta, como la alta densidad del mismo, la composición y estado del núcleo, su actividad tectónica, la razón de su campo magnético intrínseco, el misterio alrededor de la no detección espectroscópica de hierro, cuando se supone que este elemento es el mayor componente de Mercurio, etc.
- Una misión interferométrica de altísima resolución ($10\ \mu\text{arcsec}$), *GAIA*, para realizar un censo tridimensional de nuestra Galaxia y contribuir a revelar la composición, formación y evolución de la misma. Tuvo un exitoso lanzamiento en diciembre de 2013, y desde julio de 2014, cuando comenzó la fase operacional rutinaria (que durará cinco años), están en marcha mediciones sin precedentes de la posición y velocidad radial de 10^9 estrellas de la Vía Láctea. Los datos acumulados a esta altura, más de 350 mil millones de medidas posicionales o astrométricas, 70 mil millones de medidas fotométricas y 7 mil millones de espectros, cada uno de ellos asociado con un objeto cruzando el campo focal de *GAIA* en alguno de sus barridos, dan una noción de la complejidad para resolver matemáticamente las ecuaciones que lleven a la determinación de los parámetros astrométricos absolutos, posición, paralaje y movimiento propio de todos los objetos observados, es decir, de cualquier fuente de magnitud 20 en adelante que haya estado en el campo focal.
- La primera misión espacial planificada de detección

de ondas gravitatorias, *LISA*. Este proyecto sufrió en primera instancia recortes de presupuesto, para ser más tarde abandonado en su concepción original, al no poderse concretar la imprescindible colaboración con la NASA.

Un número significativo de misiones “M” (de tamaño medio) y “S” (de tamaño pequeño) completaron el programa, que está al día de hoy en plena vigencia, ya que ha sido realizado en parte (con misiones ya completadas, otras operativas, y otras en fase posoperativa), y con algunas de estas misiones todavía en preparación, siendo las más destacadas:

- *Mars Express*, en órbita marciana desde finales de 2003, sigue recogiendo datos sobre la superficie, sub-superficie, atmósfera y ambiente de Marte, con una poderosa cámara estereoscópica e instrumentos para el relevamiento de la mineralogía de la superficie, el sondeo de radar debajo de la capa permafrost, y la determinación de la composición atmosférica.
- *Venus Express*, proyecto realizado en tiempo récord aprovechando el desarrollo tecnológico previo de *Mars Express*. Fue lanzada en noviembre de 2005 y estuvo en operaciones hasta finales de 2014. Al día de hoy la misión se encuentra en el período posoperacional, concluyendo el análisis de datos y su definitivo archivo público.
- *James Webb Space Telescope (JWST)*, el proyecto sucesor de *HST* en el que colaboran la NASA, la ESA y la agencia espacial canadiense, será lanzado en 2018, y observará en el infrarrojo cercano y medio, combinando un espejo primario siete veces mayor que el de *HST*, un gran campo de visión y un nivel muy bajo de ruido de fondo.
- *Lisa Pathfinder*, proyecto de comprobación tecnológica para el gran desafío futuro de un observatorio espacial de ondas gravitatorias, fue puesto en órbita con todo éxito a finales de 2015 y se encuentra en fase de verificación.

Finalmente, dos grandes misiones, denominadas “sueños verdes”, probablemente por las dificultades previstas para su realización, también formaron parte del programa, pero no pudieron llegar nunca a ser confirmadas por los órganos de decisión de la ESA, y se quedaron en proyectos de estudio: *XEUS*, un gran observatorio de rayos X con un concepto revolucionario de dos naves alineadas conformando las distintas partes de un telescopio, y *Darwin*, una misión de interferometría de infrarrojo cercano, diseñada para la búsqueda de exoplanetas, y particularmente exo-Tierras. A las dificultades técnicas planteadas por ambas misiones se unieron recortes de presupuesto hacia fines del milenio anterior, que obligaron a una redefinición de los gastos aceptados para los diferentes tipos de misión. El límite de 1.5 presupuestos anuales para una misión de tipo “L” (es decir, de gran tamaño), solo hacía posible estas dos misiones a través de una amplia colaboración internacional, particularmente con la NASA, que no se pudo llevar a cabo.

5. Visión Cósmica

A principios del nuevo milenio se comenzó a trabajar activamente en la confección de un nuevo programa científico global presentado finalmente en 2005, que se dio en llamar Visión Cósmica (CV por sus siglas en inglés), y que debía abarcar alrededor de diez años a partir de 2015 para su concreción. La complejidad de los objetivos planteados y las dificultades económicas mundiales que comenzaron en la primera década de este milenio hicieron que ese período se extienda bastante más allá de 2025.

La búsqueda de respuestas a las siguientes cuatro preguntas fundamentales es la base de este nuevo plan:

- ¿Cuáles son las condiciones para la formación de planetas y la aparición de la vida?
- ¿Cómo funciona el Sistema Solar?
- ¿Cuáles son las leyes fundamentales del Universo?
- ¿Cómo se originó el Universo y de qué se compone?

Cada uno de estos temas se articulan a su vez en diversos capítulos, a los que se intenta dar respuestas concretas a través de misiones específicas, y que discutiremos en las próximas secciones.

5.1. El Sistema Solar en el contexto de formación planetaria, intentando planetología comparativa

Nos encontramos en un momento único en la historia, en el cual podemos construir instrumentos para investigar cuán única es la Tierra, y si estamos solos en el Universo. Tenemos una buena comprensión de la evolución estelar, pero nos falta una teoría que explique cómo y por qué se forman estrellas y sistemas planetarios de la materia interestelar. Los interrogantes que están planteados en este sentido son:

- a) Proceso de gas y polvo a estrellas y planetas: La estrategia planteada para aumentar la comprensión de estos procesos requiere un relevamiento de planetas y estrellas que están naciendo, estudiando las regiones oscuras donde se forman. La investigación de las áreas de formación de estrellas, protoestrellas y discos protoplanetarios, de las condiciones para la formación de estrellas y planetas, de las propiedades de las estrellas centrales y de las regiones galácticas más favorables para la formación de planetas, puede llevarse a cabo con un observatorio de infrarrojo lejano con alta resolución espacial y moderada resolución espectral, que todavía no está plasmado en un proyecto. Los estudios realizados al día de hoy por el observatorio *Herschel* van en esa dirección y en parte serán complementados por el *JWST* en el curso de los próximos años.
- b) De exoplanetas a biomarcadores: La detección y observación de planetas extrasolares, incluyendo la búsqueda de biomarcadores en sus atmósferas, puede ser llevada adelante a través de interferometría destructiva de infrarrojo cercano con capacidad espectroscópica de baja resolución. El proyecto *Darwin*, que culminó una fase de estudio primaria en 2007, fue propuesto como respuesta a través de una constelación de cuatro o cinco naves. Tanto la ESA como la NASA, con un proyecto parecido, debieron posponer planes en este sentido por las

dificultades tecnológicas y presupuestarias que se plantean hoy. Así, la colaboración entre las grandes agencias es la opción para el futuro. Avances en este campo, sentando las bases necesarias a través de astrometría de precisión para detectar exo-Tierras, se están llevando a cabo con proyectos actuales como *COROT* (proyecto de la agencia espacial francesa [CNES por sus siglas en francés] con colaboración de la ESA) y *GAIA*. *PLATO*, un proyecto destinado a la búsqueda y estudio de exoplanetas y a la medición de oscilaciones estelares, fue seleccionado como tercera misión media (M3) de CV. Su lanzamiento está planeado para 2024. El propósito último de obtener imágenes de planetas terrestres podría ser alcanzado con un gran interferómetro óptico, que se plantea como estudio de futuro más allá de Cosmic Vision.

c) Vida y habitabilidad en el Sistema Solar (SS): La aparición y la evolución de la vida dependen de condiciones medioambientales (procesos geológicos, agua, condiciones climáticas y atmosféricas, campo magnético, entorno radiativo, entre otras). La exploración *in-situ* de cuerpos sólidos en el SS que puedan albergar o haber albergado vida es la manera más efectiva en la actualidad de estudiar estas cuestiones, para tratar de entender qué es lo que hace habitable a un planeta y cómo cambian sus condiciones, mejorando o degradándose con el tiempo. Sabemos que la Tierra primitiva fue muy distinta a la actual, con una falta de oxígeno y una alta radiación ultravioleta que hacía imposible la vida de las formas evolucionadas que conocemos. Por otro lado, las condiciones actuales impedirían la aparición de la vida. Marte es un objeto ideal para el estudio de cuestiones claves de habitabilidad. La luna joviana Europa es otra prioridad, a través del estudio de la estructura y composición de su océano y su costra helada en el entorno de radiación de Júpiter. Continuando la estela de estudios del SS realizados por parte de *Huygens*, *Venus Express* y *Mars Express*, se sumará pronto *BepiColombo* con lanzamiento previsto en enero de 2017, y *ExoMars*, cuya primera nave acaba de ser lanzada el 14 de marzo de 2016 y la segunda lo será en 2018. El primer proyecto de piedra angular (L1) de CV es *JUICE*, un orbitador en misión a Júpiter que estudiará fundamentalmente las tres lunas jovianas Ganímedes, Calisto y Europa, las tres conteniendo presumiblemente significativas cantidades de agua líquida bajo sus superficies. Será lanzado en 2022 y arribará al sistema joviano en 2030. Completa este capítulo, como parte de los estudios de habitabilidad del SS, el relevamiento tridimensional del campo magnético solar, uno de los objetivos del proyecto *Solar Orbiter*, primera misión media (M1) de CV, que será lanzado en 2017.

5.2. El funcionamiento del Sistema Solar

La historia y la composición del SS son los elementos fundamentales a dilucidar para entender cómo funciona. La importancia del entorno radiativo y la actividad magnética del Sol nos plantea la necesidad de estudiar el plasma y el campo magnético alrededor de la Tierra, el sistema joviano (como mini-sistema solar), los polos solares y la heliopausa. Lo que hemos aprendido sobre

el desarrollo de las atmósferas con *Venus Express* debe ser continuado tratando de entender cómo afectan a otros planetas las interacciones ambientales (*JUICE*), qué procesos afectan hoy al entorno Tierra-Sol (*Solar Orbiter*) y cómo reacciona la atmósfera terrestre ante variaciones solares. Para este último punto los estudios llevados a cabo por *Swarm*, una misión de la ESA consistente en una flotilla de tres satélites de observaciones de la Tierra lanzadas en 2013, pueden ser capitales. Para el estudio de la frontera entre el reino del Sol y el medio interestelar se estudia la posibilidad de una sonda interestelar a la heliopausa en un futuro post-CV. *JUICE* también contribuirá al entendimiento de la composición original del SS. El retorno de muestras de asteroides con órbitas cercanas a la de la Tierra (NEOs por sus siglas en inglés), proyecto bajo estudio, debería continuar los grandes avances que nos está brindando *Rosetta* en la comprensión de los procesos que dominaban en el momento de formación del SS, lo que también se espera de *BepiColombo* con sus estudios sobre Mercurio. Por último, la pregunta acerca de cuán único o especial es el SS y la existencia de exo-Tierras tratará de ser respondida por *PLATO*. En el horizonte post-CV se vislumbra una misión astrométrica de búsqueda particular de exo-Tierras.

5.3. Las leyes fundamentales del Universo

Nuevamente nos encontramos aquí con una serie de tecnologías y avances que nos permiten esperar saltos cualitativos en nuestra comprensión de la naturaleza. Los tres capítulos en los que podemos dividir el tema son:

a) Exploración de los límites de la física contemporánea en la búsqueda de claves de la unificación a través de experimentos de precisión en el espacio. Un experimento actual de física fundamental es *MICRO-Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence* (MICROSCOPE), de la CNES con participación de la ESA, que será lanzado este año para estudiar los límites del principio de equivalencia (inercia y gravitación) a través de dos masas en suspensión, una de titanio y otra de platino. Otro de ellos es *Atomic Clock Ensemble in Space* (ACES), proyecto de la ESA basado en dos relojes atómicos ultraestables con enlaces láser y de microondas que serán instalados en el módulo europeo *Columbus* de la *Estación Espacial Internacional* (ISS por sus siglas en inglés) este año (2016) con la finalidad de medir con alta precisión el nivel de corrimiento al rojo gravitacional como experimento fundamental. El proyecto *Fundamental Physics Explorer* que concluyó su fase de estudio, se basa en tres misiones que probarán cada una un área de física fundamental: relatividad especial y general, universalidad de la caída libre, y comportamiento de condensados Bose-Einstein, aprovechando situaciones de microgravedad.

b) El universo de ondas gravitacionales. El espacio es el lugar ideal para la detección y estudio del fondo de radiación gravitacional generado directamente luego del *Big Bang*, y predicho por Einstein a partir de la relatividad general. Las ondas gravitacionales representan un potencial de información absolutamente nueva sobre el Universo y sus objetos más extremos, así como la posibi-

lidad de investigación del mismo al más alto corrimiento al rojo. Son una ventana tanto al Universo temprano como a la energía oscura (EO). La ESA ya ha seleccionado (mucho tiempo antes de la detección de estas ondas por parte del *Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*, LIGO) el tema “universo gravitacional” para la tercera misión de piedra angular L3, con un lanzamiento esperado en 2034. El candidato principal para esta misión, que todavía no ha sido expuesta a proceso de selección, es en este momento *evolved Laser Interferometer Space Antenna (eLISA)*, una versión reducida del proyecto anterior *LISA*. En este caso son utilizados los mismos principios de trilateración e interferometría para variación de longitudes de onda de unos 10^{-11} m, a través de tres naves estabilizadas en formación triangular con distancias de un millón de km entre ellas (en el caso de *LISA* eran 5 millones de km). La modulación de fase (Doppler) y la modulación de amplitud dan la direccionalidad de la señal recibida en el orden de $1' - 1^\circ$. La sensibilidad que se alcanzará en el espacio se estima en unos dos órdenes de magnitud mayor a la de experimentos en la Tierra.

c) La materia bajo condiciones extremas. Los agujeros negros (BH por sus siglas en inglés) ponen a prueba la relatividad general, ya que son de los objetos más simples que existen, con un campo determinado por tres parámetros: masa total, espín y carga eléctrica. Los estudios espectrales y la variabilidad de la materia en el entorno de un BH llevan la marca de la curvatura del espaciotiempo en esta teoría. Observados principalmente por la radiación de rayos X que se produce en sus discos de acreción, nuestro conocimiento sobre los BH ha aumentado exponencialmente en las últimas décadas gracias a los observatorios astrofísicos de altas energías. Al actual y extraordinariamente productivo observatorio de la ESA de rayos X, *XMM-Newton*, lo reemplazará la segunda gran misión L2 de CV, *Athena*. Uno de sus objetivos será entender el comportamiento de la materia en la cercanía de los BH. Gracias a un diseño novedoso de telescopio, desarrollado en la ESA, basado en óptica de poros de silicio, así como a instrumentos de detección de última generación, *Athena* será el observatorio de rayos X de referencia en el futuro, con un salto de dos órdenes de magnitud en su sensibilidad con respecto a los actuales *XMM-Newton* y *Chandra* de la NASA. Será lanzado en 2028.

5.4. Origen y conformación del Universo

Los procesos físicos que llevaron a la etapa inflacionaria y la naturaleza y origen de la EO son las primeras preguntas fundamentales de este capítulo. Las trazas de la inflación están relacionadas con parámetros de polarización de las anisotropías del CMB debido a las ondas gravitacionales primordiales del *Big Bang*. Su estudio puede ser llevado adelante mediante un relevamiento completo de la polarización, y con la detección y estudio de las ondas gravitacionales. *eLISA* (L3) es la gran herramienta de elección para esto último. El *X-ray Imaging Polarimetry Explorer (XIPE)* es uno de los candidatos para misión media M4 y representaría el primer paso para medir polarización con alta resolución de fuentes X. Por

otro lado, el estudio de la EO a través de lentes gravitacionales de estructuras cósmicas de gran escala, y la medición con gran precisión de la relación luminosidad-corrimiento al rojo de supernovas IA lejanas que nos permitan medir la geometría cósmica y la tasa de expansión del Universo, pueden ser llevados adelante con un relevamiento de gran campo en el óptico-infrarrojo. *Euclid*, elegido como misión M2 del CV, será lanzado en 2020 con esta finalidad. Las formas, posiciones y movimientos de dos mil millones de galaxias en un tercio del cielo conformarán una fuente de datos sin precedentes para estudiar las propiedades y el comportamiento de la EO y de la masa oscura.

El siguiente gran tema es la búsqueda de las primeras estructuras unidas por gravitación, precursoras de las galaxias y los cúmulos, así como el entendimiento de su evolución. Los primeros cúmulos de galaxias en su época de formación son clave para el estudio de su relación con la actividad de los AGN y el enriquecimiento del medio intergaláctico. La principal herramienta prevista para esto es *Athena* (L2), como continuación de lo aprendido con *HST*, *XMM-Newton*, *Herschel* y otros telescopios, y de lo que se espera de *JWST*. De *Athena* se espera también un impulso enorme en el estudio del Universo violento y evolutivo, es decir la formación y evolución de los BH supermasivos en el centro de las galaxias, relacionados con la formación galáctica y estelar, para entender en definitiva el ciclo de la materia en el Universo a lo largo de su historia cósmica. La contribución de *eLISA* (L3) en este capítulo es también muy importante para la observación de la formación de los primeros BH.

6. Conclusiones

Hemos intentado poner en contexto todas las actividades científicas de la ESA pasadas, actuales y planificadas para los próximos 20 años. Lo que en un principio fue un programa de misiones “a la carta”, fundamentalmente influenciadas por oportunidades de colaboraciones con la NASA, se ha transformado en un programa global con una estructura científica propia, que no solamente llena muchas de las expectativas de diversas comunidades científicas europeas e internacionales, sino que en muchos casos lidera las actividades espaciales científicas a nivel mundial, aunque siempre manteniéndose abierto a colaboraciones con las más diversas agencias espaciales, basándose en una concepción abierta de la ciencia como bien fundamental de la humanidad.

Referencias

- Arviset C., et al., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII* Vol. 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Long-term Strategy for ESA Science Archives. p. 159
- ESA 2005, *ESA Brochure*, 247, 1
- Gabriel C., Guainazzi M., Metcalfe L., 2005, in Shopbell P., Britton M., Ebert R., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV* Vol. 347 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, *XMM-Newton: Passing Five Years of Successful Science Operations*. p. 425



Medición de coeficientes de extinción en CASLEO y características del CCD ROPER-2048B del telescopio JS

E. Fernández-Lajús^{1,2}, R. Gamen^{1,2}, M. Sánchez¹, M.C. Scalia¹ & G. Baume^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

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

Contacto / eflajus@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A partir de observaciones realizadas con el telescopio “Jorge Sahade” del Complejo Astronómico El Leoncito, se midieron los coeficientes de extinción en las bandas *UBVRI* y se determinaron algunos parámetros y características de la cámara CCD de imagen directa ROPER 2048B.

Abstract / From observations made with the “Jorge Sahade” telescope of the Complejo Astronómico El Leoncito, the *UBVRI*-band extinction coefficients were measured, and some parameters and characteristics of the direct-image CCD camera ROPER 2048B were determined.

Keywords / atmospheric effects — instrumentation: detectors

1. Introducción

Durante el viaje de campaña del año 2014 de la cátedra de Astronomía Observacional* de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG, UNLP), se realizaron diversas observaciones astronómicas y pruebas del instrumental instalado en el telescopio de 2.15 m “Jorge Sahade” del Complejo Astronómico El Leoncito, especialmente con el CCD Roper 2048B empleado en modo directo desde el semestre 2012B.

2. Observaciones

Las observaciones se realizaron durante las noches del 9 al 11 de diciembre de 2014. Se utilizaron los filtros del sistema *UBVRI* y la cámara CCD *Roper Scientific VersaArray* 2048B, con un detector CCD e2v CCD42-40 de 2048×2048 píxeles ($13.5 \mu\text{m pix}^{-1}$), montada en el foco Cassegrain acodado. Se empleó la opción de ganancia 2 (media) con frecuencia de lectura 100 kHz y promediado de píxeles de 5×5. Para procesar las imágenes de ciencia se adquirieron imágenes de tipo sesgo (“*bias*”), que permiten medir la carga base del CCD e imágenes de campos planos (*flats*), campos planos de cúpula (*dome-flats*) y campos planos de crepúsculo. La reducción de las imágenes de ciencia se llevó a cabo en forma estándar utilizando el paquete CCDRED/IRAF. La aritmética entre imágenes y la extracción de valores estadísticos fueron realizadas con el paquete IMUTIL/IRAF.

Para los distintos tests de la cámara CCD se obtuvieron pares de campos planos de cúpula, con diferentes tiempos de exposición (t_{exp}). Para cubrir el rango dinámico del detector con un rango más amplio de t_{exp} se utilizó el filtro *B*. Así, los pares de imágenes se expusieron con t_{exp} entre 0.001 y 120 s. Se adquirieron

además tres imágenes de oscuridad para medir la corriente de oscuridad, mientras que para el cálculo de ruido de lectura se tomaron imágenes de sesgo con diversos factores de agrupación de píxeles.

3. Efectos del obturador

Para determinar un valor que caracterice el t_{exp} para el cual el obturador no altere significativamente las intensidades registradas a lo largo del chip del CCD, se analizó el comportamiento de los cocientes de las intensidades entre 5 regiones periféricas (R1...R5), oscurecidas por el obturador y la región central C de máxima iluminación (ver Fig. 1). Para esto se utilizó el conjunto de campos planos de cúpula y se los procesó de forma tradicional. Como campo plano de calibración se utilizó el de mayor t_{exp} (120 s).

Se calculó la mediana de la intensidad en cada región para cada imagen y se graficaron los cocientes respecto a C en función de t_{exp} .

De la Fig. 2 se desprende que para $t_{\text{exp}} = 0.4\text{s}$ la intensidad en las zonas oscurecidas es superior al 98% de la central, es decir menos de $\sim 0.02\text{mag}$. Hacia mayores t_{exp} la atenuación por viñeteo del obturador tiende a ser despreciable. Para $t_{\text{exp}} < 5\text{ms}$ el obturador no responde proporcionalmente.

4. Tiempo muerto entre exposiciones

A partir de las secuencias de imágenes de sesgos adquiridos en los diferentes factores de promediado (variable “*binning*”), se midieron los tiempos medios entre exposiciones, es decir los tiempos característicos de “transferencia + lectura + grabado” de cada imagen, resultando 45.0 s para promediado de 1×1, 4.0 s para 5×5 y 2.4 s para 10×10.

*<http://fcaglp.unlp.edu.ar/~observacional/>

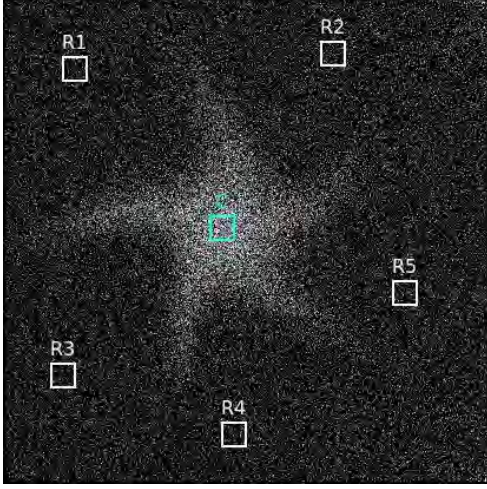


Figura 1: Imagen de 5 ms de exposición mostrando el patrón del obturador obstruyendo parcialmente.

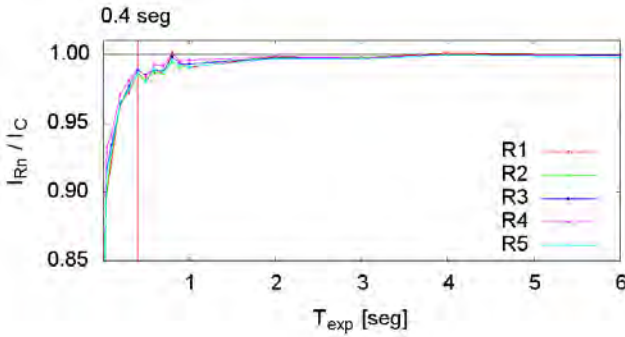


Figura 2: Cociente de intensidades entre las distintas regiones R_n respecto de C en función del tiempo de exposición.

5. Test de linealidad

En un detector de comportamiento lineal se cumple:

$$S = a \times t_{\text{exp}}^\gamma + b \quad (1)$$

donde S representa el valor de la señal, a es la constante de proporcionalidad, b es un valor representativo del sesgo y el exponente γ debería ser del orden de 1. Entonces, para estudiar la linealidad del CCD se analizan imágenes con valores de señal que abarquen todo su rango dinámico. En este caso se utilizaron los campos planos de cúpula ad hoc. Se obtuvo el promedio de las modas de los dos campos planos de igual t_{exp} , como valores representativos de S . Luego se realizó un ajuste por mínimos cuadrados (Fig. 3) de los parámetros de la Ec. (1) obteniendo $a = 489.5 \pm 6.5$, $b = 296.5 \pm 2.6$ y $\gamma = 1.012 \pm 0.003$.

Los valores de los residuos están acotados dentro del 2% de no linealidad (ver Fig. 3) indicado por el fabricante (www.roperscientific.de/versarray.html).

6. Ganancia y ruido de lectura

La relación entre la señal S y el ruido total σ_S , (ruido “poissoniano” de S más ruido de lectura del CCD

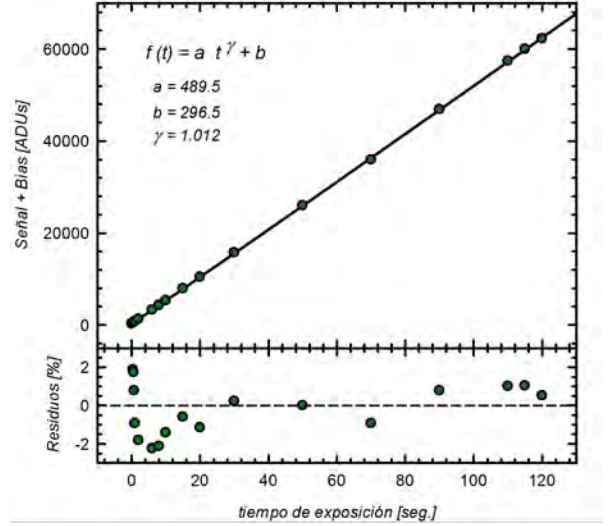


Figura 3: Ajuste del test de linealidad.

“ $rdnoise$ ”), viene dada por (e.g. ?):

$$\sigma_S = \sqrt{(S/gain) + (rdnoise/gain)^2} \quad (2)$$

donde “ $gain$ ” es la ganancia. A partir de los pares de campos planos de cúpula ($FLAT_1$, $FLAT_2$) de cada t_{exp} y de un par de imágenes de sesgos ($BIAS_1$, $BIAS_2$), se hacen operaciones aritméticas y estadística de imágenes y así estimamos S y σ_S :

$$S = [(\overline{FLAT_1} + \overline{FLAT_2}) - (\overline{BIAS_1} + \overline{BIAS_2})] / 2, \quad (3)$$

$$\sigma_S = [\sigma_{(FLAT_1 - FLAT_2)}] / \sqrt{2}. \quad (4)$$

Ajustando estos valores por mínimos cuadrados a la Ec. (2) se obtiene para promedios de 5×5 (ver Fig. 4):

$$\begin{aligned} gain &= 2.062 \pm 0.011 \text{ e}^- \text{ADU}^{-1} \\ rdnoise &= 4.574 \pm 0.924 \text{ e}^- \end{aligned} \quad (5)$$

Estos valores son consistentes con los indicados por el fabricante: $gain = 2e^- \text{ADU}^{-1}$ y $3.5e^- < rdnoise < 5e^-$.

Sabiendo que $rdnoise[e^-] = gain \times \sigma_{(BIAS_1 - BIAS_2)} / \sqrt{2}$, se calculó el $rdnoise$ con pares de imágenes de sesgo adquiridos con promedios entre 1×1 y 300×300 . Esto reveló una dependencia del valor medido del $rdnoise$ con el factor de promediado, como muestra la Fig. 5. La ecuación

$$rdnoise_{bin} [e^-] = \sqrt{rd_0^2 + binning^2} \times C_e \quad (6)$$

explicaría este comportamiento considerando que rd_0 sería una componente de ruido de lectura intrínseco debido al amplificador y $\sqrt{C_e}$ sería un valor aditivo por cada píxel físico contenido en el píxel promediado debido a la carga espuria C_e (?). www.roperscientific.com.

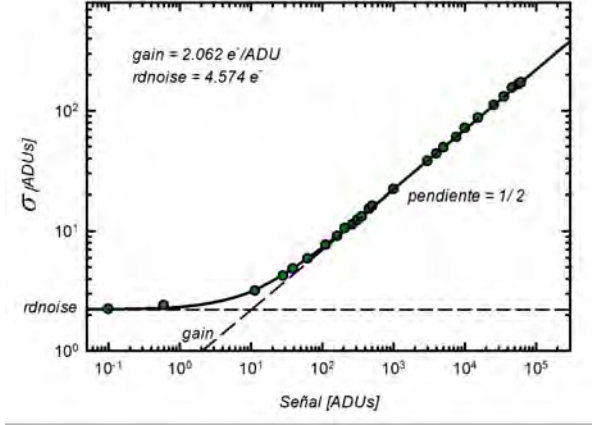


Figura 4: Ajuste para el cálculo de ruido de lectura y ganancia.

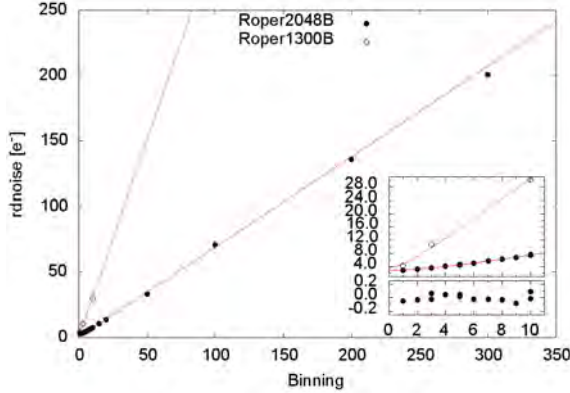


Figura 5: Ajuste de la Ec. 6 a las medidas del $rdnoise$ en función del factor de $binning$. El recuadro muestra en detalle el ajuste para $binning$ entre 1 y 10 y sus residuos. Sólo los valores entre 1 y 10 se utilizaron para el ajuste. Un comportamiento similar se ha encontrado para el CCD Roper1300B para factores de $binning$ 1, 3 y 10.

de/spcharge.html). C_e es una medida de la carga espuria media que se genera por cada píxel físico durante el proceso de transferencia de carga y produce un ruido de tipo poissoniano. Ajustando la Ec. (6) por mínimos cuadrados se obtiene: $rd_0 = 2.967 \pm 0.027 e^-$ y $C_e = 0.477 \pm 0.005 e^-$.

Por otro lado se calculó el valor del ruido de digitalización resultando: $R_{dig} = \sqrt{(g^2 - 1)/12} = 0.52 e^-$.

7. Corriente de oscuridad

La corriente de oscuridad (dc) se determinó a partir de las 3 imágenes de oscuridad de 1.0 h de integración y de la expresión

$$dc [e^- h^{-1} pix^{-1}] = gain \times \frac{moda(DARK - BIAS)}{binning^2 \times t_{exp}} \quad (7)$$

resultando $dc = 0.1 \pm 0.3 e^- h^{-1} pix^{-1}$, el cual es razonablemente bajo y compatible con el especificado por el

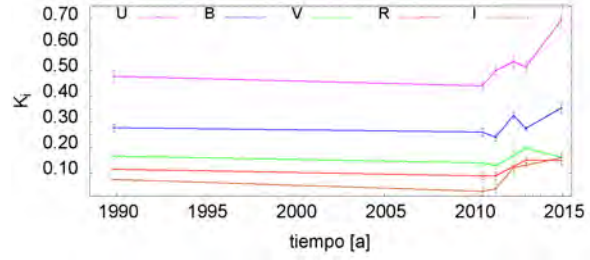


Figura 6: Comparación de K a lo largo del tiempo con los valores de 1989 (?), 2010 y 2011 (www.casleo.gov.ar/info-obs.php; (?)) y 2012 (?).

fabricante ($dc < 1e^{-h^{-1}pix^{-1}}$).

8. Escala en el CCD

Las coordenadas celestes (α, δ) de los objetos pueden deducirse de su posición (x, y) en el detector mediante relaciones lineales del tipo:

$$(\alpha - \alpha_0) \times \cos \delta_0 = c \times x + d \times y + e, \quad (8)$$

$$\delta - \delta_0 = f \times x + g \times y + h, \quad (9)$$

donde α_0 y δ_0 son las coordenadas del centro del campo. Las constantes de placa ($c...h$) fueron determinadas por ajuste de mínimos cuadrados sobre cada una de las ecuaciones en forma independiente. Las escalas de la imagen en dos direcciones ortogonales NS - EW vienen dadas por $s_\alpha = \sqrt{c^2 + d^2}$ y $s_\delta = \sqrt{f^2 + g^2}$.

Para el cálculo se eligió una imagen en la banda R del campo del cúmulo abierto Berkeley 75. Se seleccionaron 20 estrellas bien distribuidas sobre el CCD. Las coordenadas celestes J2000.0 de cada estrella fueron extraídas de ?. Los resultados se verificaron usando coordenadas UCAC4 (?), resultando coincidentes dentro de los errores. Se obtuvieron valores similares para s_α y s_δ , adoptándose el promedio de ambos valores. Así

$$\begin{aligned} escala_{5 \times 5} &= 0.746 \pm 0.001'' \text{ binpix}^{-1}, \\ escala_{1 \times 1} &= 0.1492 \pm 0.0002'' \text{ pix}^{-1}. \end{aligned}$$

y el campo cubierto por el CCD es de $5' 5.6'' \pm 0.4'' \times 5' 5.6'' \pm 0.4''$. Esta escala es algo inferior al valor $0.1524'' \text{ pix}^{-1}$ obtenido de los parámetros del telescopio y del CCD: $f/8.485$, $\phi = 2.153 \text{ m}$ y $\text{pix} = 13.5 \mu\text{m}$ (www.casleo.gov.ar/instrumental/js.php).

9. Coeficientes de extinción

Los coeficientes de extinción de un sitio pueden ser estimados mediante ajustes de las expresiones:

$$m_i = m_i^0 + k_i \times X \quad (\text{Ley de Bouguer}), \quad (10)$$

$$m_i^0 - m_i^{\text{cat}} = z_i + c_i \times IC_i, \quad (11)$$

$$k_i = k'_i + k''_i \times IC_i, \quad (12)$$

Tabla 1: Coeficientes de extinción medidos en el CASLEO

i	k'_i	k''_i	z_i	c_i
U	0.694 ± 0.029	-0.033 ± 0.026	3.361 ± 0.032	-0.016 ± 0.028
B	0.354 ± 0.019	-0.025 ± 0.017	1.846 ± 0.021	0.080 ± 0.018
V	0.160 ± 0.014	-0.011 ± 0.014	1.320 ± 0.018	-0.008 ± 0.016
R	0.148 ± 0.020	0.035 ± 0.018	1.527 ± 0.023	-0.027 ± 0.020
I	0.160 ± 0.024	-0.063 ± 0.021	0.846 ± 0.159	-1.387 ± 0.132

donde $i = U, B, V, R, I$; $IC_i = U-B, B-V, B-V, V-R, V-I$, y m_i y m_i^{cat} son las magnitudes instrumentales y de catálogo de un conjunto de estrellas estándares fotométricas de diversos colores a diferentes masas de aire X . Asimismo, z_i son las magnitudes de punto cero y c_i son los términos de color. Los coeficientes de extinción totales vienen dados por k_i , mientras que k'_i y k''_i indican los valores de primer y segundo orden respectivamente.

Para estimar los coeficientes se observaron los campos SA98 y TPhe (?) en la noche del 11 al 12 de diciembre de 2014. Se realizó fotometría de apertura con el paquete DAOPHOT/IRAF. Los parámetros surgidos de los ajustes para todas las bandas se presentan en la Tabla 1, y en la Fig. 6 se los compara con medidas previas.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades y personal del CASLEO por permitir el uso de las instalaciones del observatorio a la cátedra “Astronomía Observacional” de la FCAG (UNLP) y por la hospitalidad brindada durante el turno. Agradecemos también a las autoridades de la FCAG por la financiación del “Viaje de Campaña 2014” y por facilitar sus recursos informáticos.

Referencias



Automatización de la adquisición de campos planos de cielo durante el atardecer

M.B. Areal¹, J.A. Acosta¹, A.P. Buccino^{1,2}, P. Perna², O. Areso² & P. Mauas^{1,2}

¹ *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

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

Contacto / belenareal@gmail.com

Resumen / Desde el año 2009, el Instituto de Astronomía y Física del Espacio mantiene en desarrollo un observatorio óptico destinado principalmente a la detección de planetas extrasolares y al monitoreo de la actividad estelar. En este marco, se instalaron los telescopios Meade LX200 de 16" Horacio Ghielmetti, en el Complejo Astronómico El Leoncito, y MATE (*Magnetic Activity and Transiting Exoplanets*) en la Estación de Altura Ulrico Cesco del Observatorio Astronómico Félix Aguilar. Ambos telescopios pueden operar de manera automática durante toda la noche, lo que genera un gran volumen de datos. Debido a esto, resulta de interés poder realizar de forma automática la adquisición y análisis tanto de las observaciones regulares como de las imágenes de calibración, en particular los campos planos. En este trabajo se desarrolló un método que simplifica y automatiza la adquisición de estas imágenes. Este método utiliza los valores de luminosidad del cielo registrados por una estación meteorológica ubicada a escasos metros del sitio de observación.

Abstract / Since 2009, the Instituto de Astronomía y Física del Espacio keeps in development an optical observatory mainly aimed to the detection of extrasolar planets and the monitoring of stellar activity. In this framework, the telescopes Meade LX200 16" Horacio Ghielmetti in the Complejo Astronómico El Leoncito, and MATE (*Magnetic Activity and Transiting Exoplanets*) in the Estación de Altura at the Observatorio Astronómico Félix Aguilar were assembled. Both telescopes can operate automatically through all night, which generates a massive volume of data. Because of this, it becomes essential the automatization of the acquisition and analysis of the regular observations as well as the calibration images; in particular the flat fields. In this work a method to simplify and automatize the acquisition of these images was developed. This method uses the luminosity values of the sky, registered by a weather station located next to the observation site.

Keywords / techniques: image processing — instrumentation: miscellaneous

1. Introducción

La reducción por campos planos es un paso crucial en el procesamiento de datos, con resultados críticos en los análisis fotométricos. Dicha reducción pretende corregir las inhomogeneidades en la respuesta espacial del CCD. Por este motivo es fundamental contar con una fuente de luminosidad uniforme.

Uno de los mejores métodos para generar esta fuente es usar el propio cielo al atardecer (Buil, 1991). Esta metodología presenta la ventaja de no consumir tiempo de observación. Diversos estudios muestran que la luminosidad del cielo presenta en general un gradiente relativo menor que 5% por grado, pudiendo minimizarse hasta valores inferiores al 1% por grado orientando convenientemente el telescopio (Chromey & Hasselbacher, 1996). De esta manera, la luminosidad del cielo resulta prácticamente homogénea para campos de visión del orden de los minutos de arco.

Cuando el cielo es muy brillante, la realización de estas observaciones en forma automática presenta algunos inconvenientes, ya que incluso los tiempos de exposición más cortos saturan el detector. Cuando el cielo es muy oscuro, los tiempos de exposición necesarios para tomar imágenes de campo plano aumentan a tal punto que las estrellas comienzan a contaminar la imagen y, por

otro lado, durante el intervalo de tiempo que el cielo del atardecer resulta útil (aproximadamente 40 min), su luminosidad varía rápidamente, por lo cual los tiempos de exposición utilizados deben modificarse a medida que se realizan las capturas.

Aprovechando los datos de luminosidad brindados por una estación meteorológica ubicada a escasos metros de donde se realizan las observaciones, se presenta un método totalmente automático de captura de campos planos. El mismo se encarga de estimar el tiempo de exposición necesario para que el valor medio de cuentas por píxel en cada una de las imágenes sea aproximadamente el 60% del rango dinámico de la cámara, y luego realizar las mediciones.

2. Instrumental

Se utilizó el telescopio MATE (*Magnetic Activity and Transiting Exoplanets*), ubicado en la estación de altura del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan. Este telescopio opera de manera automática durante toda la noche (Schwartz et al., 2013). El mismo tiene una cámara SBIG STL-11000M equipada con una rueda de filtros Johnson (*BVRI*). La cámara cuenta con un detector CCD Kodak Enhanced KAI-11000M de 4008 × 2755

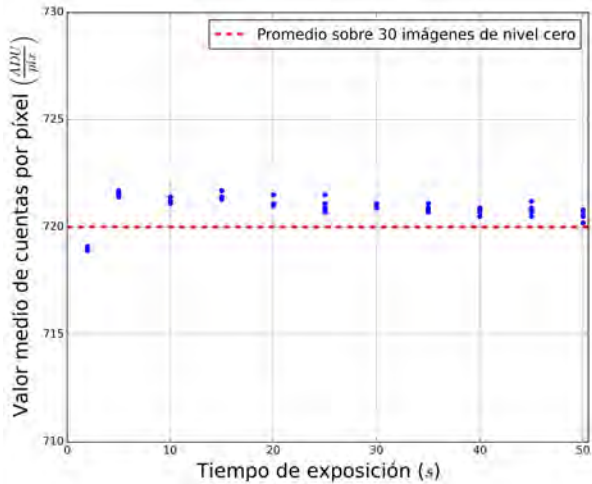


Figura 1: Valor medio de cuentas por píxel para imágenes con el obturador cerrado y distintos tiempos de exposición. Se muestra, además, un promedio de valor medio de cuentas obtenido de 30 imágenes de nivel cero. Se observa que no resulta necesario realizar correcciones por corriente oscura.

píxeles, con una escala de $0.47 \text{ arcseg píx}^{-1}$ y una ganancia de $0.82e^{-} \text{ ADU}^{-1}$. La cámara posee un conversor analógico-digital de 16 bits y un tiempo de lectura de 26 segundos.

Durante las mediciones, la cámara se mantiene refrigerada a $-20 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Para esa temperatura se tomaron imágenes con el obturador cerrado con distintos tiempos de exposición para estimar la corriente oscura. Se compararon los valores medios de cuentas por píxel de dichas imágenes en crudo, con el valor de nivel cero medido. En la Fig. 1 se muestran los resultados obtenidos, de los que se concluye que, en este caso, no es necesaria la corrección por corriente oscura ya que incluso utilizando tiempos de exposición del orden del minuto, la cantidad media de cuentas en imágenes tomadas con el obturador cerrado no difiere de forma significativa del valor de nivel cero.

Para determinar la luminosidad del cielo se utilizó una estación AAG CloudWatcher (fabricada y distribuida por Lunático Astronomía, <http://www.lunatico.es/>), la cual posee un fotorresistor, es decir un componente electrónico cuya resistencia depende de la cantidad de luz incidente, variando entre los $0 \text{ } \Omega$ y los $30\,000 \text{ } \Omega$ cuando el detector se encuentra saturado o en completa oscuridad, respectivamente. La estación meteorológica está conectada a la computadora que controla al telescopio, en la cual se encuentra instalado el programa brindado por el fabricante (<http://www.aagware.eu/>) que se encarga de registrar y almacenar los parámetros climáticos medidos, en particular la resistencia del fotorresistor.

Tanto el telescopio como la estación se controlan vía acceso remoto, desde cualquier computadora con sistema operativo GNU/LINUX. Por este motivo, la completa automatización de las mediciones adquiere un carácter fundamental.

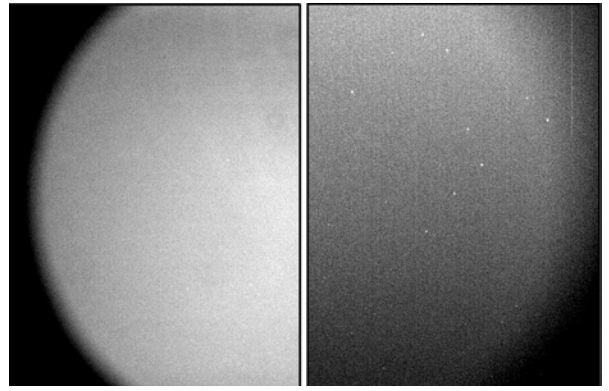


Figura 2: Ejemplos de imágenes de campos planos. A la derecha, una imagen descartada por aparición de estrellas; a la izquierda, una imagen típica que se conserva. El viñeteo que se aprecia es debido a las características propias de la construcción del telescopio; la zona central del detector recibe mayor cantidad de luz, que es lo que se pretende corregir con los campos planos. Esto se evidencia incluso cuando no se usa ningún filtro.

3. Automatización de la adquisición de imágenes

Se ubicó el telescopio en posición cenital, pues en nuestro caso el campo de visión del telescopio cubre 31.2×22.3 minutos de arco; de esta manera, se consiguió un gradiente en la luminosidad del cielo menor al 1%. Se tomaron repetidas imágenes durante el atardecer para distintos tiempos de exposición entre 5 s y 40 s y con distintos filtros. Al mismo tiempo, se guardaron registros de los valores de resistencia medidos por la estación. Durante ese proceso fue necesario descartar la mayoría de las imágenes, sea por la saturación de la cámara, o bien por la aparición de estrellas. En la Fig. 2 se muestra un ejemplo de una imagen descartada (derecha) y una imagen típica que se conserva para analizar (izquierda). En cada uno de los atardeceres se obtuvieron aproximadamente diez imágenes útiles; este proceso se realizó durante diez noches. Se califican como imágenes útiles a aquellas que tienen la mayor cantidad de cuentas posibles para aumentar la relación señal/ruido, sin salir del rango lineal de la cámara. En este caso, la respuesta de la cámara se mantiene lineal hasta las 45 000 cuentas aproximadamente (Petrucci, 2015).

Con los datos obtenidos se construyeron curvas de flujo medio de cuentas por píxel para cada uno de los filtros, en función de la resistencia medida por la estación (Fig. 3). Dado un valor de resistencia, estas curvas permiten conocer el tiempo de exposición necesario para que el valor medio de cuentas por píxel en cada imagen resulte, por ejemplo, $30\,000 \text{ ADU píx}^{-1}$.

Se realizó un programa en lenguaje PYTHON que se encarga de intercomunicar la estación meteorológica con el telescopio. Este mide en tiempo real el valor de resistencia dado por la estación y calcula los tiempos de exposición óptimos para realizar las mediciones de campos planos. Este proceso se repite mientras los tiempos de exposición estén comprendidos entre 1 s y 20 s. El límite superior se fijó a partir de la aparición de estrellas en

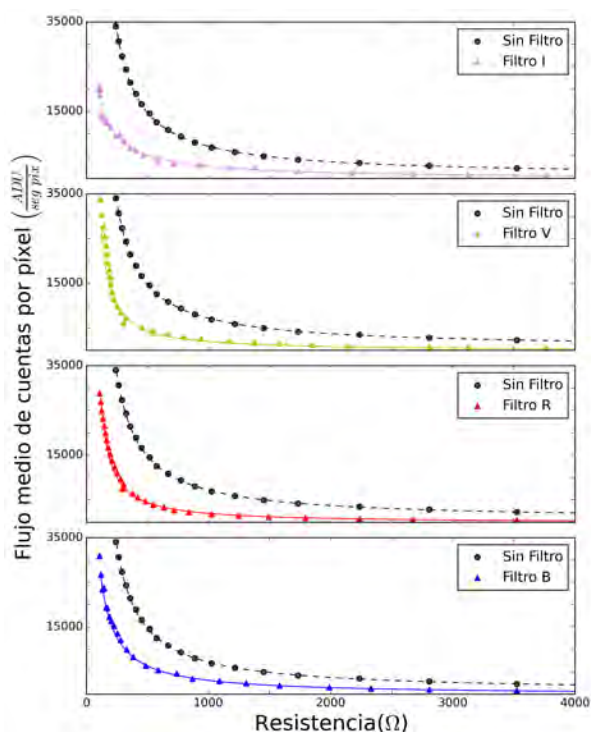


Figura 3: Curvas de flujo confeccionadas a partir de imágenes de campos planos para distintos filtros. Cada punto representa el flujo medio de cuentas por píxel en cada imagen. Si bien la resistencia del fotorresistor varía entre 0Ω y $30\,000 \Omega$, se eligió tomar imágenes hasta que el fotorresistor alcanzara los 4000Ω , pues pasado este umbral se observa la aparición de estrellas.

las imágenes. El programa permite además incorporar la toma de imágenes de nivel cero antes de la captura de campos planos y así obtener todas las imágenes de calibración necesarias.

Se utilizó el programa para realizar mediciones de campos planos durante cinco días, utilizando en cada una de ellas un filtro distinto. En la Fig. 3 se muestran los resultados obtenidos. Cada punto representa el flujo medio de cuentas por píxel en cada una de las imágenes. Se muestra además un ajuste realizado para cada uno de los filtros. Es importante destacar que en cada noche se obtuvieron aproximadamente 40 imágenes útiles.

Con el fin de evaluar la eficiencia del programa, se lo configuró para que realice todas las mediciones posibles durante el atardecer, variando tras cada imagen el filtro utilizado. En la Fig. 4 se muestran los valores medios de cuentas por píxel obtenidos durante dos días consecutivos. Para el primer día se buscó obtener $35\,000$ ADU y para el segundo $30\,000$ ADU.

Si bien en ambos casos se obtiene un número de cuentas por debajo de las deseadas, esta leve diferencia no afecta la calidad de los campos planos.

4. Discusión

Se logró automatizar la captura de campos planos con el fin de maximizar el número de imágenes durante el

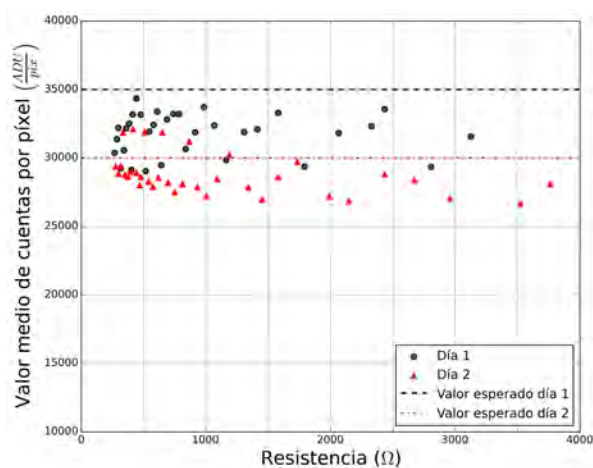


Figura 4: Cantidad media de cuentas por píxel para cada una de las imágenes tomadas a lo largo de un atardecer. Para el día 1 se esperaba un valor medio de $35\,000$ ADU mientras que para el día 2 se esperaban $30\,000$ ADU.

atardecer, sin disminuir el tiempo disponible para otra clase de mediciones.

El campo de visión de este telescopio cubre 31.2×22.3 minutos de arco. Para garantizar su homogeneidad se tomaron imágenes en posición cenital durante el atardecer. Se consiguió un gradiente en la luminosidad del cielo menor al 1%.

Se lograron obtener campos planos con alto valor medio de cuentas por píxel, del orden del 60% del rango dinámico de la cámara. El método es simple de implementar y automatizar, y con el cual se obtiene un aumento significativo del número de campos planos por noche.

El programa desarrollado puede descargarse, junto con un instructivo, desde <http://cms.iafe.uba.ar/abuccino/Telescopios/archivosMATE.zip>.

Referencias

- Buil C., 1991, CCD Astronomy: Construction and Use of an Astronomical CCD Camera. Willmann-Bell, Inc., Richmond, EE.UU.
- Chromey F. R., Hasselbacher D. A., 1996, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 108, 944
- Petrucci R., 2015, PhD thesis, Universidad Nacional de Córdoba
- Schwartz M. A., et al., 2013, BAAA, 56, 449



Telescopio prototipo complementario de HASTA para observaciones de la cromósfera y fotosfera solares

C. Francile¹, M.L. Luoni², C.E. López¹, J.I. Castro¹ & A. Costa³

¹ *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*

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

³ *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contacto / cfrancile@unsj-cuim.edu.ar

Resumen / Presentamos el diseño de un telescopio refractor prototipo destinado a complementar las observaciones del *H-Alpha Solar Telescope for Argentine* (HASTA). El mismo permitirá realizar observaciones fotosféricas en luz blanca y cromosféricas en las líneas más intensas tales como Ca II K. Este nuevo instrumento podrá observar en disco solar completo o en regiones de interés con una resolución espacial máxima de 0.57'' por píxel, y permitirá el estudio de las manchas solares, las fáculas, la evolución de regiones activas y eventualmente de las fulguraciones en luz blanca más energéticas utilizando cadencias de adquisición de imágenes de alta velocidad y tiempos de exposición de 1–5 ms.

Abstract / We report the design of a prototype refractor telescope oriented to complement the functionality of the H-Alpha Solar Telescope for Argentine (HASTA). It will allow to make photospheric observations in white light and chromospheric ones in the most intense lines, such as Ca II K. This new instrument will observe the full solar disk or into regions of interest with a maximum pixel spatial-resolution of 0.57'', and will allow the study of the sunspots, the faculae, the evolution of active regions and sporadically the most energetic flares in white light by utilizing high speed image acquisition cadences and exposure times of 1–5 ms.

Keywords / telescopes — methods: observational — Sun: photosphere — Sun: chromosphere

1. Introducción

En la estación Carlos Ulrico Cesco del Observatorio Félix Aguilar, El Leoncito, San Juan, operan dos instrumentos solares desde 1998: el *H-Alpha Solar Telescope for Argentine* (HASTA) y el *Mirror Coronagraph for Argentine* (MICA). Para complementar la funcionalidad de HASTA, el cual observa fulguraciones solares y otros fenómenos dinámicos cromosféricos, presentamos los resultados obtenidos del ensamble de un telescopio prototipo destinado a observar el sol en luz blanca y en líneas cromosféricas intensas, al que denominamos C-HASTA. A continuación se detalla la construcción del prototipo montado en un telescopio auxiliar de HASTA, la selección de filtros y las primeras imágenes obtenidas en luz blanca y la línea cromosférica Ca II K. Se analiza además la capacidad de este instrumento para observar fulguraciones en luz blanca (WLF, por sus siglas en inglés) en base al sitio de observación y la configuración utilizada. Este telescopio prototipo permite observar en disco solar completo o en regiones de interés, y está orientado a la observación de manchas solares, fáculas, regiones activas y eventualmente WLF muy energéticas.

2. Observaciones fotosféricas y WLF

Las WLF fueron descubiertas por Carrington (1859) y Hodgson (1859). Son eventos transitorios cortos visibles como abrillantamientos en el continuo fotosférico solo durante fulguraciones muy energéticas (altos ni-

veles de rayos X blandos, duros y UV). Kretzschmar (2011) y Jess et al. (2008) sugieren que la mayoría de las fulguraciones clase C a X (flujo radiante superior a 10^{-6} W m⁻²) presentan emisión en el continuo. La observación de WLF es rara y difícil porque los incrementos de intensidad en el continuo que tienen duraciones de 2–3 min, ocurren generalmente en pequeños núcleos con tamaños angulares $\leq 3''$ y ubicados por lo general en regiones activas y cerca de manchas solares. Solo unos pocos eventos WLF han sido observados desde tierra debido a las perturbaciones atmosféricas (*seeing*) y a la baja resolución espacial y temporal de los telescopios. Recientemente se han observado WLF desde el espacio en combinación con telescopios terrestres (Xu et al., 2006; Isobe et al., 2007). No se conoce en detalle la distribución espectral de las emisiones durante un WLF, ni tampoco su altura de formación y mecanismos de generación. Para la observación fotosférica es conveniente utilizar una región del espectro con poca influencia de las líneas de absorción de Fraunhofer, sobre todo de las más intensas cuya variabilidad perturba la detección del fondo de continuo. Un ancho de banda reducido disminuye la influencia de las aberraciones cromáticas en el sistema óptico pero aumenta la influencia de las líneas de absorción presentes y aumenta el tiempo de exposición (TE) requerido por el detector. La elección de las longitudes de onda de observación define además el ancho del patrón de difracción y por consiguiente la resolución espacial máxima obtenible. La observación del continuo en la región del verde, $\lambda = 520$ nm, es consi-

derada por algunos autores como representativa de la radiación fotosférica y tomada como proveniente de un nivel cero en la fotosfera (Xu et al., 2012). Para la observación de WLF habitualmente se utiliza la región del azul, donde se produce un mayor incremento relativo de la emisión del continuo que en otras zonas del espectro. En esta región, el continuo está deprimido por la presencia de numerosas líneas de absorción lo que favorece su observabilidad. Tradicionalmente se han utilizado en los observatorios de Sacramento Peak y Big Bear filtros centrados en $\lambda_c=386.2$ nm con un ancho de banda a mitad del máximo (FWHM, por sus siglas en inglés) de 2 nm, ya que se trata de una región del azul libre de emisiones de hidrógeno (Zirin, 1988). Otros autores han estudiado WLF utilizando la denominada banda G en $\lambda_c = 430.82$ nm con FWHM = 0.5 nm (Xu et al., 2012), la que se utiliza para estudiar la emisión de moléculas de CH y que se genera a unos 300 km sobre la fotosfera.

3. Observaciones cromosféricas en Ca II

El calcio Ca II produce algunas de las líneas de emisión-absorción cromosféricas más intensas en el extremo violeta del rango visible. Estas son $\lambda = 396.847$ nm y $\lambda = 393.368$ nm, las que se denominan H y K respectivamente. La línea H se encuentra contaminada por la línea He, por lo que habitualmente se utiliza la línea K para realizar estudios cromosféricos. Ca II K presenta intensa emisión en el centro de la línea en presencia de fáculas y de la red cromosférica. Posibilita además el estudio de fulguraciones y eventos dinámicos. Ca II K es sensible a la presencia de campos magnéticos y está dominada por las colisiones en el plasma, dando información de la temperatura cinética de la región observada. Permite además el estudio de manchas solares y la estructura de la red cromosférica. A fin de observar Ca II K en sus diferentes regiones es conveniente utilizar filtros de tipo Lyot con FWHM < 0.1 nm.

4. Configuración óptica de C-HASTA

Se utilizó un sistema de proyección de ocular incorporando un objetivo de distancia focal variable montado en la cámara CCD, de manera de permitir la observación de disco solar completo o regiones de interés. Los parámetros ópticos del telescopio son los siguientes:

Telescopio: refractor; objetivo doblete acromático diámetro $D_{obj} = 110$ mm; distancia focal $f = 1650$ mm; elación focal $f/15$; diámetro del Sol en el plano focal (anual) [15.13–15.64] mm; disco de Airy $\theta' = 1.22 \lambda/D_{obj} \approx 1.14''$, ($\lambda = 500$ nm).

Ocular: diámetro $D_{oc} = 30$ mm; distancia focal $f_{oc} = 41.6$ mm; magnificación $M_{oc} = -39.7$; ángulo subtendido por el disco solar a la salida (anual) [20.87–21.56]°.

Detector: CCD PCO-Sensicam de obturación rápida BW 1280×1024 píxeles; conversor 12 bit A/D; píxel 8.8×6.6 mm; sensor 2/3"; TE [0.001–1000] s; eficiencia cuántica 40 % ($\lambda = 520$ nm); rango espectral [280–1000] nm.

El aumento máximo del objetivo de distancia focal variable está limitado por el disco de Airy. La resolución

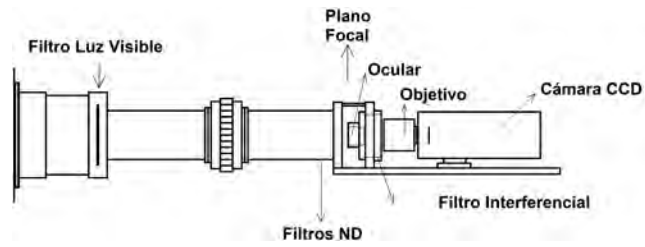


Figura 1: Esquema del montaje óptico de C-HASTA.

espacial máxima será por lo tanto $\theta'/2 \approx 0.57''$ por píxel. Para conseguir esta resolución y observar en disco completo es adecuado un objetivo fotográfico de distancia focal equivalente $16 \text{ mm} \leq f_{35} \leq 64 \text{ mm}$. Para limitar la radiación incidente en los filtros interferenciales (FI) y el CCD se intercaló dentro del tubo del telescopio un filtro pasabanda en el rango de luz visible, y en las etapas previas al ocular se incorporaron filtros de densidad neutra (DN). El montaje óptico utilizado se muestra en la Fig. 1.

4.1. Filtros ópticos utilizados

Se utilizó un filtro pasabanda en luz visible tipo absorbidor de calor Edmund Optics 45-648, el que remueve la radiación infrarroja y UV disipando más del 50 % de la energía incidente en el telescopio ($E \approx 5$ W). El resto del exceso de radiación se remueve con filtros DN 2.0 y 3.0, evitando saturar al detector y consiguiendo TE adecuados. Para observar en luz blanca se utilizó un FI situado en la región verde del continuo: $\lambda_c = 526.16$ nm; FWHM = 1.0 nm; rango [525.62–526.72] nm; diámetro $\phi = 50$ mm; transmitancia = 54.17 % max; temperatura = 35 °C; calidad óptica $\lambda/10$. Para Ca II K se utilizó un FI $\lambda_c = 393.63$ nm; FWHM = 1.15 nm; rango [393.046–394.199] nm; diámetro $\phi = 50$ mm; transmitancia = 25,10 % max; temperatura = 35.0 °C. En el caso de la línea de Ca II K, un FWHM = 1.0 nm abarca buena parte de la línea. Cubre una mezcla de la emisión del Ca II a distintas alturas cromosféricas, [500–1000] km para las bandas K1, K2 y 1800 km para K3. Dado que los FI varían λ_c según el ángulo de incidencia y la temperatura de trabajo ($k \approx 0.02 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$), son sintonizables en cierto rango variando estos parámetros por lo que es posible ubicar su pico de transmitancia favoreciendo alguna de las bandas K1, K2 o K3. En la Fig. 2 se observan las imágenes obtenidas el 24 de abril de 2014 en luz blanca y Ca II K. La imagen en Ca II K presenta un patrón circular producto de cierto no paralelismo de los rayos incidentes al filtro, el cual debería ser removido por software.

5. Las limitaciones del seeing

La turbulencia atmosférica en el sitio de observación produce imágenes borrosas. La imagen de un objeto puntual integrada durante cierto tiempo se traduce en un disco de seeing de un radio mayor que el patrón de difracción del telescopio. El parámetro r_0 de Fried (Fried, 1966), caracteriza a la atmósfera y es el diámetro de un

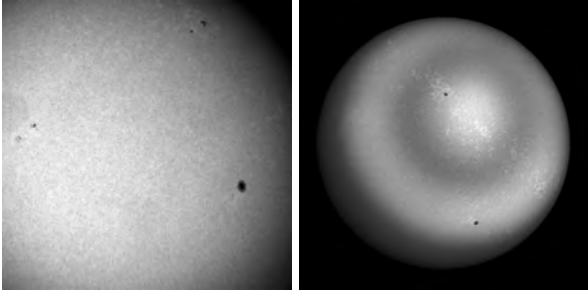


Figura 2: Observaciones del 24 de abril de 2014. Izquierda: imagen solar en luz blanca adquirida a las 14:07 UT con TE = 5 ms, donde son visibles manchas y grupos de manchas solares. El campo de visión es $\approx 10.05'$. Derecha: imagen en Ca II K en disco completo adquirida a las 19:32 UT con TE = 50 ms, donde se aprecian la red cromosférica y las manchas solares. El campo de visión es $\approx 36.38'$. La posición del detector no fue calibrada por lo que las imágenes aparecen rotadas.

área circular sobre la que el frente de onda no se altera significativamente. El parámetro r_0 se puede estimar midiendo el FWHM de una distribución gaussiana ajustada al disco de *seeing* de una fuente puntual utilizando la siguiente ecuación (Giggenbach, 2011):

$$r_0 = 0.98 \frac{\lambda f_{ef}}{\text{FWHM}_{\sigma}}, \quad (1)$$

donde λ es la longitud de onda, f_{ef} es la longitud focal efectiva del telescopio y FWHM_{σ} es el ancho medido de la distribución gaussiana. Para obtener el parámetro de Fried, estimamos FWHM_{σ} bajo la suposición que las fluctuaciones de la posición del limbo en distintos puntos de una imagen solar representan fluctuaciones en una dimensión de la posición de una fuente puntual. A tal fin determinamos la posición del limbo solar en varias regiones de una imagen en luz blanca, calculando entonces las desviaciones de las posiciones del limbo respecto de una curva perfectamente circular, y suponiendo una distribución gaussiana. El perfil real del limbo solar para la longitud de onda utilizada no se conoce exactamente y es sensible a las condiciones locales de la atmósfera solar en la región de medición (temperatura, densidad y actividad magnética). Su aspecto aparente estará afectado de diversos factores resultantes del proceso de observación y medición (Djafer et al., 2008) y puede aproximarse con relativa precisión al perfil de una curva gaussiana (Scholz, 2001). Determinamos entonces la posición del limbo mediante un ajuste gaussiano sobre el perfil del mismo obtenido de la lectura de una fila del CCD como se aprecia en la Fig. 3. Suponemos como posición del limbo un apartamiento de 1σ del centro de la curva gaussiana ajustada. Realizamos estas determinaciones en varios sectores de una misma imagen y en varias imágenes obtenidas con TE = 1 ms en un día con condiciones atmosféricas típicas, utilizando $\lambda = 526.16$ nm y $f_{ef} \approx 1112$ mm. Como resultado obtuvimos un valor del parámetro de Fried $r_0 \approx 34.1$ mm, el cual representa un disco de *seeing* de $\approx 3.9'' \pm 20\%$.

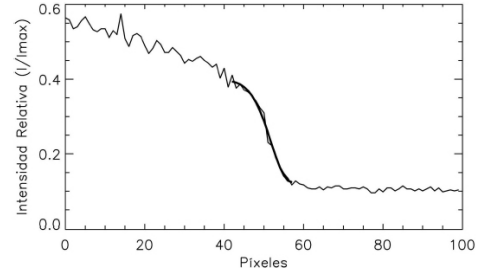


Figura 3: Aspecto del perfil de intensidad del limbo solar en luz blanca, obtenido de una fila del CCD. La curva superpuesta en trazo grueso es el resultado de la interpolación de una curva gaussiana. Suponemos como posición del limbo un apartamiento de 1σ del centro de esta curva.

6. Conclusiones

El telescopio C-HASTA es adecuado para la observación de la fotosfera en luz blanca y cromósfera en líneas intensas tales como Ca II K, con una resolución espacial máxima de $0.57''$ por píxel en regiones de interés. Sin embargo los efectos del *seeing* inherentes al sitio de observación limitan la resolución espacial a valores $> 4''$. Sería posible observar WLF utilizando cadencias de adquisición de alta velocidad (varias imágenes por segundo) con TE [1–5] ms y máxima resolución espacial en regiones de interés, en las que eventualmente podrían detectarse los pequeños núcleos brillantes de fulguración durante los cortos períodos de mejoras localizadas de nitidez que son propios de los efectos del *seeing*. La configuración óptica utilizada permite variar el campo de visión entre disco completo y regiones de interés mediante el uso de lentes de campo de distancia focal variable, pero a costa de un aumento de las aberraciones ópticas procedentes del ocular y la lente de campo. Para el caso del CCD utilizado un objetivo fotográfico de distancia focal equivalente $16 \text{ mm} \leq f_{35} \leq 64 \text{ mm}$ permitiría alcanzar la resolución espacial máxima.

Referencias

- Carrington R. C., 1859, MNRAS, pp 13–15
Djafer D., Thuillier G., Sofia S., 2008, ApJ, 676, 651
Fried D. L., 1966, Journal of the Optical Society of America, 56, 1372
Giggenbach D., 2011, Applied Optics / Vol., No. 2 / 10 January 2011, 50, 1
Hodgson R., 1859, MNRAS, pp 15–16
Isobe H., et al., 2007, PASJ, 59, 807
Jess D. B., et al., 2008, ApJL, pp 1–5
Kretschmar M., 2011, A&A, 550, 807
Scholz M., 2001, MNRAS, 321, 347
Xu Y., et al., 2012, ApJL, 750, 7
Xu Y., et al., 2006, ApJ, 641, 1210
Zirin H., 1988, Astrophysics of the Sun. Cambridge University Press

Ckoirama, the first Chilean–state owned observatory under desert skies

F. Char¹, E. Unda-Sanzana¹, J. Colque¹, S. Fossey² & M. Rocchetto²

¹ *Unidad de Astronomía, Facultad de Ciencias Básicas, Universidad de Antofagasta, Antofagasta, Chile*

² *Department of Physics and Astronomy, University College London, UK*

Contact / farid.char@uantof.cl

Resumen / El siguiente trabajo presenta formalmente a Ckoirama, el primer observatorio profesional público de Chile, bajo los cielos del desierto de Atacama. Operado por la Unidad de Astronomía de la Universidad de Antofagasta, fue concebido para realizar trabajos de investigación científica, a través de su telescopio principal de 0.6 m, pero también tendrá un objetivo educativo, al permitir acercar la astronomía al público a través de un telescopio secundario de 0.35 m. Ckoirama no sólo representa la oportunidad para realizar observaciones de forma autónoma, sino que también entrega un importante mensaje a la comunidad astronómica, siendo este el primer paso hacia una presencia destacada de Chile y un nuevo compromiso de invertir en la investigación astronómica.

Abstract / The following work wants to introduce Ckoirama, the first public professional observatory of Chile, under the clear skies of the Atacama desert. Operated by the Unidad de Astronomía of the Universidad de Antofagasta, it was conceived to perform scientific operations, through its main 0.6 m telescope, but it will also be open for educational purposes, communicating astronomy to the public through a secondary 0.35 m telescope. Ckoirama will not only be an opportunity to make autonomous observations; this is also an important message to the astronomical community, because this is the first step toward a highlighted presence of Chile and a new commitment to invest in the astronomical research.

Keywords / telescopes

1. Introduction

Ckoirama stands for “twilight” in *kunza* (the spoken language by the original inhabitants of the north of Chile), and it is the name of a new observatory in its final set-up stages in the Antofagasta Region (Chile). Located in the middle of the Atacama desert (around 65 km SE from Antofagasta city) and relatively close to large astronomical facilities, such as Paranal and ALMA, this project is the first Chilean–state owned observatory under desert skies, operated by the Unidad de Astronomía of the Universidad de Antofagasta, and the equipment has been setup as a result of a joint international effort, including local researchers and astronomers from University College London.

This project was possible thanks to the CONICYT-QUIMAL fund (including Dr. David Kipping, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics), the FNDR Region de Antofagasta fund, and the Escondida mining company sponsorship; it also has the support from the SEREMI of Economy and the Direction of Roadworks. The first setup of Ckoirama was done during May–June 2015, including a previous site testing study about the ambient conditions on-site. Ckoirama also has a second telescope (0.35 m), open for educational and touristic purposes.

The development of this observatory has provided a lot of experience in engineering, informatics, electronics and mechanics, because we decided to design and build our own astronomical dome (roll-off roof). The main

equipment of this facility is a 0.6 m Planewave telescope over a Mathis M-1000 fork mount, using a FLI ProLine 16801 CCD camera with a Sloan filter set (more details in Figs. 1, 2 and 3).

2. Site and instrumentation

As noted before, the observatory is located in the Atacama desert, at 1010 m.a.s.l (Fig. 1). The site is owned by the University of Antofagasta and is conveniently far away from light pollution sources, humidity and other adverse conditions. Curiously, it is also located close to the most Mars-like place on Earth (Navarro-Gonzalez, 2003). Ckoirama will be focused on the research of exoplanets and minor bodies of the Solar System (these are some of our main research lines), and will also be open to establish collaborations with national and international institutions for scientific operations (on a service mode basis). For the general public, the only available instrumentation will be the secondary 0.35 m telescope, exclusively for visual use.

Currently, we have some collaborations with the European Near Earth Asteroids Research (EURONEAR*) consortium (recovery and characterization of NEOs), the Microlensing Network for the Detection of Small Terrestrial Exoplanets (MiNDSTEP**) consortium (exoplanet detection using microlensing) and some joint

*<http://euronear.imcce.fr>

**<http://www.mindstep-science.org>



Figure 1: The Ckoirama Observatory under the Milky Way (credit: F. Char).



Figure 2: The main 0.6 m telescope on a fork mount (credit: F. Char).

projects with international observatories, such as the Estación Astrofísica Bosque Alegre in Córdoba, Argentina.

Regarding the ambient conditions, the authors performed a previous short study on some basic parameters, mainly focused on determining the typical seeing near the selected site, using a smaller equipment and selecting double stars from the Washington Double Star Catalog, in order to estimate the full width at half maximum (FWHM) and minimum separation able to resolve, given a plate scale of $0.66''$ per pixel. The main conclusion of this approach was a typical seeing around $1.5''$ under moderate humidity and wind (tending to decrease after 0:00 UT, based on external statistics). This information served as enough justification for funding and to start construction of the main facility, under a permanent supervision of the meteorological conditions.

Regarding the instrumentation, we provide below a summary of relevant characteristics about the telescope, mount and CCD camera currently installed:

Telescope

- Aperture: 0.6 m (24", Fig. 2)
- Optics: Corrected Dall-Kirkham



Figure 3: The Planewave Instruments CDK24 telescope (credit: Planewave).



Figure 4: The Mathis M-1000 fork mount (credit: Planewave).

- Material: Carbon fiber
- Focal length: 3962 mm
- Focal ratio: $f/6.5$
- Weight: 109 kg

Mount

- Model: Mathis M-1000
- Type: Fork mount
- Maximum load: 145 kg
- Precision: around 5 arcsec
- Weight: 108 kg

CCD and filter wheel

- Model: FLI ProLine 16801
- Sensor: KAF-16801 Full frame
- Array size: 4096×4096
- Pixel size $9 \mu\text{m}$
- FOV: $32.4' \times 32.4'$
- Weight: 2.54 kg
- Filter wheel: FLI CFW-5-7
- Filters: Sloan r, g, i .



Figure 5: First light of Ckoirama on 16th June, 2015: The Keyhole Nebula, a detail of the η Carinae Nebula in false color (credit: Unidad de Astronomía).

3. Science plans

Our current research lines at the Unidad de Astronomía, will be the main objectives of Ckoirama in a short-term basis, and this should be taken into account in case of eventual collaborations with other institutions:

- **Minor bodies of the Solar System**
 - Trans-Neptunian objects
 - Asteroids
- **Exoplanets**
 - High-precision photometry
 - TTV studies (transit timing variations)
- **Stars**
 - Variable stars: RR-Lyr, Cepheids, CVs.
 - Compact binaries and X-ray low-mass binaries
 - Stellar formation and cosmic dust
 - Star clusters: globular and open clusters, stellar associations
- **Galaxies**
 - The Galactic bulge
 - Formation and evolution of the Milky Way
 - Close galaxies
 - Formation and galactic evolution
 - Galactic modelling
- **Technologies for the astronomical research**
 - Development of automatic systems for data reduction
 - Development of automatic control systems

4. Conclusions

Ckoirama is not only a challenging project and a good way to combine efforts from astronomy and engineering, from the clear skies of the Atacama desert. There is another important message coming from these national efforts: Chilean astronomy is not only related to provide services to foreign institutions wanting to put big observatories in our territory; now it is also participating in such projects, helping to develop technologies (through astro-engineering projects hosted by some universities, such as the Pontificia Universidad Católica, Universidad de Chile and Universidad de Antofagasta), or investing money in professional observatories. We expect a larger support in the near future for these national efforts, considering that about 70% of the ground-based astronomical infrastructure will be on Chilean territory^{***}, and new opportunities will arise for our growing professional community.

The future operations at Ckoirama will be scheduled and regulated by a local Time Allocation Committee, to be announced during 2016. More information can be found in the official website of the Unidad de Astronomía (<http://www.astro.uantof.cl>). We are open to develop new and fruitful alliances, in the aim to perform new scientific challenges.

Acknowledgements: The authors would like to acknowledge the many valuable suggestions and information provided by the staff of the Unidad de Astronomía; they also thank the editing committee of this Bulletin and the organizers of this new and successful Meeting of the A.A.A.

References

Navarro-Gonzalez 2003, Science, 302

^{***}<http://www.ndtv.com/world-news/chile-to-host-70-per-cent-of-worlds-astronomical-infrastructure>



Studying the molecular gas towards the R Coronae Australis dark cloud

S. Paron^{1,2}, M. Celis Peña¹, M.E. Ortega¹, M. Cunningham³, P.A. Jones³ & M. Rubio⁴

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

² *CBC, Facultad de Arquitectura, Diseño y Urbanismo, UBA, Argentina*

³ *School of Physics, University of New South Wales, Sydney, Australia*

⁴ *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile*

Contact / sparon@iafe.uba.ar

Resumen / La nube oscura R Coronae Australis (RCrA) es una de las regiones de formación estelar más cercanas al Sol. Ciertamente se sabe que dicha nube es muy activa en formación estelar conteniendo una gran cantidad de objetos Herbig-Haro (HH) y objetos de emisión de línea del hidrógeno molecular (MHO). En este trabajo presentamos los resultados del análisis de observaciones moleculares (un mapa de $5.5' \times 5.5'$ de ^{12}CO J=3-2 y HCO^+ J=4-3, y un espectro único de N_2H^+ J=4-3) obtenidas con el telescopio *Atacama Submillimeter Telescope Experiment* (ASTE) hacia la nube oscura RCrA con una resolución angular y espectral de $22''$ y 0.11 km s^{-1} , respectivamente. Analizando los espectros de la emisión del ^{12}CO J=3-2 encontramos evidencia cinemática que sugiere la presencia de chorros moleculares hacia una región poblada por varios objetos HH y MHO. La mayoría de dichos objetos se encuentran localizados sobre el máximo del HCO^+ , sugiriendo que su emisión proviene del incremento de su abundancia debido a la química generada por los chorros moleculares. De manera adicional, presentamos un espectro de N_2H^+ , siendo la primera detección reportada de esta molécula en la línea J=4-3 hacia la nube oscura RCrA.

Abstract / The R Coronae Australis dark cloud is one of the closest star-forming regions to the Sun. The cloud is known to be very active in star formation, harboring many Herbig-Haro objects (HHs) and Molecular Hydrogen emission-line Objects (MHOs). In this work we present results from molecular observations (a $5.5' \times 5.5'$ map of ^{12}CO J=3-2 and HCO^+ J=4-3, and a single spectrum of N_2H^+ J=4-3) obtained with the *Atacama Submillimeter Telescope Experiment* (ASTE) towards the RCrA dark cloud with an angular and spectral resolution of $22''$ and 0.11 km s^{-1} , respectively. From the ^{12}CO J=3-2 line we found kinematical spectral features strongly suggesting the presence of outflows towards a region populated by several HHs and MHOs. Moreover, most of these objects lie within an HCO^+ maximum, suggesting that its emission arises from an increase of its abundance due to the chemistry triggered by the outflow activity. Additionally, we are presenting the first reported detection of N_2H^+ in the J=4-3 line towards the RCrA dark cloud.

Keywords / ISM: clouds — ISM: jets and outflows — ISM: molecules — stars: formation

1. Introduction

The R Coronae Australis dark cloud (RCrA dark cloud), located at about 130 pc (Neuhäuser & Forbrich, 2008), is one of the closest star-forming regions to the Sun. The cloud is centered on the Herbig Ae/Be stars RCrA and TCrA, which are the exciting sources of the reflection nebula NGC 6729. It is known that this dark cloud is very active in star formation (e.g. Lindberg & Jørgensen 2012), harboring many Herbig-Haro (HHs) objects and Molecular Hydrogen emission-line Objects (MHOs). Due to its proximity, this region is a very interesting target to study the molecular gas related to the star-forming processes.

2. Observations

A region of $5.5' \times 5.5'$ in size centered at RA = $19^{\text{h}} 01^{\text{m}} 51^{\text{s}}$, DEC = $-36^{\circ} 58' 20''$ (J2000) in the RCrA dark cloud was mapped in the ^{12}CO J=3-2 and HCO^+ J=4-3 lines using the *Atacama*

Submillimeter Telescope Experiment (ASTE). The observations were carried out in August 2010 and were performed in on-the-fly mapping mode achieving an angular sampling of $6''$. In addition, the N_2H^+ J=4-3 line was observed as a single point at RA = $19^{\text{h}} 01^{\text{m}} 52.7^{\text{s}}$, DEC = $-36^{\circ} 57' 49''$ (J2000). The angular and spectral resolution are $22''$ and 0.11 km s^{-1} , respectively. The data were reduced with *NEWSTAR** and the spectra processed using the *XSPEC* software package**. Polynomials between first and third order were used for baseline fitting.

*Reduction software based on AIPS developed at NRAO, extended to treat single dish data with a graphical user interface (GUI).

**XSpec is a spectral line reduction package for astronomy which has been developed by Per Bergman at Onsala Space Observatory.

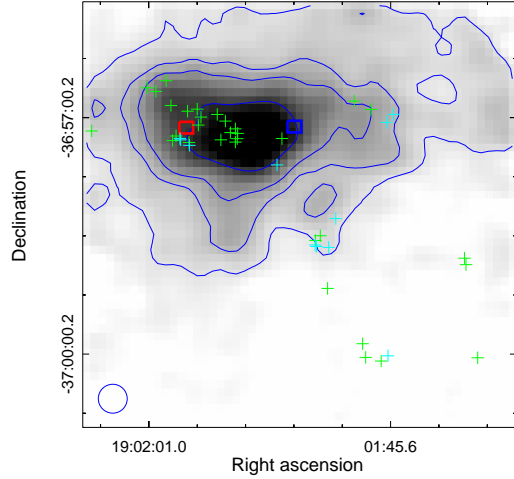


Figure 1: ^{12}CO J=3–2 emission integrated between -15 and $+25$ km s^{-1} . The contour levels are 30, 50, 70, and 130 K km s^{-1} . The green and cyan crosses represent the positions of MHO and HH objects, respectively. The red and blue squares are the positions from which we extracted the spectra presented in Fig. 2. The beam is presented in the bottom-left corner.

3. Results

Fig. 1 shows the ^{12}CO J=3–2 emission integrated between -15 and $+25$ km s^{-1} towards the RCrA dark cloud. In addition to the molecular study, we search for HHs objects and MHOs lying in the region from the catalogues of Reipurth (2000) and Davis et al. (2010). This kind of objects are strong evidences of active star formation. The crosses in Fig. 1 show the position of HHs and MHOs, which lie mainly within the molecular gas emission, strongly suggesting that they are embedded in the molecular cloud.

From the ^{12}CO data we look for kinematical spectral evidences of perturbed gas due to the star-forming processes. Analyzing the whole data cube we found that in a region of about $1'$ centered at the position indicated with a blue square in Fig. 1 the spectra present a blue-shifted wing, while in a region with the same size centered at the red square (Fig. 1) the spectra show a red-shifted wing. Two representative spectra of both regions are presented in Fig. 2. These spectral features are strong evidences of molecular outflows driven by the young stellar objects (YSOs) embedded in the cloud. A dynamical study of the outflows will be presented in a further work. Besides, the spectra present a dip at about 5 km s^{-1} , which shows that the emission is self-absorbed, suggesting the presence of high-density gas.

Fig. 3 (up) displays the HCO^+ J=4–3 emission integrated between $+2$ and $+10$ km s^{-1} , the range in which this line presents emission, towards the RCrA dark cloud. For comparison, Fig. 3 (bottom) presents the integrated ^{12}CO emission and the stellar sources (as displayed in Fig. 1) with the HCO^+ contours superimposed. It can be appreciated that the HCO^+ peak coincides with the ^{12}CO maximum. Most of the HHs and MHOs lie in the region delimited by the HCO^+

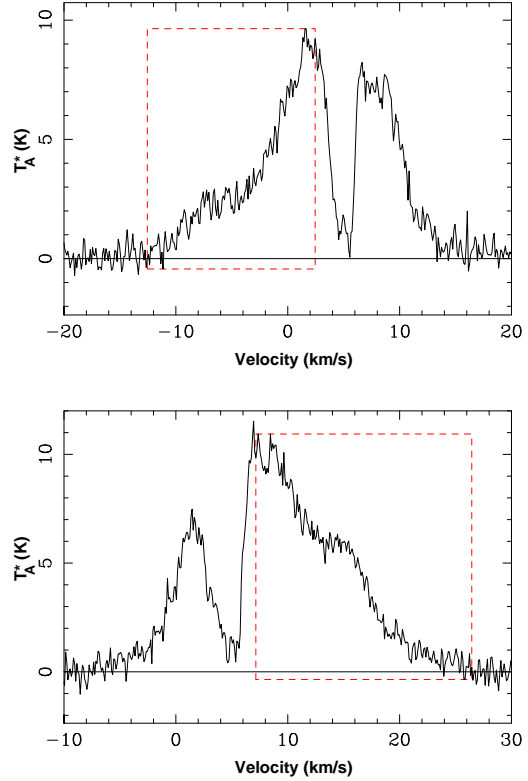


Figure 2: Up: ^{12}CO J=3–2 spectrum with a blue-shifted wing obtained towards the position represented by a blue square in Fig. 1. Bottom: ^{12}CO J=3–2 spectrum with a red-shifted wing obtained towards the position indicated with a red square in Fig. 1. The dashed box in both spectra remarks the shifted emission components.

emission, suggesting that it arises due to the outflowing phenomenon. It is known that such molecular species enhances in molecular outflows (Rawlings et al., 2004). Indeed an enhancement of the HCO^+ abundance is expected to occur due to the liberation and photoprocessing by shocks of the molecular material stored in the icy mantles of the dust.

Fig. 4 shows the spectrum of the N_2H^+ J=4–3 line obtained towards the position indicated with a yellow cross in Fig. 3. It is important to note that this is the first reported detection of N_2H^+ in the J=4–3 line towards CrA dark cloud. Its detection, centered at $v \sim 6.12$ km s^{-1} , indicates the presence of high-density gas and it is an interesting line to study the ionization and chemistry related to the star-forming processes. For instance, it is believed that as star formation progresses, the temperature rises and thus the CO is released from the dust, which then interacts with N_2H^+ through $\text{N}_2\text{H}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{N}_2$ (Busquet et al., 2011).

Finally, we obtained a line integrated intensity ratio of $I(\text{N}_2\text{H}^+)/I(\text{HCO}^+) \sim 0.33$ at the position in which the N_2H^+ was observed. This value is close to the lower cutoff value assigned to the sources named as “ N_2H^+ poor” in Hoq et al. (2013). Even though this study was performed for high-mass star forming regions and RCrA

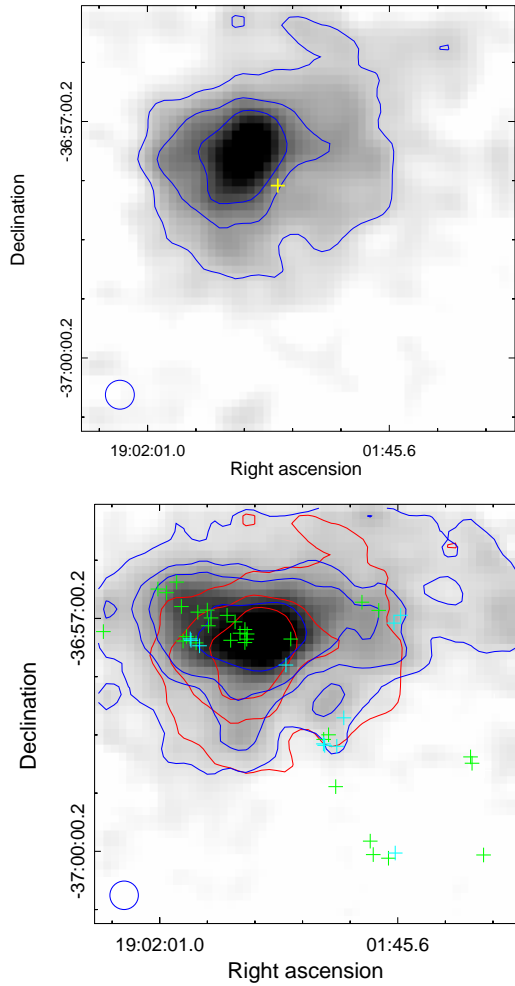


Figure 3: Up: HCO^+ $J=4-3$ emission integrated between $+2$ and $+10$ km s^{-1} . The contour levels are 5, 10, and 15 K km s^{-1} . The beam is presented in the bottom-left corner. The yellow cross is the position at which the N_2H^+ $J=4-3$ line was observed. Bottom: same as Fig. 1 with the HCO^+ contours (in red) of the upper panel.

dark cloud hosts low and intermediate mass YSOs, we can suggest a similar chemistry for both types of YSOs. In this way, the YSOs related to the molecular gas analyzed here may be in the later stages of evolution (Hoq et al., 2013).

Acknowledgements: The ASTE project is driven by Nobeyama Radio Observatory (NRO), a branch of National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ), in collaboration with University of Chile, and Japanese institutes including University of Tokyo, Nagoya University, Osaka Prefecture University, Ibaraki University, Hokkaido University and Joetsu University of Education. S.P. and M.O. are members of the *Carrera del investigador científico* of CONICET, Argentina. M.C.P. is a doctoral fellow of CONICET, Argentina. This work was partially supported by Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT. M.R. wishes to acknowledge support from CONICYT through FONDECYT grant Nr. 1140839.

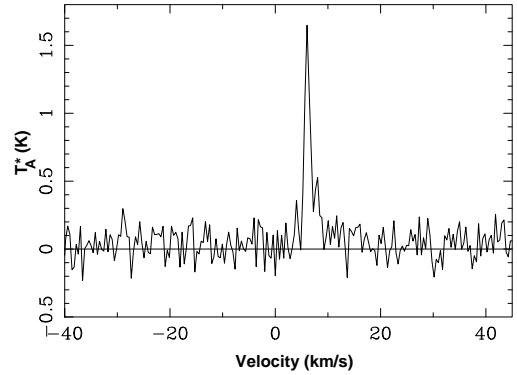


Figure 4: N_2H^+ $J=4-3$ emission obtained at $\text{RA} = 19^{\text{h}} 01^{\text{m}} 52.7^{\text{s}}$, $\text{DEC} = -36^{\circ} 57' 49''$ (J2000) in the R CrA dark cloud (yellow cross in Fig. 3-up).

References

- Busquet G., et al., 2011, *A&A*, 525, A141
- Davis C. J., et al., 2010, *A&A*, 511, A24
- Hoq S., et al., 2013, *ApJ*, 777, 157
- Lindberg J. E., Jørgensen J. K., 2012, *A&A*, 548, A24
- Neuhäuser R., Forbrich J., 2008, *The Corona Australis Star Forming Region in Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, Ed. B. Reipurth. p. 735
- Rawlings J. M. C., et al., 2004, *MNRAS*, 351, 1054
- Reipurth B., 2000, *VizieR Online Data Catalog*, 5104, 0

Study of young stellar objects around SNR G18.8+0.3

M. Celis Peña¹ & S. Paron¹

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

Contact / mcelis@iafe.uba.ar

Resumen / Recientemente, a través de observaciones de líneas moleculares hemos comprobado que el remanente de supernova (RSN) G18.8+0.3 se encuentra interactuando con una nube molecular hacia su borde sur. También se ha comprobado la presencia de varias regiones H II vecinas asociadas al gas molecular, las cuales muy probablemente se encuentran a la misma distancia que el remanente. La presencia de gas molecular denso, y la existencia de frentes de choque, generados tanto por el RSN como por las regiones H II, convierten a esta región en un interesante escenario en donde estudiar la población de objetos estelares jóvenes. De esta manera, utilizando los criterios de color más modernos aplicados a la emisión de las bandas del infrarrojo medio obtenidas de los instrumentos IRAC y MIPS a bordo del satélite *Spitzer*, se caracterizaron todas las fuentes puntuales que yacen en esta región. A aquellas que presentan indicios de ser objetos estelares jóvenes se les analizó su distribución espectral de energía, con el fin de confirmar su naturaleza y extraer varios parámetros estelares. De manera adicional se presenta un mapa de la emisión del ¹²CO J=3–2 obtenido con el telescopio ASTE hacia una de las regiones HII vecinas al RSN. Se realizó una caracterización del gas molecular con el fin de analizar si la nube es un potencial sitio de formación estelar activa.

Abstract / In recent works, through observations of molecular lines, we found that the supernova remnant (SNR) G18.8+0.3 is interacting with a molecular cloud towards its southern edge. Also it has been proven the presence of several neighboring H II regions very likely located at the same distance as the remnant. The presence of dense molecular gas and the existence of shock fronts generated by the SNR and H II regions make this region an interesting scenario to study the population of young stellar objects. Thus, using the most modern colour criteria applied to the emission in the mid-infrared bands obtained from IRAC and MIPS on board *Spitzer*, we characterized all the point sources lying in this region. We analyzed the spectral energy distributions of sources that show signs of being young stellar objects in order to confirm their nature and derive stellar parameters. Additionally, we present a map of the ¹²CO J=3–2 emission obtained with the ASTE telescope towards one of the H II regions embedded in the molecular cloud. The molecular gas was studied with the aim to analyze whether the cloud is a potential site of star formation.

Keywords / ISM: supernova remnants — ISM: clouds — stars: formation

1. Introduction

The interaction between the supernova remnant (SNR) G18.8+0.3 and a molecular cloud was analyzed in recent works. The molecular gas belonging to regions 1 and 2 (see Fig. 1) was studied in Paron et al. (2012) and Paron et al. (2015), respectively. The presence of abundant molecular gas, several embedded HII regions and the SNR, makes this region an interesting scenario to study possible triggered star formation. Thus, in this work we present a study of the distribution of the young stellar objects (YSOs) in the SNR surroundings. In addition, we study the molecular gas towards the named region 3 in Fig. 1, which is related to the HII region G018.584+00.344.

2. Results

2.1. Young stellar objects

We search for YSO candidates towards a region of about 5' in size around the SNR G18.8+0.3. Using the GLIMPSE Point-Source Catalog acquired by *Spitzer-IRAC* (at 3.6, 4.5, 5.8 and 8 μ m) we selected sources fol-

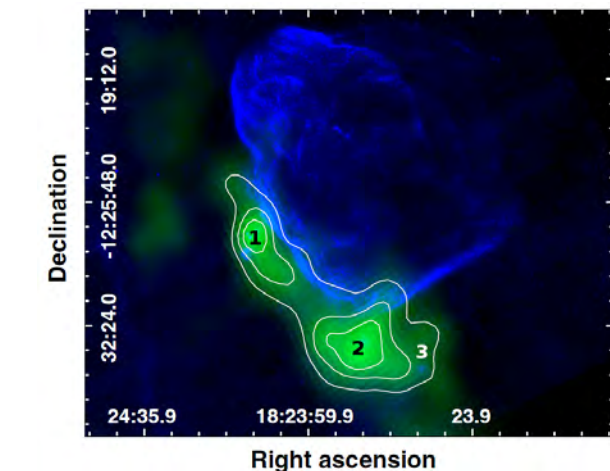


Figure 1: SNR G18.8+0.3 in radio continuum emission at 20 cm (blue) and the integrated ¹³CO J=1–0 emission extracted from the Galactic Ring Survey (green).

lowing the criteria presented in Gutermuth et al. (2009). We found 9 Class I objects and 47 Class II objects, white

Table 1: Stellar parameters obtained from the SEDs.

Source	M_* [M_\odot]	Range M_*	Age [10^5 yr]	Range Age	\dot{M}_{env} [$10^{-3}M_\odot\text{yr}^{-1}$]	Range \dot{M}_{env}	L [10^3L_\odot]	Range L	χ^2_{best}	Satisfying models	Stage
1	16.3	–	12.5	–	0	–	26.7	–	52.4	10	III
2	10.0	5.7–15.2	15.5	11.4–47.0	0	–	6.2	1.2–21.6	1.0	305	II
3	9.1	5.9–13.6	0.01	0.01–37.7	1.4	0–6.6	0.2	0.9–11.8	3.2	23	0-I
4	7.8	1.0–11.5	31.4	0.01–67.6	0	0–0.5	2.5	0.2–9.8	0.7	706	II
5	18.8	17.8–19.9	12.8	12.8–14.5	0	–	39.6	34.1–46.2	63.2	15	III
6	18.5	16.4–20.9	13.1	13.0–14.3	0	–	37.9	26.9–50.1	69.3	27	III
7	8.0	–	0.4	–	0.5	–	0.9	–	15.1	2	0-I
8	13.9	6.7–16.3	15.5	0.02–24.6	0	0–0.6	17.1	0.9–26.7	3.7	203	II
9	4.3	3.2–6.9	20.5	0.8–78.1	0	0–0.9	0.2	0.1–1.6	0.1	461	II
10	7.0	7.0–9.8	18.5	10.9–43.8	0	–	2.0	1.9–5.9	10.2	98	II
11	14.4	8.7–23.8	0.06	0.01–24.6	1.2	0–4.4	7.6	4.0–30.7	1.3	71	0-I
12	8.1	7.2–10.8	21.7	0.6–32.1	0	0–1.8	3.0	2.1–8.0	12.4	32	II
13	16.3	–	12.5	–	0	–	26.7	–	77.4	10	III
14	18.5	18.5–20.6	13.1	13.0–13.1	0	–	37.9	37.9–50.1	26.0	16	III
15	15.6	9.9–19.9	16.3	11.8–32.6	0	–	23.4	6.2–45.9	47.1	33	III
16	16.3	–	12.5	–	0	–	26.7	–	148.7	9	II
17	13.9	13.9–19.9	18.2	13.8–18.2	0	–	19.0	19.0–46.2	39.7	14	II
18	15.6	13.6–19.9	16.3	11.8–16.3	0	–	23.4	15.8–45.9	39.2	19	III
19	16.9	15.7–18.8	12.4	12.4–19.3	0	–	29.3	23.7–39.6	74.6	34	II
20	4.8	4.4–7.2	9.5	0.6–60.3	10^{-4}	0–0.6	0.4	0.1–1.6	0.0	340	II
21	3.9	3.1–5.7	52.1	3.6–92.6	0	0–0.05	0.1	0.1–0.7	0.7	205	II
22	11.5	7.2–13.7	19.5	11.6–38.4	0	–	9.8	2.5–16.3	4.3	58	II
23	18.5	–	13.1	–	0	–	37.9	–	34.3	10	III
24	9.6	9.4–15.8	30.3	18.7–30.3	0	–	5.5	5.1–24.4	36.2	25	III
25	6.2	4.6–7.9	31.1	10.9–59.8	0	–	1.0	0.4–2.7	1.73	219	II
26	9.7	7.4–10.8	17.8	13.6–32.6	0	–	5.7	2.1–8.1	83.3	52	III
27	16.9	12.0–17.9	12.4	12.4–22.2	0	–	29.3	11.5–34.4	53.6	32	II
28	16.4	16.3–18.6	14.3	12.5–14.3	0	–	26.9	26.7–38.3	60.6	28	III
29	12.0	11.9–12.0	22.2	15.3–22.2	0	–	11.5	11.3–12.1	74.2	6	II
30	9.9	9.9–15.6	32.6	13.8–32.6	0	–	6.2	6.2–23.4	42.7	27	III

A "–" in the range columns means that all the satisfying models share the same value as the best-fit model.

and magenta crosses in Fig. 2, respectively, which are displayed over a three-colour image with the radio continuum emission at 20 cm presented in blue, the submillimeter continuum emission at $870 \mu\text{m}$ in green, and the $8 \mu\text{m}$ emission in red. It can be appreciated that some YSO candidates are related to cold dust condensations mapped by the submillimeter continuum. Thirty of these objects have their fluxes measured at $24 \mu\text{m}$ with MIPS-SPITZER, and thus for these sources we performed an analysis of its spectral energy distribution (SED) using the tool developed by Robitaille et al. (2007) and available online*.

To build the SED models we used the *Spitzer-IRAC* fluxes measured in the bands 3.6, 4.5, 5.8, $8.0 \mu\text{m}$ and the flux at $24 \mu\text{m}$ measured with *Spitzer-MIPS*. Using the criteria presented in Robitaille et al. (2006), the YSO candidates can be classified in:

- Stage 0–I: objects with significant infalling envelopes and possibly disks. This stage is defined by $\dot{M}_{\text{env}}/M_* > 10^{-6}\text{yr}^{-1}$, where \dot{M}_{env} is the envelope accretion rate, and M_* is the central source mass.
- Stage II: objects with optically thick disks (and possible remains of a tenuous infalling envelope). This stage is defined by $\dot{M}_{\text{env}}/M_* < 10^{-6}\text{yr}^{-1}$ and $M_{\text{disk}}/M_* > 10^{-6}\text{yr}^{-1}$, where M_{disk} is the disk mass.
- Stage III: objects with optically thin disks. This stage is defined by $\dot{M}_{\text{env}}/M_* < 10^{-6}\text{yr}^{-1}$ and $M_{\text{disk}}/M_* < 10^{-6}\text{yr}^{-1}$.

Table 1 presents some stellar parameters obtained from the SED of each source. The parameters from the best fit model and their ranges obtained from all the

*<http://caravan.astro.wisc.edu/protostars/>

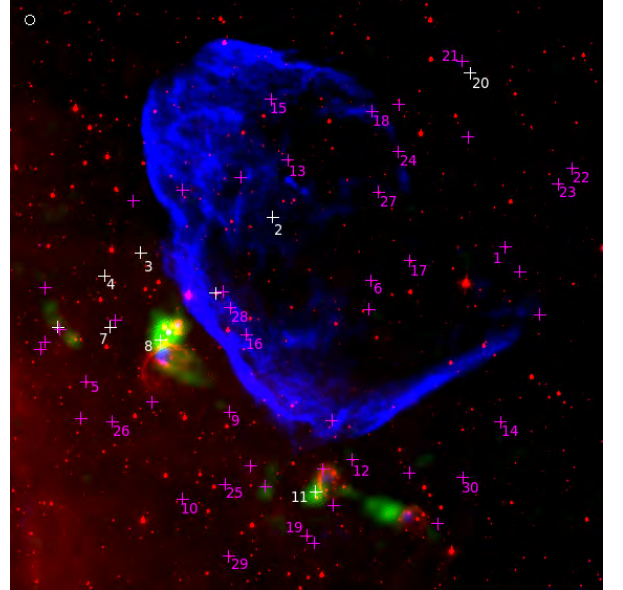


Figure 2: SNR G18.8+0.3 in radio continuum emission at 20 cm (blue), submillimeter continuum at $870 \mu\text{m}$ from ATLASGAL (green), and $8 \mu\text{m}$ emission from *IRAC-Spitzer* (red). White and magenta crosses are Class I and II sources according Gutermuth et al. (2009).

satisfying models are presented. To do this, we selected the models that satisfied the condition $\chi^2 - \chi^2_{\text{best}} < 3N$, where χ^2_{best} is the minimum value of the χ^2 among all models, and N is the number of input data fluxes. Additionally the source stage is included in the last column of the table.

Taking into account our photometric and SED analysis of the sources and their spacial distribution towards the SNR and the associated molecular cloud, we conclude that there is no evidence that allow us to infer triggered star formation in the region. Additionally, performing a SED to the embedded H II regions (Paron et al., 2012, 2015), it is concluded that they are located at the same distance as the SNR (about 8 kpc). With this in mind, and assuming that many of the sources analyzed here are at the same distance, we conclude that we are studying a region populated by many massive stars in different evolutive stages.

2.2. Molecular gas analysis towards the H II region G018.584+00.344

Using molecular data obtained with the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) (see Paron et al., 2015, for a description of the observations), we investigated the interstellar medium around the H II region G018.584+00.344 which lies southwards the SNR G18.8+0.3 (region 3 in Fig.1). Fig. 3 is a three-colour image where the radio continuum emission at 20 cm is presented in blue, the 8 μm emission in red, and the integrated ^{12}CO J=3–2 emission obtained with ASTE in green. The molecular peak, located eastwards the H II region G018.584+00.344, coincides with an ATLASGAL submillimeter continuum source, showing an excellent correlation between the molecular gas and cold dust.

From the molecular feature defined by the 50 K km s^{-1} contour in Fig. 3 we estimated the molecular mass from three independent ways: using the measured CO luminosity, from the cold dust emission, and through the virial theorem. The results are:

$$\begin{aligned} M_{\text{COlum}} &\sim 8.5 \times 10^3 M_{\odot}, \\ M_{\text{dust}} &\sim 5.7 \times 10^3 M_{\odot}, \\ M_{\text{vir}} &\sim 8.2 \times 10^3 M_{\odot}. \end{aligned}$$

From the comparison between the obtained mass values, it is concluded that the molecular clump is gravitationally bound, and taking into account that there is not any YSO candidate embedded in it, we suggest that it is a quiescent molecular clump.

Acknowledgements: S.P is member of the *Carrera del investigador científico* of CONICET, Argentina. M.C.P is a doctoral fellow of CONICET, Argentina. This work was partially supported by Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT.

References

- Gutermuth R., et al., 2009, ApJSS, 184, 18
 Paron S., et al., 2012, A&A, 547, A60
 Paron S., et al., 2015, A&A, 580, A51
 Robitaille T. P., et al., 2007, ApJSS, 169, 328
 Robitaille T. P., et al., 2006, ApJSS, 167, 256

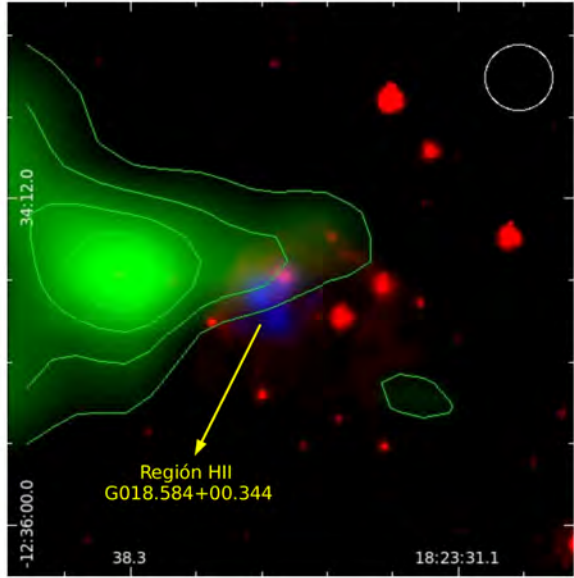


Figure 3: Radio continuum emission at 20 cm (blue), IR emission at 8 μm (red), and the ^{12}CO J=3–2 integrated between 15 and 30 km s^{-1} emission (green), with contour levels of 30, 40, 50 and 60 K km s^{-1} . The beam of the molecular observations is presented at the top right corner.

GS 118+01–44: una supercáscara de H I con contrapartida en el IR medio y lejano

L.A. Suad¹, S. Cichowolski², A. Noriega-Crespo³, E.M. Arnal^{1,4}, J.C. Testori¹ & N. Flagey⁵

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina

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

³ Space Telescope Science Institute, Baltimore, EE.UU.

⁴ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

⁵ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, Kamuela, EE.UU.

Contacto / lasuad@iar.unlp.edu.ar

Resumen / GS 118+01–44 es una supercáscara detectada en la distribución del hidrógeno neutro (H I), centrada en $(l, b) = (117.7^\circ, 1.4^\circ)$, con una velocidad sistémica de -44 km s^{-1} , un radio efectivo de $94 \pm 15 \text{ pc}$ y está localizada a una distancia de $3.0 \pm 0.6 \text{ kpc}$ del Sol. La masa total del gas asociado a la supercáscara es $M_t = (4.9 \pm 2.2) \times 10^5 M_\odot$ y la energía cinética de la misma es $E_k = (3.7 \pm 2.1) \times 10^{50} \text{ erg}$. Haciendo uso de los datos del infrarrojo medio y lejano se detectó una buena coincidencia morfológica con la estructura de H I indicando que las componentes del polvo coexisten con el gas. Realizando mediciones de los flujos en distintas bandas del infrarrojo lejano se pudo caracterizar el polvo asociado a esta estructura y se concluyó que en la supercáscara dominan las temperaturas frías.

Abstract / GS 118+01–44 is a supershell detected in the neutral hydrogen (H I) emission distribution, centred at $(l, b) = (117.7^\circ, 1.4^\circ)$ with a systemic velocity of -44 km s^{-1} , an effective radius of $94 \pm 15 \text{ pc}$, and it is located at a distance of $3.0 \pm 0.6 \text{ kpc}$ from the Sun. The total gaseous mass associated with the supershell is $M_t = (4.9 \pm 2.2) \times 10^5 M_\odot$, and its kinetic energy is $E_k = (3.7 \pm 2.1) \times 10^{50} \text{ erg}$. Using mid- and far-infrared data a good morphological coincidence with the H I structure was detected indicating that the dust components coexist with the gas. Carrying out infrared fluxes measurements at different far-infrared bands the dust associated with this structure could be characterized and it was concluded that cool temperatures dominate the area of the supershell.

Keywords / ISM: bubbles — ISM: kinematics and dynamics — infrared: ISM

1. Introducción

Las estrellas de gran masa, definiendo como tales a las que poseen una masa mayor a $8 M_\odot$, aun siendo pocas en número comparadas con las de baja masa, modifican fuertemente la física y dinámica del medio interestelar (MIE). A través de sus fotones ionizantes y vientos energéticos dan lugar a regiones H II y cáscaras en expansión. Como las estrellas de gran masa tienden a estar en grupos, como por ejemplo en asociaciones OB, sus efectos cumulativos en el MIE pueden dar lugar a grandes estructuras como por ejemplo las llamadas supercáscaras de hidrógeno neutro (SC-H I).

En este trabajo presentamos un estudio detallado de una SC-H I perteneciente al catálogo de candidatas a supercáscaras de H I de Suad et al. (2014), denominada GS 118+01–44. Analizamos el gas atómico y la emisión infrarroja en la región de la estructura para caracterizarla y estudiar el polvo asociado a la misma.

2. Observaciones

Se utilizaron datos de alta resolución angular ($\sim 1'$) del relevamiento de H I del *Canadian Galactic Plane Survey* (CGPS; Taylor et al., 2003). Los datos infrarrojos

(IR) a 60 y 100 μm utilizados en este trabajo fueron obtenidos de *Improved Reprocessing of the Infrared Astronomical Satellite* (IRIS; Miville-Deschênes & Lagache, 2005). Los datos del IR medio, 12 y 22 μm , fueron obtenidos de *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE; Wright et al., 2010). También se utilizaron datos de los satélites *Herschel* (PACS; Molinari et al., 2010) en 160 μm y *Planck* (Planck Collaboration et al., 2015) en 350 y 550 μm .

3. Emisión de H I

En la Fig. 1 se muestra la distribución de la temperatura de brillo media de la emisión del H I en el rango de velocidades de -41.9 a -47.6 km s^{-1} . En la misma se detecta un mínimo de emisión rodeado por paredes de mayor temperatura. Esta estructura es la que identificamos como la supercáscara GS 118+01–44, la cual fue previamente detectada y catalogada por Suad et al. (2014).

Para estimar los parámetros físicos de esta estructura se ajustó una elipse utilizando los máximos de emisión de H I que rodean al mínimo. La elipse obtenida se muestra superpuesta en la Fig. 1. Los parámetros que arrojó dicho ajuste fueron el centroide de la estructura

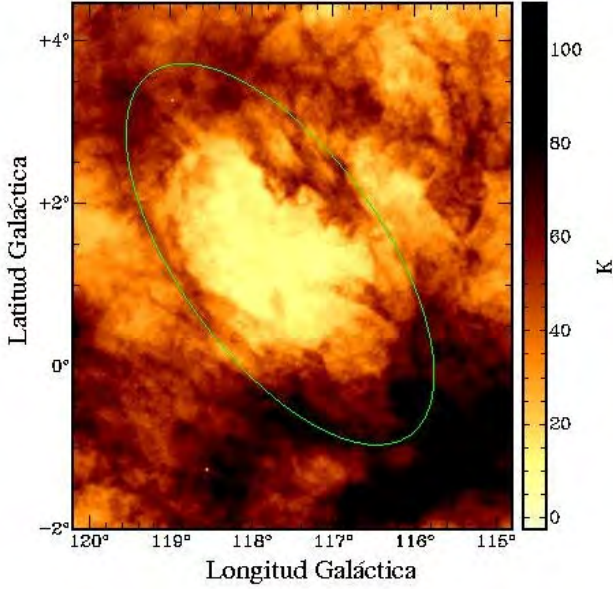


Figura 1: Distribución de la temperatura de brillo media de la emisión de H I en el rango de velocidades de -41.9 a -47.6 km s^{-1} .

$(l, b) = (117.7^\circ \pm 0.1^\circ, 1.4^\circ \pm 0.1^\circ)$, los semiejes mayor y menor $a = 2.7^\circ \pm 0.3^\circ$ y $b = 1.2^\circ \pm 0.1^\circ$, respectivamente y el ángulo de inclinación (ϕ) del semieje mayor con respecto al plano galáctico, $\phi = 126^\circ \pm 4^\circ$ medido en sentido indirecto.

Con el fin de determinar el rango de velocidades donde se detecta la estructura y a partir de allí poder determinar ciertos parámetros de la misma (como por ejemplo la masa y la energía cinética) se trazó un perfil promedio en una zona de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ tomada en el centro de GS 118+01–44 (ver Fig. 2). En dicho perfil se puede detectar la presencia de la supercáscara entre los picos que se encuentran a las velocidades -35.0 (V_m) y -52.3 (V_M) km s^{-1} . Si suponemos una expansión simétrica de la estructura, cuando la observamos a diferentes velocidades radiales el diámetro de la misma va a alcanzar su máximo a la velocidad sistémica de la supercáscara ($V_0 = -44 \pm 2$ km s^{-1}) y va a ir decreciendo a medida que se alcanzan las velocidades V_M y V_m . La velocidad de expansión se calcula como la mitad del rango total de velocidades donde se detecta la estructura, $V_e = 0.5(|V_M - V_m|) = 8.7 \pm 1.6$ km s^{-1} .

Teniendo en cuenta V_0 y los movimientos no circulares presentes en esta parte de la Galaxia (Brand & Blitz, 1993), se estimó una distancia para GS 118+01–44 de $d = 3.0 \pm 0.6$ kpc al Sol. A esa distancia los semiejes mayor y menor son 140 ± 30 y 60 ± 10 pc, respectivamente y el radio efectivo de la estructura es $R_{\text{ef}} = \sqrt{ab} = 94 \pm 15$ pc.

Un parámetro que es importante determinar es la masa total del gas M_t asociada a la estructura. La masa de H I (M_{HI}) se estimó a partir de $M_{\text{HI}} = N_{\text{HI}} A_{\text{HI}}$, donde N_{HI} es la densidad de columna del H I, $N_{\text{HI}} = \int_{V_m}^{V_M} T_b dv$ y T_b es la temperatura de brillo. El parámetro A_{HI} es el área de la supercáscara, $A_{\text{HI}} = \Omega_{\text{HI}} d^2$, donde

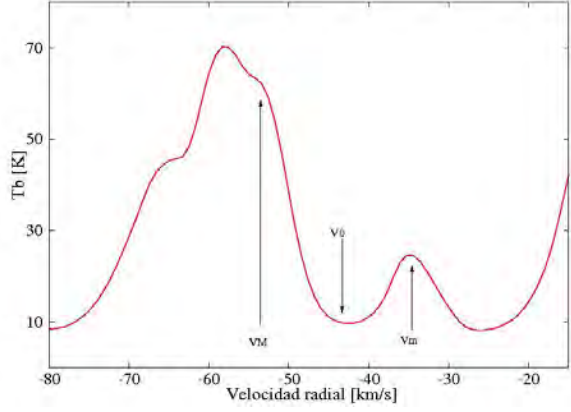


Figura 2: Perfil promedio en una región de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ localizada en el centro de GS 118+01–44.

Ω_{HI} es el ángulo sólido cubierto por la estructura.

Considerando abundancias solares, se calculó una masa total $M_t = 1.34 M_{\text{HI}} = (4.9 \pm 2.2) \times 10^5 M_\odot$. A partir de este valor se puede estimar la energía cinética de la estructura $E_k = 0.5 M_t V_e^2 = (3.7 \pm 2.1) \times 10^{50}$ erg.

4. Emisión infrarroja

La emisión del IR medio y lejano en la región de GS 118+01–44 se muestra en la Fig. 3 donde se observa la emisión a $22 \mu\text{m}$ (*WISE*, panel izquierdo) y $550 \mu\text{m}$ (*Planck*, panel derecho). La morfología que se observa en estas imágenes es compleja, pero la presencia de un mínimo de emisión en el centro rodeado por un aumento en los bordes es notoria.

A través de la emisión del IR medio y lejano se pueden determinar las propiedades de las distintas componentes del polvo, como por ejemplo la masa y la temperatura. Con este fin utilizamos modelos del polvo para analizar la distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) y usamos los mejores ajustes para obtener las propiedades del polvo. Se utilizaron los modelos DUSTEM (Compiègne et al., 2011).

Para llevar a cabo este análisis se seleccionaron cuatro regiones de $1^\circ \times 1^\circ$ (Ver Fig. 3 panel derecho) en los bordes de GS 118+01–44. Para estas regiones se calcularon los flujos IR para diferentes longitudes de onda. Para obtener los flujos todas las imágenes fueron convolucionadas a $5'$ y la emisión del fondo fue sustraída. Los flujos obtenidos se listan en la Tabla 1 (en las regiones 1 y 3 no hay datos disponibles de *Herschel* a $160 \mu\text{m}$). Para cada región los modelos proveen el campo de radiación interestelar (CRI; Mathis et al., 1983) del medio interestelar necesario para alcanzar el balance térmico, la masa total del polvo (M_p) y las temperaturas de tres componentes del polvo, carbonos grandes (Cg), carbonos pequeños (Cp) y silicatos (Si). Los parámetros derivados del ajuste de las SEDs se listan en la Tabla 2. En las cuatro regiones el CRI está dentro de un factor 2 del valor medio estándar del MIE, indicando que en la región no hay fuertes campos de radiación involucrados. Esta tendencia también se ve reflejada en la temperatura de los granos de carbono con valores cercanos a

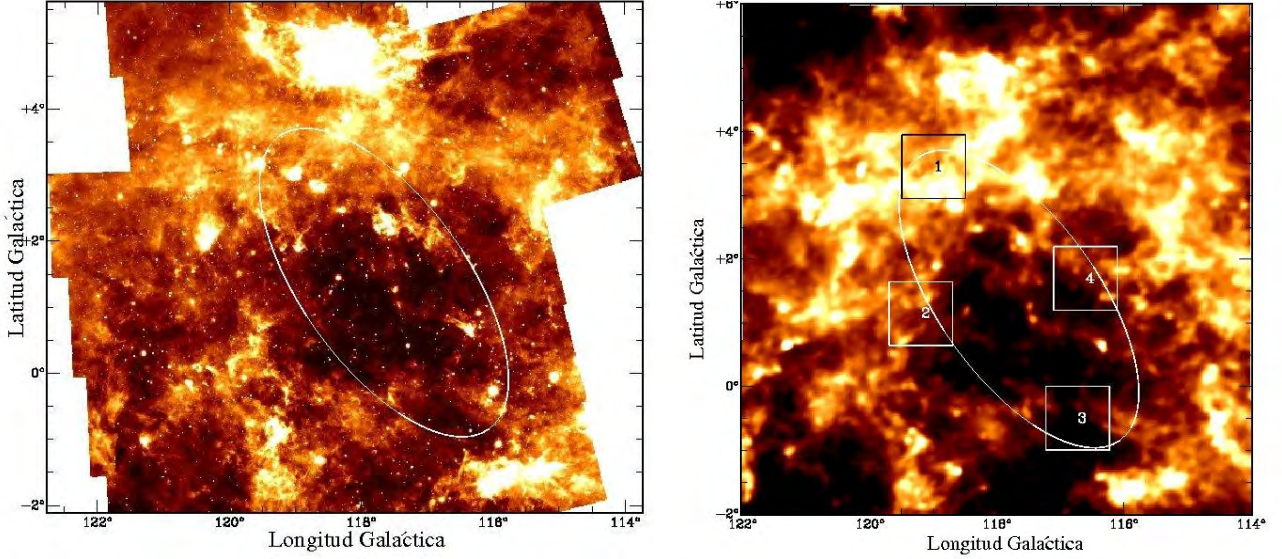


Figura 3: Emisión infrarroja a $22 \mu\text{m}$ (panel izquierdo) y a $550 \mu\text{m}$ (panel derecho). La elipse superpuesta es la ajustada para los datos de H I y las regiones cuadradas (panel derecho) muestran las zonas donde se calcularon los flujos IR. Las zonas más oscuras son las que presentan menos emisión IR.

Tabla 1: Flujos calculados para las regiones 1, 2, 3 y 4.

Regiones	(l, b)	Flujos [Jy]						
		$12 \mu\text{m}$	$22 \mu\text{m}$	$60 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$	$350 \mu\text{m}$	$550 \mu\text{m}$
1	$(119^\circ.0, 3^\circ.5)$	493	462	2852	10 263	–	12 738	4474
2	$(119^\circ.2, 1^\circ.2)$	175	140	1053	3838	9608	5253	2020
3	$(116^\circ.7, -0^\circ.5)$	119	100	729	2554	–	1073	358
4	$(116^\circ.6, 1^\circ.7)$	138	151	1168	3962	10 071	3967	1480

Tabla 2: Parámetros derivados de las SEDs.

Reg.	C_p [K]	C_g [K]	S_i [K]	CRI	M_p [$M_\odot \text{pc}^{-2}$]
1	20.4	19.3	13.9	0.50	2.8×10^2
2	20.0	18.9	13.7	0.45	1.3×10^2
3	26.0	24.5	17.3	1.89	1.3×10^2
4	19.5	18.5	13.4	0.37	0.9×10^2

los 20 K, representativos del medio interestelar difuso (Boulanger et al., 1996).

5. Conclusiones

En este trabajo se estudió la emisión de H I de la supercáscara GS 118+01–44. Dicha estructura se observa bien definida en la distribución de H I, centrada en $(l, b) = (117.7^\circ, 1.4^\circ)$, con un radio efectivo $R_{\text{ef}} = 94 \pm 15 \text{ pc}$ y con una masa total del gas y una energía cinética $M_t = (4.9 \pm 2.2) \times 10^5 M_\odot$ y $E_k = (3.7 \pm 2.1) \times 10^{50} \text{ erg}$, respectivamente.

A longitudes de onda del IR medio y lejano se detecta un mínimo en la emisión que muestra una buena correlación morfológica con GS 118+01–44, indicando que las componentes del polvo coexisten con el gas de H I. Se determinaron las temperaturas del polvo en cuatro regiones de la supercáscara y se detectaron

temperaturas representativas del medio interestelar difuso.

Agradecimientos: Este proyecto fue parcialmente financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y técnicas (CONICET) de Argentina bajo el proyecto PIP 0226, Agencia PICT 00902 y UNLP G091.

Referencias

- Boulanger F., et al., 1996, A&A, 312, 256
 Brand J., Blitz L., 1993, A&A, 275, 67
 Compiègne M., et al., 2011, A&A, 525, A103
 Mathis J. S., Mezger P. G., Panagia N., 1983, A&A, 128, 212
 Miville-Deschênes M.-A., Lagache G., 2005, ApJS, 157, 302
 Molinari S., et al., 2010, A&A, 518, L100
 Planck Collaboration et al., 2015, ArXiv e-prints
 Suad L. A., et al., 2014, A&A, 564, A116
 Taylor A. R., et al., 2003, AJ, 125, 3145
 Wright E. L., et al., 2010, AJ, 140, 1868



The Supernova Remnant RCW 86 and its environment

L. Duvidovich¹, G. Dubner¹, E. Giacani^{1,2}, M. Caragiulo³, B. Condon⁴, J.W. Hewitt⁵, F. Giordano³,
M. Lemoine-Goumard⁴ & E. Reynoso¹

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

² *Facultad de Arquitectura, Diseño y Urbanismo, UBA, Argentina*

³ *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Università degli Studi di Bari Aldo Moro, Italia*

⁴ *Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, Université de Bordeaux, France*

⁵ *Goddard Space Flight Center, NASA, USA*

Contact / duvidovich@iafe.edu.ar

Resumen / RCW 86 (G315.4–2.3) es uno de los remanentes de supernova galácticos más brillantes en rayos X y se ha sugerido que es el resto de la supernova 185 (SN 185). Esta fuente tiene forma de cáscara hueca en prácticamente todo el espectro electromagnético (radio, óptico, infrarrojo, rayos X y rayos γ). Simulaciones hidrodinámicas detalladas muestran que la dinámica general y las propiedades de emisión en diferentes posiciones de este remanente pueden ser bien reproducidas suponiendo que se trata del remanente de una SN Tipo Ia que explotó dentro de una cavidad elongada. En este trabajo se presenta un avance del estudio del gas neutro realizado en un campo amplio alrededor de RCW 86 utilizando observaciones interferométricas en λ 21 cm realizadas con el ATCA (Australia) con el fin de investigar el entorno gaseoso de esta fuente.

Abstract / RCW 86 (G315.4–2.3) is one of the brightest Galactic supernova remnants in X-rays and has been suggested to be the remnant of the supernova 185 (SN 185). It has a shell-like morphology across almost the entire electromagnetic spectrum (radio, optical, infrared, X-rays and γ -rays). Detailed hydrodynamic simulations show that the overall dynamics and emission properties in different positions of this remnant can be well reproduced by assuming that it is the remnant of a Type Ia SN that exploded within an elongated cavity. This paper presents preliminary results of the neutral gas study conducted around RCW 86 using λ 21 cm interferometric observations made with the ATCA (Australia) to explore the gaseous environment of this source.

Keywords / ISM: supernova remnants — ISM: Individual objects RCW 86 — ISM: individual — objects: G315.4–2.3 — radio lines: ISM

1. Introduction

RCW 86 (G315.4–2.3) is among the brightest Galactic supernova remnants (SNRs) in the X-ray domain. It has been proposed to be the aftermath of a supernova that exploded in 185 AD. There is great controversy about the nature of the progenitor star, as well as the age of the remnant. Based on IR observations and hydrodynamical simulations, Williams et al. (2011) proposed that RCW 86 is the result of a Type Ia SN exploding in a wind-blown bubble. More recent results obtained by Broersen et al. (2014) in the X-ray domain are also compatible with a scenario of a SN Ia exploding inside its progenitor's non-spherical wind bubble. The remnant has a complete shell appearance in radio, optical, infrared, X-rays and γ -ray with different properties in the NE and SW (Fig. 1). The bright SW corner is perhaps one of the most puzzling features of the remnant. In fact, it is a bright thermal nebula with strong emission of [S II]. Rodgers et al. (1960) called such nebula RCW 86, a name that was later applied to the entire source when weak and very thin filaments dominated by Balmer emission were discovered along almost all the periphery of the SNR (Smith, 1997).

In X-rays, RCW 86 was investigated using *Chandra* and *XMM-Newton* telescopes. The emission, as

already mentioned, follows an asymmetric shell distribution, with different morphology in soft X-rays (0.5–2 keV) than in hard X-rays (2–5 keV) (Broersen et al. 2014 and references therein). Fig. 1 illustrates the multi-spectral appearance of RCW 86 in radio continuum at 843 MHz, in IR wavelengths at 24 μ m and 12 μ m, and a combination in X-ray of soft and hard emission. RCW 86 was also detected in γ -rays with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.; Aharonian, 2009) and *Fermi-LAT* (Yuan et al., 2011), with the peculiarity of being one of the very few SNRs with shell morphology in this spectral range.

A distance of about 2.5 kpc is usually assigned to this SNR, adopted from an average between 2.3 kpc estimated by Rosado et al. (1996) and 2.8 kpc obtained by Sollerman et al. (2003), based on optical measurements.

In summary, several aspects make this remnant a very complex object and its study of great interest, not only to improve our understanding of the physics of SNRs, but also because it can be a source of cosmic rays in our Galaxy. An investigation of the neutral gas around RCW 86 was performed on the basis of interferometric observations in λ 21 cm line of the neutral hydrogen (H I) with the Australia Telescope Compact Array (ATCA, Australia) with the purpose of investigating the morphology and density distribution of the

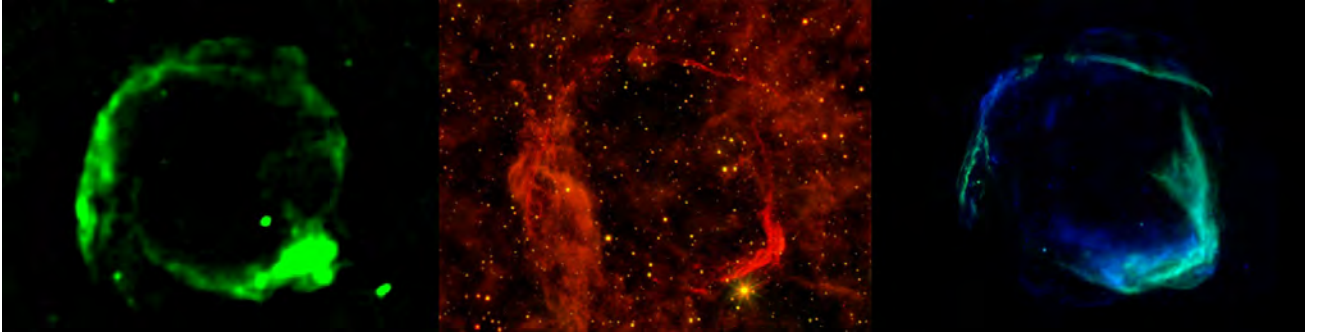


Figure 1: Left: Radio continuum emission at 843 MHz from the Molongo Galactic Plane Survey (Murphy et al., 2007). Center: Two color infrared image from *Spitzer Space Telescope* (24 μm in red) and *WISE* (12 μm in yellow), credit: NASA/JPL - Caltech/B. Williams (NCU). Right: Combination in X-ray of soft (0.5–2 keV, in green) and hard (2–5 keV, in blue) emission from *Chandra* and *XMM-Newton* telescopes, credit: NASA/CXC/SAO & ESA (see color images in the electronic version).

environment where RCW 86 evolves. These data allow us to estimate the ambient density as well as to obtain an independent estimate of the distance to RCW 86.

2. Observations

The observations in the H I λ 21 cm line were performed in March 24, 2002 with the ATCA interferometer in the EW 367 configuration, covering an area of about 9 square degrees through a mosaic of 45 pointings. The data were processed using MIRIAD following standard procedures. In order to recover the extended emission, the interferometric data were combined with single-dish observations obtained with the Parkes radiotelescope (with a half-power beam width of $16'$).

The final data are arranged in a cube with an angular resolution of $2.67' \times 2.54'$, a velocity resolution of 0.82 km s^{-1} and an rms noise of 0.5 K.

3. Results

We inspected the H I emission along the complete cube, between -120 km s^{-1} and $+126 \text{ km s}^{-1}$, searching for imprints in the surrounding medium that might have been produced by the SN explosion and/or its precursor star.

The distance of $2.5 \pm 0.3 \text{ kpc}$ estimated for RCW 86 translates into an LSR radial velocity interval between approximately -40 km s^{-1} and -33 km s^{-1} after applying a circular rotation model for $l = 315.4^\circ$, $b = -2.3^\circ$. It is precisely in this velocity range that the H I emission shows an elongated cavity, about 1.5° in size, that runs almost parallel to the Galactic plane, as shown in Fig. 2. In this Figure, the H I distribution is displayed in galactic coordinates to facilitate the analysis of the cold gas emission in the immediate environs of RCW 86 in the context of the general galactic H I emission in this direction of the Galaxy. In addition, within the elongated minimum, an irregular, tenuous HI shell is observed encircling RCW 86. These findings confirm the predictions made by Broersen et al. (2014) and by Williams et al. (2011) who based on different wavelength observations and hydrodynamic simulations proposed that the large

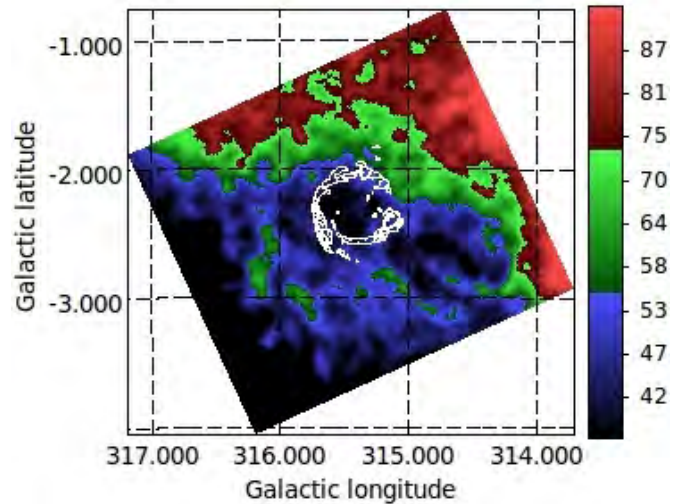


Figure 2: The H I emission distribution averaged between -40.8 km s^{-1} and -33.38 km s^{-1} , range compatible with the distance to RCW 86, in galactic coordinates. The contours show the radio continuum emission at 843 MHz (see color image in the electronic version).

size of RCW 86 and the asymmetry in its morphology can be explained by an explosion occurring within a low density cavity.

This is a work in progress. Next steps will include the estimate of the physical parameters of the associated gas, as well as the comparison with the γ -ray emission, in an attempt to set constraints to the different mechanisms that give rise to the γ -ray emission.

Acknowledgements: This work was supported by research grants provided by CONICET (Argentina) PIP 0736/11 and by AN-PCyT (Argentina) PICT 0571/11. G.D, E.G. and E.R. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET. L.D. is a doctoral fellow of CONICET.

References

- Aharonian F., 2009, *AJ*, 692, 1500
 Broersen S., et al., 2014, *MNRAS*, 441, 3040

- Murphy T., et al., 2007, MNRAS, 382, 382
Rodgers A. W., Campbell C. T., Whiteoak J. B., 1960, MN-
RAS, 121, 103
Rosado M., et al., 1996, A&A, 315, 243
Smith R. C., 1997, AJ, 114, 2664
Sollerman J., et al., 2003, A&A, 407, 249
Williams B. J., et al., 2011, ApJ, 741, 96
Yuan Q., et al., 2011, ApJ, 786, L22



An outflow linked to a YSO in Gum 31?

M.M. Vazzano¹, C.E. Cappa^{1,3}, G. Bosch^{2,3}, J. Vasquez^{1,3}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

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

³ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / mvazzano@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se analiza la distribución del gas molecular asociado a *IRAS* 10349-5824, un objeto estelar joven ubicado en el borde de la región H II GUM 31, CON EL OBJETIVO DE INVESTIGAR LA EXISTENCIA DE FLUJOS BIPOLARES. SE UTILIZAN OBSERVACIONES DE LA LÍNEA $^{12}\text{CO}(2-1)$ REALIZADAS CON EL TELESCOPIO APEX, DE LA LÍNEA H_2 EN BANDA K OBTENIDA CON FLAMINGOS 2 EN GEMINI SUR Y DATOS ADICIONALES DE *Spitzer* EN 4.5, 8 Y 24 μm .

WISE J103648.97-584010.7 (*WISE* 1), CLASIFICADA COMO CLASE II, COINCIDE CON EMISIÓN EXTENDIDA EN 4.5 μm , SUGIRIENDO LA PRESENCIA DE FLUJOS BIPOLARES, Y CON EMISIÓN EN H_2 EN 2.12 μm . TRES FUENTES EXTENDIDAS DETECTADAS EN H_2 A 0.5' Y 1.5' DE *WISE* 1 PODRÍAN SUGERIR LA PRESENCIA DE GAS CHOCADO. EVIDENCIA ADICIONAL DE LA PRESENCIA DE FLUJOS BIPOLARES PROVIENE DE ESPECTROS DE $^{12}\text{CO}(2-1)$.

Abstract / We analyze the distribution of the molecular gas associated with *IRAS* 10349-5824, a young stellar object located on the edge of the H II region Gum 31, with the aim of investigating the existence of bipolar outflows. We use $^{12}\text{CO}(2-1)$ line observations obtained with the APEX telescope, H_2 line observations on the K band taken with Flamingos 2 in Gemini South and additional data from *Spitzer* at 4.5, 8 and 24 μm .

WISE J103648.97-584010.7 (*WISE* 1), classified as class II, coincides with extended emission in 4.5 μm , suggesting the presence of bipolar flows, and with H_2 emission at 2.12 μm . Three extended sources detected in H_2 at 0.5' and 1.5' of *WISE* 1 could also suggest the presence of shocked gas. Additional evidence of bipolar outflows comes from $^{12}\text{CO}(2-1)$ spectra.

Keywords / HII regions — ISM: jets and outflows — ISM: individual objects: IRAS10349-5824

1. Introduction

Young stellar objects (YSOs) are generally associated with extended sources detected in the *Spitzer* images at 4.5 μm and with jets which may be detected in optical and IR bands and in the H_2 emission in the near infrared (NIR). The IRAC* band at 4.5 μm includes, amidst Br γ and Pf β emission, H_2 and CO rovibrational lines typical of shocked gas (Watson et al., 2008). Cyganowski et al. (2008, 2009) found that emission in this band is linked to massive YSOs, which in many cases appear also associated with molecular outflows detected in CO lines.

Here we report Gemini and APEX observations toward the *WISE* source J103648-584010 (*WISE* 1), identified as a class II object according to photometric criteria (see Vazzano et al., 2014), linked to *IRAS* 10349-5824 in the Gum 31 H II region at 2.5 kpc, with the aim of detecting jets and molecular outflows that help to confirm its YSO nature.

2. Observations

Using the APEX telescope we carried out $^{12}\text{CO}(2-1)$ observations in a region of 3' \times 3' within the velocity interval from -200 to +200 km s⁻¹, with an angular resolution of 28'' and a velocity resolution of 0.2 km s⁻¹,

*from the IRAC instrument at *Spitzer* satellite

which allow us to analyze the YSOs environment. The $^{12}\text{CO}(2-1)$ data were previously analyzed in Vazzano et al. (2014).

To study the characteristics and evolutionary state of the source we obtained K-band longslit spectroscopy with Flamingos 2 (proposal GS-2015A-Q-73). Slit extends for 4' and we used a 4 pixel wide slit, which yields $R = 1500$. Spatial dithering along the slit was used to remove contamination by sky lines. Location and sky coverage of our configuration can be seen in Fig. 1 (slit in yellow). The purpose of these observations was to detect the rovibrational H_2 line at 2.12 μm and the H recombination Br γ line in the same IR band. Standard baseline calibrations were obtained.

To complete the study we used complementary data from *Spitzer*-IRAC at 4.5, 8 and 24 μm .

3. Results

The left panel of Fig. 1 shows the 4.5 μm contours from *Spitzer*-IRAC superimposed to the Hubble Space Telescope (*HST*) image. The green circles indicate the positions of the *WISE* sources catalogued as class II YSOs. *WISE* 1 appears projected over the maximum of the extended source at 4.5 μm , which is typical in massive young stellar objects (Cyganowski et al., 2009). We note that this emission extends to the southeast.

The right panel of Fig. 1 shows the ^{12}CO emission

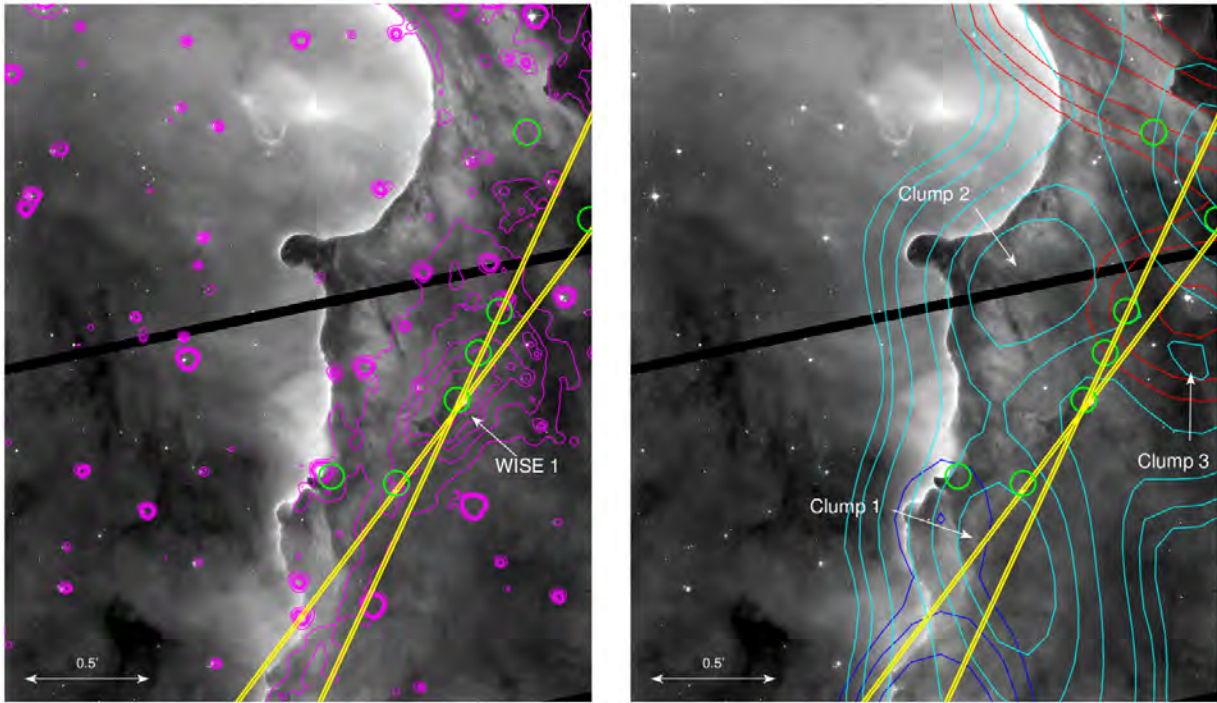


Figure 1: Left: Overlay of the *HST* $H\alpha$ image (grayscale) of a section of Gum 31 and the $4.5\ \mu\text{m}$ emission (contours). Contours correspond to 4, 6, 8, 10, and $15\ \text{MJy sr}^{-1}$. Yellow lines indicate the position of the slits. Green open circles indicates the position and size of the *WISE* sources. Right: Overlay of the *HST* image of a section of Gum 31 and the ^{12}CO emission (contours). Contours correspond to 2, 3, 5, 10, 15 and 20 K. North is up and East is to the left.

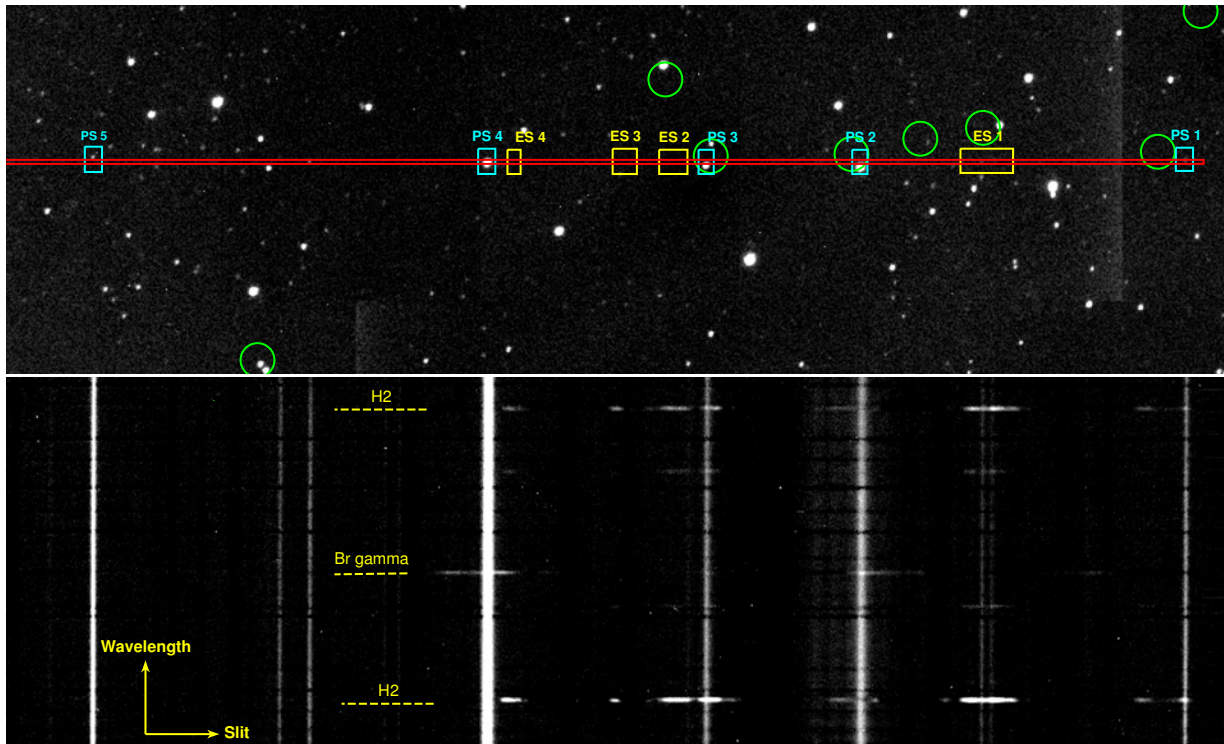


Figure 2: Top panel: Acquisition image in the Flamingos 2 H band. The position of the long slit used for spectroscopy in the *K* band and the positions of the point sources (PS) and extended sources (ES) are overlapped. Bottom panel: Two dimensional spectrum displayed where horizontal axis matches slit orientation and scale. The extent along the slit defines the point or extended nature of the sources discussed in the text.

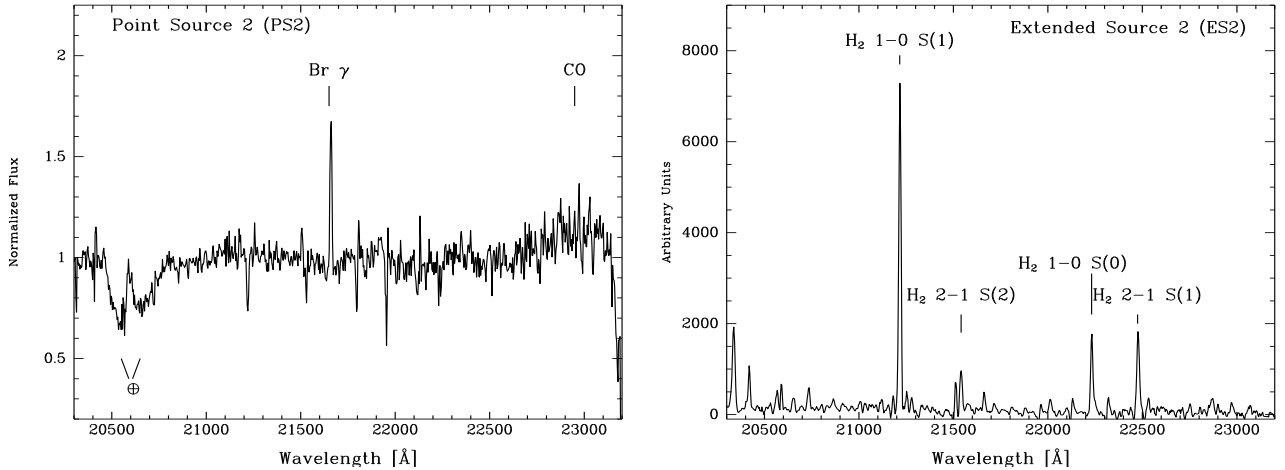


Figure 3: Extracted spectra for the YSO candidate, labelled as Point Source 2 (left) and a sample region of the shocked molecular gas (ES2, right).

at -25 km s^{-1} (blue contours), -23 km s^{-1} (cyan) and -20.5 km s^{-1} (red), superimposed onto the *HST* image. The spatial distribution of the molecular gas at -23 km s^{-1} reveals a region of low CO emission where *WISE* 1 is immersed, which is encircled by three CO clumps. Although we can not rule out the possibility that the morphology of Clumps 1 and 2 may be affected by compression in the dense border of Gum 31, the morphology of Clump 2 near the cavity and the presence of Clump 3, well outside the border of Gum 31 suggest that *WISE* 1 is interacting with the environs.

CO emission at -20.5 and -25 km s^{-1} is detected along the major axis of the $4.5 \mu\text{m}$ emission, $1.5'$ and $0.5'$ away from *WISE* 1. In spite of the small difference in velocity with the core of CO line (at -23 km s^{-1}), the emission at -20.5 and -25 km s^{-1} could represent the red- and blue-shifted emission from the lobes of extended bipolar outflows. The small difference in velocity can be explained if the direction of the molecular outflow is close to the plane of the sky.

In Fig. 2 (top panel) we show the distribution of conspicuous sources detected along one of the slits. The cyan and yellow boxes identify the point sources (PS) and extended sources (ES), respectively, defined according to their spectral features evident in bottom panel. Note that the image in the top panel is from a broad band filter and nebular features are not visible. The size of the yellow boxes defines the area of the signal extraction to obtain the integrated ES spectrum, whereas for the PS sources the conventional extraction for point sources was performed.

We find $\text{Br}\gamma$ emission associated with the point source PS2, which coincides with *WISE* 1 and with the CO cavity, and several H_2 emission lines associated with the extended sources.

Fig. 3 shows the spectra of the point source PS2 (left) and the extended source ES2 (right). PS2 is identified as *WISE* 1 and exhibits continuum emission, strong $\text{Br}\gamma$ and weak CO emission barely identifiable among noise. The ES2 spectrum does not show continuum contribution but exhibits lines of several H_2 transitions.

The location of the $\text{Br}\gamma$ ES4 source at the border of the ionized region may indicate that it originates in the photodissociation region.

4. Conclusions

Our results suggest that *WISE* 1 = PS2 is a massive star in its final stages of formation. Our hypothesis is based on the presence of a cavity in the molecular gas and the $\text{Br}\gamma$ emission.

The distribution of the molecular gas suggests that it has been dissociated by *WISE* 1, while $\text{Br}\gamma$ emission indicates that it has been later ionized by the same source.

The extended sources ES1, ES2 and ES3 detected in H_2 at $2.12 \mu\text{m}$, show shocked gas which would arise in protostellar outflows interacting with the molecular gas.

This hypothesis is supported by the red- and blue-shifted CO emission. Further evidence of the existence of the protostellar flows is the southeast extension of the emission at $4.5 \mu\text{m}$.

Both higher angular resolutions CO data and NIR imaging in the H_2 band would confirm the massive YSO nature of *WISE* 1.

Acknowledgements: This project was partially financed by CONICET of Argentina under project PIP 0356, and UNLP under project G120. We acknowledge the anonymous referee for comments that help to improve this work.

References

- Cyganowski C. J., et al., 2009, ApJ, 702, 1615
- Cyganowski C. J., et al., 2008, AJ, 136, 2391
- Vazzano M. M., et al., 2014, BAAA, 57, 206
- Watson C., et al., 2008, ApJ, 681, 1341



Black holes: fundamentals and controversies

G.E. Romero^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / romero@iar-conicet.gov.ar

Resumen / Los agujeros negros son objetos totalmente colapsados en su campo gravitacional. Han sido estudiados teóricamente durante más de cuarenta años utilizando la teoría de la relatividad general. Más recientemente, se los ha investigado en el marco de teorías alternativas de la gravitación. En este artículo repasaré las principales propiedades de los agujeros negros y discutiré en forma accesible algunas controversias teóricas recientes sobre su naturaleza.

Abstract / Black holes are fully gravitational collapsed objects. They have been studied from a theoretical point of view during more than 40 years using the theory of General Relativity. Recently they have been also investigated in the context of alternative theories of gravitation. In this paper I review the main properties of black holes and I discuss, in an accessible way, some recent controversies about the nature of these objects.

Keywords / stars: black holes — gravitation

1. Introduction

Black holes are perhaps the most amazing objects thought to exist in the Universe. Their uniqueness is reflected by the huge technical literature devoted to them. As to the end of 2015 there were more than 42 000 articles published in peer reviewed journals with the words “black hole” in the title. In comparison, there were 14 000 and 9 000 titles with the words “neutron star” and “white dwarf”, respectively. Black holes are also often depicted in the popular press, the news, and even in cartoons and TV shows. They have invaded the popular culture and the media, attracting a lot of attention not only of researchers but also of the general public. This huge interest is up to some extent justified by the peculiarities of black holes and the huge impact that their existence has upon our view of the cosmos and its physical laws. In black holes our most cherished concepts of classical common-sense physics break down beyond repair. The actual nature of black holes and some of the problems they pose for modern physics, nevertheless, remain obscure for a large majority of the public, either scientific or lay. The purpose of the following pages is to present a short review of some basic properties of black holes and the current controversies rised around them. For a longer exposition the readers are referred to Frolov & Novikov (1998) and Romero & Vila (2014).

2. Definitions

Black holes are objects that are gravitationally collapsed and hence, are infinitely redshifted. This means that they are causally disconnected from the rest of the Universe in the following sense: events occurring inside the black hole can never affect in any way events occurring outside. A crucial issue, then, is to provide an adequate definition of the boundary between the interior

and exterior regions of the black hole. In order to give such a definition, let us introduce first a physical system formed by all events. An event is an occurrence of any type. We call such system *spacetime* and we represent it by a C^∞ -differentiable, 4-dimensional, real pseudo-Riemannian manifold. A real 4-D manifold is a set that can be covered completely by subsets whose elements are in a one-to-one correspondence with subsets of \mathbb{R}^4 , the 4-dimensional space of real numbers. We adopt 4 dimensions because it seems enough to give 4 real numbers to localize an event. A metric field $g_{\mu\nu}$ that determines the distance between two events and is locally Minkowskian is introduced on the manifold in accordance to Einstein’s field equations: $R_{\mu\nu} - 1/2g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu}$, where $R_{\mu\nu}$ is the Ricci tensor formed with second order derivatives of the metric, R is the Ricci scalar $g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$, $\kappa = 8\pi G/c^4$ is a constant, and $T_{\mu\nu}$ is a second rank tensor that represents the energy-momentum of all material fields that generate the metric field $g_{\mu\nu}(x^\mu)$ – here $\{x^\mu\}$ is a mathematical coordinate system that corresponds to a physical reference frame. A given spacetime model is specified by a triplet: $ST \equiv (M, g_{\mu\nu}, T_{\mu\nu})$, where M is the manifold, g the metric field, and T the energy-momentum field. Since we will deal with vacuum or electro-vacuum solutions, for simplicity, we will denote a given spacetime by $(M, g_{\mu\nu})$.

Because many coordinate systems can be used to describe black holes, it is convenient to give a definition of a black hole that is independent of the choice of coordinates. First, I will introduce some preliminary useful definitions (see, for details, Hawking & Ellis 1973, Wald 1984).

Definition. *A causal curve in a spacetime $(M, g_{\mu\nu})$ is a curve that is non space-like, that is, piecewise either time-like or null (light-like).*

We say that a spacetime $(M, g_{\mu\nu})$ is *time-orientable* if we can define over M a smooth non-vanishing time-like vector field.

Definition. If $(M, g_{\mu\nu})$ is a time-orientable spacetime, then $\forall p \in M$, the causal future of p , denoted $J^+(p)$, is defined by:

$$J^+(p) \equiv \{q \in M \mid \exists \text{ a future-directed causal curve from } p \text{ to } q\}.$$

Similarly,

Definition. If $(M, g_{\mu\nu})$ is a time-orientable spacetime, then $\forall p \in M$, the causal past of p , denoted $J^-(p)$, is defined by:

$$J^-(p) \equiv \{q \in M \mid \exists \text{ a past-directed causal curve from } p \text{ to } q\}.$$

The causal future (+) and past (−) of any set $S \subset M$ are given by:

$$J^\pm(S) = \bigcup_{p \in S} J^\pm(p). \tag{1}$$

A set S is said *achronal* if no two points of S are time-like related. A Cauchy surface is an achronal surface such that every non space-like curve in M crosses it once, and only once. A spacetime $(M, g_{\mu\nu})$ is *globally hyperbolic* iff it admits a space-like hypersurface $S \subset M$ which is a Cauchy surface for M .

Causal relations are invariant under conformal transformations of the metric. So, the spacetimes $(M, g_{\mu\nu})$ and (M, \tilde{g}_{ab}) , where $\tilde{g}_{ab} = \Omega^2 g_{ab}$, with Ω a nowhere zero C^r function, have the same causal structure.

Let us now consider a spacetime where all null geodesics start in a region \mathcal{J}^- and end at \mathcal{J}^+ . Then, such a spacetime, $(M, g_{\mu\nu})$, is said to contain a *black hole* if M is not contained in $J^-(\mathcal{J}^+)$. In other words, there is a region from where no null geodesic can reach the *asymptotic flat** future spacetime, or, equivalently, there is a region of M that is causally disconnected from the global future. The *black hole region*, BH , of such spacetime is $BH = [M - J^-(\mathcal{J}^+)]$, and the boundary of BH in M , $H = J^-(\mathcal{J}^+) \cap M$, is the *event horizon*.

Notice that a black hole is conceived as a spacetime *region*, i.e. what characterises the black hole is its metric and, consequently, its curvature. What is peculiar of this spacetime region is that it is causally disconnected from the rest of the spacetime: no events in this region can make any influence on events outside the region. Hence the name of the boundary, event horizon: events inside the black hole are separated from events in the global external future of spacetime. The events in the black hole, nonetheless, as all events, are causally determined by past events. A black hole does not represent a breakdown of classical causality.

*Asymptotic flatness is a property of the geometry of spacetime which means that in appropriate coordinates, the limit of the metric at infinity approaches the metric of the flat (Minkowskian) spacetime.

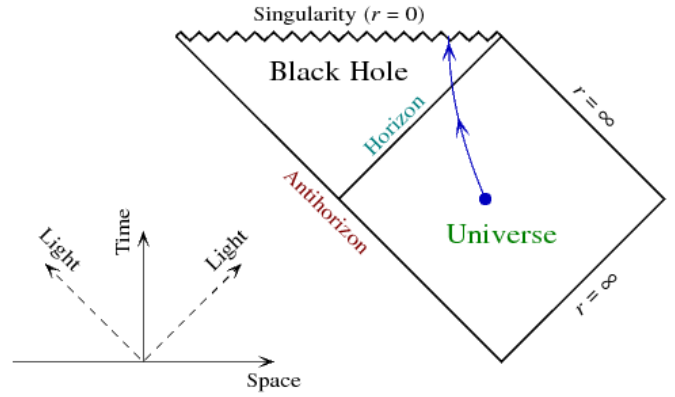


Figure 1: Carter-Penrose diagram of a Schwarzschild black hole.

A useful representation of a black hole is given by a Carter-Penrose diagram. This is a two-dimensional diagram that captures the causal relations between different points in spacetime. It is an extension of a Minkowski diagram where the vertical dimension represents time, and the horizontal dimension represents space, and slanted lines at an angle of 45° correspond to light rays. The biggest difference with a Minkowski diagram (light cone) is that, locally, the metric on a Carter-Penrose diagram is conformally equivalent** to the actual metric in spacetime. The conformal factor is chosen such that the entire infinite spacetime is transformed into a Carter-Penrose diagram of finite size. For spherically symmetric spacetimes, every point in the diagram corresponds to a 2-sphere. In Fig. 1, I show a Carter-Penrose diagram of a spherically symmetric vacuum (Schwarzschild) spacetime.

3. Metrics and properties

Exact solutions of Einstein’s field equations representing stationary black holes exist for vacuum and electrovacuum spacetimes. The spherically symmetric solutions are the Schwarzschild and Reissner-Nordström solutions, whereas the axially symmetric solutions are the Kerr and Kerr-Newman solutions. The Kerr-Newman metric of a charged spinning black hole is the most general black hole solution. It was found by Ezra “Ted” Newman and co-workers in 1965 (Newman et al., 1965), and in the appropriate limits allows to recover the other solutions.

The full expression of the interval in the Kerr-Newman spacetime reads (in Boyer-Lindquist coordinates):

**I remind that two geometries are conformally equivalent if there exists a conformal transformation (an angle-preserving transformation) that maps one geometry onto the other. More generally, two Riemannian metrics on a manifold M are conformally equivalent if one is obtained from the other through multiplication by a function on M .

$$ds^2 = g_{tt}dt^2 + 2g_{t\phi}dtd\phi - g_{\phi\phi}d\phi^2 - \Sigma\Delta^{-1}dr^2 - \Sigma d\theta^2 \quad (2)$$

$$g_{tt} = c^2 [1 - (2GMrc^{-2} - q^2)\Sigma^{-1}] \quad (3)$$

$$g_{t\phi} = a \sin^2 \theta \Sigma^{-1} (2GMrc^{-2} - q^2) \quad (4)$$

$$g_{\phi\phi} = [(r^2 + a^2c^{-2})^2 - a^2c^{-2}\Delta \sin^2 \theta]\Sigma^{-1} \sin^2 \theta \quad (5)$$

$$\Sigma \equiv r^2 + a^2c^{-2} \cos^2 \theta \quad (6)$$

$$\Delta \equiv r^2 - 2GMc^{-2}r + a^2c^{-2} + q^2 \quad (7)$$

$$\equiv (r - r_h^{\text{out}})(r - r_h^{\text{inn}}), \quad (8)$$

where M is the black hole mass, $a = J/M$ is the specific angular momentum, q is related to the charge Q by

$$q = \frac{GQ^2}{4\pi\epsilon_0 c^4},$$

and the outer horizon is located at

$$r_h^{\text{out}} = GMc^{-2} + [(GMc^{-2})^2 - a^2c^{-2} - q^2]^{1/2}. \quad (9)$$

There is an inner event horizon located at:

$$r_h^{\text{inn}} = GMc^{-2} - [(GMc^{-2})^2 - a^2c^{-2} - q^2]^{1/2}. \quad (10)$$

An essential singularity occurs when $g_{tt} \rightarrow \infty$; this happens if $\Sigma = 0$. This condition implies:

$$r^2 + a^2c^{-2} \cos^2 \theta = 0. \quad (11)$$

Such a condition is fulfilled only by $r = 0$ and $\theta = \frac{\pi}{2}$. This translates in Cartesian coordinates to:^{***}

$$x^2 + y^2 = a^2c^{-2} \quad \text{and} \quad z = 0. \quad (12)$$

The singularity is a ring of radius ac^{-1} on the equatorial plane. If $a = 0$, then a Schwarzschild's point-like singularity is recovered. If $a \neq 0$ the singularity is not necessarily in the future of all events at $r < r_h^{\text{inn}}$: this means that the singularity can be avoided by some geodesics.

The Kerr-Newman solution is a non-vacuum solution. It shares with the Kerr and Reissner-Nordström solutions the existence of two horizons, and as the Kerr solution it presents an ergosphere (a region where space-time is dragged around the black hole). At a latitude θ , the radial coordinate for the ergosphere is:

$$r_e = GMc^{-2} + [(GMc^{-2})^2 - a^2c^{-2} \cos^2 \theta - q^2]^{1/2}. \quad (13)$$

As the Kerr metric for an uncharged rotating mass, the Kerr-Newman interior solution exists mathematically but is probably not representative of the actual metric of a physically realistic rotating black hole because of stability problems. The surface area of the horizon is:

$$A_{\text{KN}} = 4\pi(r_h^{\text{out}^2} + a^2c^{-2}). \quad (14)$$

The Kerr-Newman metric represents the simplest stationary, axisymmetric, asymptotically flat solution of Einstein's equations in the presence of an electromagnetic field in four dimensions. Any Kerr-Newman source has its rotation axis aligned with its magnetic axis (Punsly, 1998). Thus, a Kerr-Newman source is

^{***}The relation with Boyer-Lindquist coordinates is $z = r \cos \theta$, $x = \sqrt{r^2 + a^2c^{-2}} \sin \theta \cos \phi$, $y = \sqrt{r^2 + a^2c^{-2}} \sin \theta \sin \phi$.

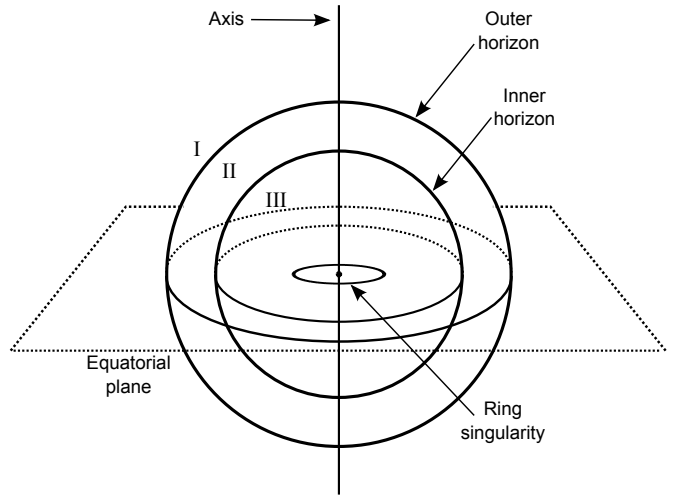


Figure 2: Structure of a Kerr-Newman black hole.

different from commonly observed astronomical bodies, for which there might be a substantial angle between the rotation axis and the magnetic moment (as observed in pulsars). In Fig. 2, I present a sketch of the structure of a theoretical Kerr-Newman black hole.

4. Thermodynamics

The area of a Schwarzschild black hole is

$$A_{\text{Schw}} = 4\pi r_{\text{Schw}}^2 = \frac{16\pi G^2 M^2}{c^4}. \quad (15)$$

In the case of a Kerr-Newman black hole,

$$A_{\text{KN}} = 4\pi \left(\frac{GM}{c^2} + \frac{1}{c^2} \sqrt{G^2 M^2 - GQ^2 - a^2} \right)^2 + 4\pi \frac{a^2}{c^2}. \quad (16)$$

Notice that expression (16) reduces to (15) for $a = Q = 0$.

When a black hole absorbs a mass δM , its mass increases to $M + \delta M$, and hence, the area increases as well. Since the horizon can be crossed in just one direction, the area of a black hole can only increase. This suggests an analogy with entropy (Bekenstein, 1973). A variation in the entropy of the black hole will be related to the heat (δQ) absorbed through the following equation:

$$\delta S = \frac{\delta Q}{T_{\text{BH}}} = \frac{\delta M c^2}{T_{\text{BH}}}. \quad (17)$$

Particles trapped in the black hole will have a wavelength:

$$\lambda = \frac{\hbar c}{kT} \propto r_{\text{Schw}}, \quad (18)$$

where k is the Boltzmann constant, and the proportionality requires a constant smaller than 1. Then,

$$\xi \frac{\hbar c}{kT} = \frac{2GM}{c^2},$$

where ξ is the mentioned numerical constant. Hence, we can associate a temperature to the black hole:

$$T_{\text{BH}} = \xi \frac{\hbar c^3}{2GkM},$$

and

$$S = \frac{c^6}{32\pi G^2 M} \int \frac{dA_{\text{Schw}}}{T_{\text{BH}}} = \frac{c^3 k}{16\pi \hbar G \xi} A_{\text{Schw}} + \text{constant}.$$

A quantum mechanical calculation of the horizon temperature in the Schwarzschild case leads to $\xi = (4\pi)^{-1}$. So,

$$T_{\text{BH}} = \frac{\hbar c^3}{8GMk} \cong 10^{-7} \text{K} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right). \quad (19)$$

Then, we can write the entropy of the black hole as:

$$S = \frac{kc^3}{4\pi \hbar G} A_{\text{Schw}} + \text{constant} \quad (20)$$

$$\sim 10^{77} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 k \text{ JK}^{-1}. \quad (21)$$

The formation of a black hole implies a huge increase of entropy: a star has an entropy ~ 20 orders of magnitude lower than the corresponding black hole. This tremendous increase of entropy is related to the loss of all the structure of the original system (a collapsing star or a cloud of gas) once the black hole is formed.

The analogy between area and entropy allows to state a set of laws for black hole thermodynamics (Bardeen et al., 1973):

- First law (energy conservation): $dM = T_{\text{BH}}dS + \Omega_+dJ + \Phi dQ + \delta M$. Here, Ω_+ is the angular velocity, J the angular momentum, Q the electric charge, Φ the electrostatic potential, and δM is the contribution to the change in the black hole mass due to the change in the external stationary matter distribution.
- Second law (entropy never decreases): in all physical processes involving black holes the total surface area of all the participating black holes can never decrease.
- Third law (Nernst's law): the temperature (surface gravity) of a black black hole cannot be zero. Since $T_{\text{BH}} = 0$ with $A \neq 0$ for extremal charged and extremal Kerr black holes, these are thought to be limit cases that cannot be reached in Nature.
- Zeroth law (thermal equilibrium): the surface gravity (temperature) is constant over the event horizon of a stationary axially symmetric black hole.

5. Quantum fields around black holes

In the current physical view, the world is a collection of quantum fields existing in spacetime. The vacuum state $|0\rangle$ of these fields can be excited to form a Fock basis of the quantized field:

$$|1_k\rangle = a_k^\dagger |0\rangle. \quad (22)$$

Successive applications of the operator a_k^\dagger yield:

$$a_k^\dagger |n_k\rangle = (n+1)^{1/2} |(n+1)_k\rangle. \quad (23)$$

In Minkowski space, a preferred basis can be constructed using the specific symmetries of this space (the Poincaré group). Then, if $N_k = a_k^\dagger a_k$ is the operator number of particles, we get

$$\langle 0|N_k|0\rangle = 0, \quad \text{for all } k. \quad (24)$$

This means that the expectation value for all quantum modes of the vacuum is zero: if there are no particles associated with the vacuum state in one reference system, then the same is valid in all of them. In curve space-time this is not valid any longer: general spaces do not share the Minkowski symmetries, and hence the number of particles is not a relativistic invariant. In particular, the presence of a black hole horizon induces a polarization of the vacuum in such a way that a detector at infinity will measure a net flux of thermal particles:

$$\langle 0|T_{\mu\nu}|0\rangle = \frac{\kappa^2}{48\pi}, \quad (25)$$

where $\kappa = 8\pi G/c^4$, as before. The radiation has a Planckian distribution with a temperature $T_{\text{BH}} = \kappa/2\pi k$, in agreement with 19 (see Birrell & Davies 1982 for details). Therefore, quantum field theory reveals the mechanism hidden behind the phenomenological considerations of the previous section. It is not the black hole itself that emits radiation, but the quantum fields in the presence of an event horizon.

6. Controversies

A number of important controversies have arisen from recent research on black holes. Below I will comment on some of them.

6.1. Singularities

The term “singularity” is often abused in the context of general relativity. It is usual to see this term as the subject of sentences such as “the singularity is at the center of the black hole” or “the singularity is strong”. These expressions and many others found in the literature lead many people to think that singularities are some kind of physical entities where some general physical principles such as causality are not valid any longer. This is incorrect. Singularities are not things or any other kind of existents. Nay, they are features of some mathematical models of spacetime. There are not such a thing as singularities. Rather, there are singular spacetime models in general relativity.

A spacetime is said to be singular if the manifold M that represents the system of all events is incomplete; and a manifold is incomplete if it contains at least one inextendible curve. A curve $\gamma : [0, a) \rightarrow M$ is inextendible if there is no point p in M such that $\gamma(s) \rightarrow p$ as $a \rightarrow s$, i.e. γ has no endpoint in M . So, singularities are defects in our modelling of spacetime with continuous manifolds. And these defects are of different type from the singularities that appear in electromagnetism or Newtonian gravity. For example, the Newtonian potential of a mass m is Gm/r . This potential diverges at $r = 0$. But the location $r = 0$ is well defined in the theory. It just happens that the magnitude of the potential

becomes unbounded at that point. The situation in general relativity is quite different. Spacetime itself ceases to exist in a singular spacetime model. There is no location where this happens, since the very concept of location requires spacetime to exist. The singularity, then, has no way to interact with the real world. Whatever happens in the pathological region of a singular spacetime model, we cannot say within that model. It is as impossible as to speak without using a language. The reason is simple: to speak *is* to use a language! In a similar way, if you do not have spacetime, you cannot predict the evolution of physical systems using general relativity, because any prediction in this theory is a prediction about the motion of physical systems in spacetime.

We can sum up all this saying that general relativity is incomplete: it cannot describe completely the spacetime inside a black hole.

Now, everyone knows that there are some theorems about gravitational collapse in general relativity that state that even if the collapse is not symmetric, a singular spacetime results if some conditions hold (Penrose, 1965). These singularity theorems are not theorems that imply the physical existence, under some conditions, of spacetime singularities. Material existence cannot be formally implied.

In general, existence theorems imply that under certain assumptions there are functions that satisfy a given equation, or that some concepts can be formed in agreement with some explicit syntactic rules. Theorems of this kind state the possibilities of some formal system or language. Such possibilities, although not obvious in many occasions, are always a necessary consequence of the assumptions of the formal system.

In the case of the singularity theorems of classical field theories like general relativity, what is implied is that under some assumptions the solutions of the equations of the theory are defective beyond repair. The correct interpretation of these theorems is that they point out the incompleteness of the theory: there are some statements that cannot be made within the theory. In this sense (and only in this sense), the theorems are like Gödel's famous theorems of mathematical logic (Romero, 2012).

6.2. Information paradox

“Is information destroyed by black holes?” This is a question often heard in the popular scientific press and even in academic journals. The interest in this supposed problem is additionally sparked by the notorious changes of opinion of Stephen Hawking, a popular persona always at the center of public attention. In 1976, he answered by the positive (Hawking, 1976), recently by the negative (Hawking, 2015).

Most of the discussion of the so-called information paradox is misfocused because of a lack of understanding of the concept of information. What is, exactly, information? This word is a polysemic term. In ordinary usage it designates a property of languages (the propositional content of a signal). Therefore, there is no “law of conservation” of the information, nor it is true that information can never decrease. In fact, it

may disappear, as anyone who has lost a hard disk can corroborate.

Some authors confuse “information” with “entropy”, which is a thermodynamic concept. Others, with time invariance of the solutions of an equation. So, according to the level of confusion we can differentiate several supposed paradoxes. Let us see.

- **“Entropic paradox”**: The entropy of black holes decreases when they evaporate. This is supposed to be a paradox because of, we are said, black holes would violate the second law of thermodynamics.

The second law of thermodynamics demands only that the total entropy of a closed system is either maximum or increases. A black hole is not a closed system, then there is no violation if its entropy decreases. A generalized second law is perfectly valid:

$$d(S_{\text{BH}} + S_{\text{Universe}})/dt > 0. \quad (26)$$

- **“Paradox of predictability”**: This is another pseudo-problem. It is a fact that we cannot predict the state of the Universe after the evaporation of the black hole just using general relativity and quantum mechanics. This is, professedly, paradoxical. The answer is trivial: of course we cannot! General relativity is an incomplete theory as the singularity theorems clearly show. There is no paradox, just the need of a better description of nature.

- **The paradox of the loss of unitary evolution**: This is nowadays the most amply discussed paradox. I remind that, in order to say that a system has unitary evolution, the final state must evolve from the initial state and this evolution must be reversible. Black holes seem to be objects that do not behave in this way if they evaporate.

Let us consider a quantum system in a pure state and let it fall into a black hole. Let us wait a certain amount of time until the hole has evaporated enough to return to its previous mass. First we had a pure state and a black hole of mass M . Afterwards, we have a thermal state and a black hole of the same mass M . Physically, both black holes are indistinguishable. There is, then, a process that (apparently) turns a pure state into a thermal state. But a thermal state is a mixed state, so unitary evolution does not occur. We cannot retrodict the initial state from the final one and the physical laws. In technical jargon, the black hole has performed a non unitary transformation on the state of the system. Standard quantum mechanics is violated.

There are several possible solutions to this problem:

- Quantum mechanics fails at the horizon. This is a heavy hypothesis. Quantum mechanics is a very robust theory and no one, ever, has detected any problem with it.
- Relativity fails at the horizon. This is the favorite option of particle physicists. What is supposed to fail is the equivalence principle at the horizon. The so-called “firewalls” are an example of the proposals put forth by particuleers. A firewall is a chaotically violent surface of highly energetic

quantum states located close to the infinite redshift surface of the black hole. The only way this can happen is if the quantum state in the part of the slice inside the black hole has no dependence on the initial state. This is effectively a “bleaching” of the “information”: all distinctions between the initial states of infalling matter are expunged before the system crosses the global event horizon. A regular horizon implies increasing the entanglement. Conversely, if entanglement is to decrease, then the state at the horizon cannot be the vacuum. This is the firewall argument in a nutshell. As a consequence, the equivalence principle is no longer valid.

- Hawking radiation does not exist. This solution suggests that there is something wrong with the application of quantum field theory to curved spacetime. But nobody knows what.
- Black holes do not exist. Several authors have suggested that there is not such a thing as a black hole in the Universe. Several alternative objects like fuzzy balls, gravastars, boson stars, and taquionic condensates have been proposed. These objects are a lean medicine: they are far more complicated than black holes and are plagued with problems of their own, from instabilities to the invocation of unknown fields or states of matter.
- A final option, suggested by Roger Penrose, is that, indeed, the evolution of the quantum system is not unitary and there is no problem. This is the “accept the reality as it is” solution.

Whatever is going on here, it is likely that the actual situation will become clear only when a quantum theory of gravity be available.

6.3. Cosmological black holes

Black hole solutions as those described in Sect. 3. represent stationary regions in a static background spacetime. The real Universe, however, is expanding. Moreover, it seems to expand in an accelerated way. Since both the black hole and the global spacetime itself are expanding, this expansion should be taken into account in the description of the black hole, at least on long timescales.

McVittie (1933) was the first to combine a Schwarzschild solution with a Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) background metric to find the effects of the expanding Universe on a massive object. McVittie metric is based on the following assumptions: 1) at large distances from the compact object the metric is given approximately by the FLRW expression; 2) when the expansion is ignored (i.e. when the scale factor $a(t) = a_0$ is constant), Schwarzschild metric is recovered; 3) the metric must be a consistent solution to Einstein’s field equations with a perfect fluid energy-momentum tensor, and 4) there is no radial matter infall.

McVittie metric, with the assumption that the mass

of the black hole increases with the scale factor $a(t)$ in the form $M_{\text{BH}}(t) = M_0 a(t)$, reads (for a flat universe):

$$ds^2 = - \frac{\left\{ 1 - \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \right\}^2}{\left\{ 1 + \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \right\}^2} dt^2 + a(t)^2 \left\{ 1 + \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \right\}^4 (dr^2 + r^2 d\Omega^2); \quad (27)$$

whereas for the open and closed Friedmann models, the corresponding metrics take the form:

$$ds^2 = - \frac{\left\{ 1 - \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \left(1 \pm \frac{r^2}{4R_0^2} \right)^{1/2} \right\}^2}{\left\{ 1 + \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \left(1 \pm \frac{r^2}{4R_0^2} \right)^{1/2} \right\}^2} dt^2 + \frac{\left\{ 1 + \frac{[M_0 a(t)]}{2[r a(t)]} \left(1 \pm \frac{r^2}{4R_0^2} \right)^{1/2} \right\}^4}{\left(1 \pm \frac{r^2}{4R_0^2} \right)^2} a(t)^2 (dr^2 + r^2 d\Omega^2). \quad (28)$$

It is not trivial to show that these metrics represent a black hole. Actually, the validity of the metrics 28 as a correct description of a compact object embedded in a curve FLRW spacetime has been recently questioned (Nandra et al., 2012). In the flat metric there are 2 horizons; one is an event horizon, and the other a cosmological horizon. Contrary to Schwarzschild metric, however, the horizon at $r = M_0/2a(t)$ is singular, corresponding to a divergent pressure. The interpretation of this singularity has been under debate for some time, but it is clear that it corresponds to the event horizon from which the background fluid cannot escape. Most authors agree on that McVittie solution is only valid for $> M_0/2a(t)$.

So far no solution for a Kerr metric embedded in a FLRW spacetime is known. In addition, little is known of the properties of black hole spherically symmetric solutions in evolving universes. This is an open topic that certainly deserves further attention.

6.4. Mimickers

Black holes are characterised by horizons, which are null surfaces of infinite redshift. This is what makes these regions of spacetime “black”. In practice, however, a surface of infinite redshift is almost impossible to differentiate from a surface of *almost* infinite redshift. This fact has been used to create models of compact objects other than black holes, such as gravastars. Such objects have problems of stability and their existence in the real Universe seems implausible. The problem of stability can be circumvented if the object of extremely high redshift is itself dynamical. One possibility are Dark Stars (e.g. Barceló et al. 2008): ever collapsing stars that, nonetheless, never develop horizons. To achieve this, quantum

effects are usually invoked. Another possibility is to explore gravitational collapse of matter with an equation of state such that a smooth transition is allowed from a polytropic state to a state of infinite rigidity in order to enforce a bounce.

An equation of state of this type has been recently proposed by Mbonye & Kazanas (2005) and used to describe a regular black hole interior. This interior, however, was demonstrated to be dynamically and thermodynamically unstable by Pérez et al. (2013). Nevertheless, Pérez & Romero (2016) have recently shown that a black hole can be mimicked by a bouncing system described by the Mboyné-Kazanas equation of state if the bounce occurs on timescales longer than the Hubble time. The bounce occurs when the coasting matter reaches a regime of full rigidity, located well beyond the nuclear density, but below the densities necessary to produce a stellar-mass black hole.

Properties of dynamical mimickers such as Hawking radiation remain mostly unexplored, as well as cosmological effects in their evolution.

7. The importance of black holes: philosophical remarks

Black holes are the most extreme objects known in the Universe. Our representations of physical laws reach their limits in them. The strange phenomena that occur around black holes put to the test our basic conceptions of space, time, determinism, irreversibility, information, and causality. It is then not surprising that the investigation of black holes has philosophical impact in areas as diverse as ontology, epistemology, and theory construction. In black holes, in a very definite sense, we can say that philosophy meets physics, and, hopefully, experiment. Philosophers have almost paid no attention to the problems raised by the existence of black holes in the real world. For a notable and solitary exception see Weingrad (1979); a recent discussion of some ontological implications of black holes can be found in Romero & Pérez (2014); for a review see Romero (2014).

Among other philosophically important topics, the existence of black holes can be invoked to argue for substantivalism (the doctrine that spacetime is a physical entity, see Romero 2015), for the existence of discrete spacetime (Romero 2015), and to refute presentism, the idea that only the present is real (Romero & Pérez 2014). Many other issues remain to be studied.

8. Final comments

Black holes are the key ingredient in the mechanisms producing the most violent phenomena in the Universe, from gamma-ray bursts to active galactic nuclei. They are also essential for galaxy formation and evolution. These strange objects hide in their interior ultra compact remnants of collapsed stars and gas clouds. Our current knowledge of the laws of physics is not enough to explain these eerie entities. Black holes offer a unique framework where both large scale and microscopic interactions interplay in different regimes of the gravita-

tional field. Research in both astrophysics and theoretical physics is necessary to shed some light upon the dark nature of these objects.

Acknowledgements: This work is supported by ANPCyT under grant PICT 00878 and by grant AYA2013-47447-C3-1-P (Spain).

References

- Barceló C., et al., 2008, *Physical Review D*, 77, 044032
 Bardeen J. M., Carter B., Hawking S. W., 1973, *Communications in Mathematical Physics*, 31, 161
 Bekenstein J. D., 1973, *Physical Review D*, 7, 2333
 Birrell N. D., Davies P. C. W., 1982, *Quantum fields in curved space*. Cambridge University Press
 Frolov V. P., Novikov I. D., 1998, *Black hole physics : basic concepts and new developments*. Kluwer Academic Publishers
 Hawking S. W., 1976, *Physical Review D*, 14, 2460
 Hawking S. W., 2015, *ArXiv e-prints*
 Hawking S. W., Ellis G. F. R., 1973, *The large-scale structure of space-time*. Cambridge University Press
 Mbonye M. R., Kazanas D., 2005, *Physical Review D*, 72, 024016
 McVittie G. C., 1933, *MNRAS*, 93, 325
 Nandra R., Lasenby A. N., Hobson M. P., 2012, *MNRAS*, 422, 2931
 Newman E. T., et al., 1965, *Journal of Mathematical Physics*, 6, 918
 Penrose R., 1965, *Physical Review Letters*, 14, 57
 Pérez D., Romero G. E., 2016, *General Relativity and Gravitation*, in preparation
 Pérez D., Romero G. E., Perez-Bergliaffa S. E., 2013, *International Journal of Theoretical Physics*, 53, 734
 Punsly B., 1998, *ApJ*, 498, 640
 Romero G. E., 2012, *Foundations of Science*, 18, 297
 Romero G. E., 2014, *Philosophical Issues of Black Holes*. Nova Science Publishers, NY, pp 27–58
 Romero G. E., 2015, *Foundations of Science*, in press, pp 1-19
 Romero G. E., Pérez D., 2014, *European Journal for Philosophy of Science*, 4, 293
 Romero G. E., Vila G. S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*. Vol. 876 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag
 Wald R. M., 1984, *General relativity*. The University of Chicago Press
 Weingrad R., 1979, *Synthese*, 1, 191



A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD 93129A

S. del Palacio¹, G.E. Romero^{1,2}, V. Bosch-Ramon³, & P. Benaglia^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP*

³ *Departament d'Astronomia i Meteorologia, Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, Barcelona, Spain*

Contact / sdelpalacio@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Recientemente se logró resolver la región de colisión de vientos del sistema binario HD 93129A, uno de los más masivos de la Galaxia, utilizando interferometría de larga base. En este trabajo desarrollamos un modelo radiativo para la región de colisión de vientos. Nuestro modelo tiene en cuenta la aceleración y evolución de las partículas a medida que se mueven a lo largo de las líneas de fluido, su emisión a través de distintos procesos radiativos, y la atenuación de dicha radiación al propagarse por distintos campos locales. Reproducimos los datos observacionales disponibles en la banda de radio, y analizamos la detectabilidad de la fuente en rayos X duros y rayos γ . También predecimos cómo cambiará la emisión del sistema en los próximos años a medida que las estrellas se acerquen entre sí, y desarrollamos mapas sintéticos a 2.3 GHz y 8.6 GHz que servirán como referencia para interpretar futuras observaciones en estas bandas. De acuerdo a nuestros resultados, la emisión no térmica del sistema se incrementará, por lo que será posible determinar la naturaleza (hadrónica y/o leptónica) de las partículas relativistas emisoras a partir de observaciones a altas energías con instrumentos como *NuSTAR*, *Fermi* y CTA. A su vez, se podrá restringir el valor del campo magnético en la región de colisión de vientos estelares e, indirectamente, en la superficie de estrellas muy masivas.

Abstract / Recently, the wind collision region of the system HD 93129A was resolved for the first time using very large baseline interferometry. This system is one of the most massive known binaries in our Galaxy. In this work we develop a broadband radiative model for the wind collision region. The model takes into account the evolution of accelerated particles streaming along the shocked region, their emission through different radiative processes, and the attenuation of the radiation while it propagates across all local fields. We reproduce the available radio data, and analyze the consequent detectability of the source in hard X/gamma-rays. We predict how the emission from the system will evolve in the forthcoming years when the stars come closer, and we also provide synthetic radio maps that allow to interpret the future observations with very large baseline interferometry in 2.3 GHz and 8.6 GHz. According to our results, the non-thermal emission from this system will enhance in the near future. With instruments such as *NuSTAR*, *Fermi*, and CTA, it will be possible to determine whether the relativistic particle content is hadron or lepton dominated, and other parameters such as the strength of the magnetic field in the wind collision region and, indirectly, the magnetic field in the surface of the very massive stars.

Keywords / stars: winds, outflows — radiation mechanisms: non-thermal — acceleration of particles

1. Introduction

Early-type stars produce powerful stellar winds with mass-loss rates $\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and wind terminal velocities $v_{\infty} \sim 1000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$. In massive binary systems, these winds interact with each other; we refer to these as colliding-wind binaries (CWBs). The radio emission from the winds of single massive stars is of thermal origin and has a characteristic spectral index $\alpha \sim 0.6^*$ (Wright & Barlow, 1975). However, in about 40 massive binaries a non-thermal (NT) component, usually with $\alpha < 0$, has also been reported (De Becker & Rauq, 2013). In a few cases very large baseline interferometry observations resolved the NT emission region and confirmed their association with the winds collision. The detection of NT emission indicates that relativistic particle acceleration is taking place in these systems,

probably through first-order diffusive shock acceleration (DSA) in the strong, supersonic shocks produced in the wind-collision region (WCR). The relativistic electrons interact both with the magnetic field and with the stellar UV field, producing low energy synchrotron photons and high-energy (HE) photons through inverse Compton (IC) scattering, respectively (Eichler & Usov, 1993; Benaglia & Romero, 2003; Reiterberger et al., 2014).

The system HD 93129A, located at a distance of 2.3 kpc, is among the earliest, hottest, most massive and luminous binaries in the Galaxy. The primary is an O2 If* star, and the secondary is likely an O3.5 V star. The estimated system mass is $200 \pm 45 M_{\odot}$ (Maíz Apellániz et al., 2008). The angular separation between the components was $D_{\text{proj}} = 55 \text{ mas}$ in 2003, 36 mas in 2008, and 27 mas in 2013. The inclination of the orbit is unknown, and therefore only a lower limit of 80 au can be given for the linear separation in 2008

*The flux density at a frequency ν is $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$.

(see Benaglia et al., 2015a, and references therein). The available data at radio-frequencies (Benaglia et al., 2015b) allow to characterize the injection spectrum of relativistic particles in the WCR. Using this as an input we predict the behavior of the system in the HE domain. Notice that the NT emission from IR to soft X-rays is completely overcome by the thermal emission from the stars and/or the WCR, so the signatures of relativistic particles in the Spectral Energy Distribution (SED) are limited to radio and potentially to γ -rays. In particular, we are interested in determining the orbital phase at which HD 93129A is most suitable for being observed in γ -rays. So far, η -Carinae (Tavani et al., 2009) and WR 11 (Pshirkov, 2015) are the only CWBs observed at HE, and we intend to predict whether HD 93129A is a promising candidate to join the family of γ -ray emitting, massive star binaries.

2. Model

The stellar winds collide forming an interaction region bounded on either side by the termination shocks of the winds. In our model the WCR is treated as a two thin-layer structure, where each shock is adiabatic and has different properties according to the conditions of the respective incoming wind. We consider the winds to be spherical and smooth (i.e., clumping negligible), and that they reach their terminal velocity on scales much smaller than the system scale (i.e., $v_w(r) = v_\infty \sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ for both stars). We characterize the relevant thermodynamical quantities in either shock with approximated analytical prescriptions. In different locations of the WCR relativistic particles are injected assuming DSA and subject to the constraints provided by radio observations. These particles are followed as they stream along the field lines in a 2D plane, and different line-emitters are distributed to account for a 3D geometry similar to a parabolic cone. Assuming a steady state, i.e., neglecting orbital effects, the fluid lines have azimuthal symmetry, although a 3D dependence arises when computing some emission and absorption processes which depend also on the observer direction. The relativistic particles cool through different processes. The most relevant ones are, for electrons, synchrotron, relativistic Bremsstrahlung, and anisotropic IC, whereas for protons only pp interactions. We take into account Razin-Tsytovich suppression for low-energy synchrotron photons, as well as free-free absorption (FFA) in the stellar wind as the photons propagate towards the observer. Similarly, we calculate the $\gamma - \gamma$ absorption of HE photons in the stellar photon field, though this correction is very small in such a wide system.

3. Results

We apply the model described in Sec. 2. fixing the values of several parameters: system inclination $i = 10^\circ$, fraction of injected energy that goes into NT particles equal to 0.3, electrons and protons in equipartition, wind momentum ratio $\eta = 0.5$, stellar mass-loss

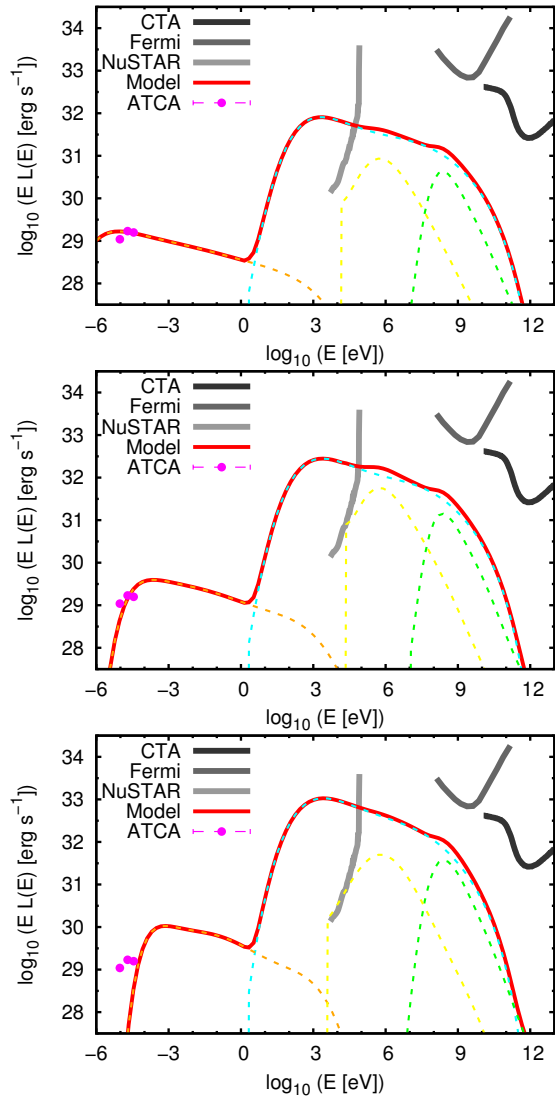


Figure 1: Broadband SEDs for the epoch of radio observations (top), roughly the present epoch (middle), and roughly the periastron passage (bottom). Dashed lines indicate contributions from synchrotron (orange), IC (cyan), relativistic Bremsstrahlung (yellow), and pp (green); the filled red curve is the total emission. We show instrument sensitivity curves for 1-Ms NuSTAR (grey), 4-yr *Fermi* (dark grey), and 50-h CTA (black).

rate of the primary derived from the radio observations ($\dot{M}_1 = 3 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, which is a factor ~ 5 larger than the one derived from X-rays), and a magnetic-field strength obtained from fixing $u_{\text{mag}}/u_{\text{thermal}} = 0.07$. Those parameters are selected in order both to reproduce the 2008 radio observations and also to maximize the possible HE outcome. We calculate the broadband SED for the epoch of observation, when the distance between the two stars was D , and repeat the calculations for closer distances, $D/3$ (roughly the present time), and $D/10$ (roughly the periastron passage). The different SEDs presented in Fig. 1 show that the flux at 2.3 GHz is getting fainter with time due to increased FFA (as photons have to travel through denser regions of the winds), whereas this effect is not so important at

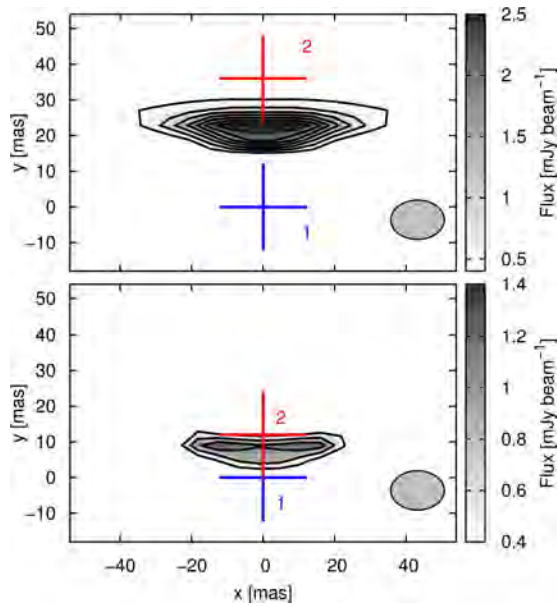


Figure 2: Synthetic radio maps at 2.3 GHz for a binary separation of the epoch of the radio observations (top), and for roughly the present epoch (bottom). The contours start at $0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$ and increase in $0.3 \text{ mJy beam}^{-1}$.

8.6 GHz unless the star separation has reached its minimum. The IC luminosity increases as the stars get closer due to the higher energy density of the stellar photon field.

All the information from the spatially resolved radio observations is only partially contained in the SED. Therefore we contrast the outcome of our model with the morphology present in the radio maps. For that purpose we produce synthetic radio maps at two frequencies, 2.3 GHz and 8.6 GHz, for the epoch of observation and the present epoch, shown in Figs. 2 and 3. We can appreciate that the size of the emitting region at 2.3 GHz is comparable to the one seen in the maps of Benaglia et al. (2015b). The maps also show that future observations at 8.6 GHz should be able to track the evolution of the WCR, as it is becoming brighter with time.

4. Conclusions

This work had two main purposes: the first was to show the link between radio- and HE-astronomy, in particular how radio data can be used to make predictions at HE using physical models; the second was to assess future observational campaigns of HD 93129A at radio and HE frequencies. Our model reproduced fairly well the radio observations, and it showed that it is possible to explain the low-energy cutoff in the SED by means of free-free absorption in the stellar winds. However, it required high stellar mass-loss rates (larger than the ones derived from X-rays observations), and a low inclination of the orbit (whereas the preliminary orbital fits favor high inclinations instead). Therefore, such scenario is in tension with the observational data. Another possible explanation for the low-energy cutoff in the SED is a cor-

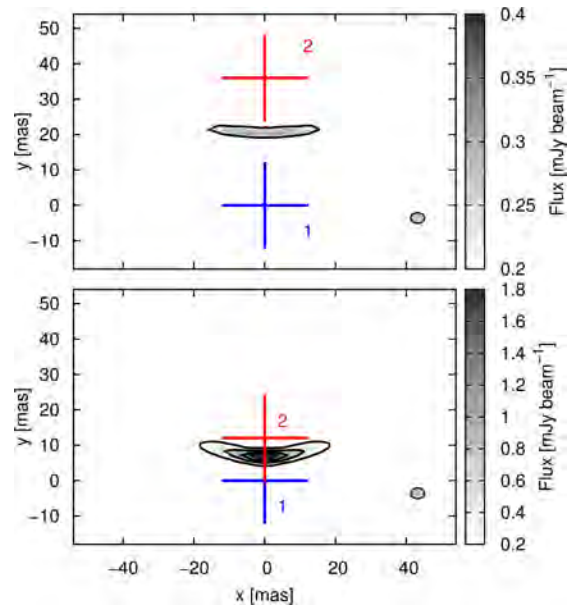


Figure 3: Same as Fig. 2 but at 8.6 GHz. The contours start at $0.2 \text{ mJy beam}^{-1}$ and increase in $0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$.

responding low-energy cutoff in the electron energy distribution, which will be studied in a future work. Nevertheless, the results presented in this work provide a conclusive insight on how future observations of the system HD 93129A at 1–10 GHz radio frequencies can disentangle the nature of the radio absorption/suppression mechanism. Moreover, observations in the hard X-ray range (10–100 keV) would provide tighter constraints to the electron-to-proton ratio, the magnetic field strength, and the high-energy particle distribution. We predict that this source is not expected to be a strong γ -ray emitter, although it is possible that it will be detectable by *Fermi* and/or CTA during the periastron passage.

Acknowledgements: This work was supported by ANPCyT (PICT 2012-00878). V.B.R. acknowledges financial support from MICINN and European Social Funds through a Ramón y Cajal fellowship. This research has been supported by the Marie Curie Career Integration Grant 321520, and MDM-2014-0369 of ICCUB (Unidad de Excelencia “María de Maeztu”). V.B.R. and G.E.R. acknowledges support by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) under grant AYA2013-47447-C3-1-P. S.d.P. acknowledges CONICET for financial through a doctoral fellowship. The acknowledgment extends to the whole GARRA group.

References

- Benaglia P., et al., 2015a, *A&A*, 579, A99
- Benaglia P., et al., 2015b, *A&A*, 579, A99
- Benaglia P., Romero G. E., 2003, *A&A*, 399, 1121
- De Becker M., Raucq F., 2013, *A&A*, 558, A28
- Eichler D., Usov V., 1993, *ApJ*, 402, 271
- Maíz Apellániz J., et al., 2008, in *RMAASC Vol. 33*, The stellar upper mass limit in the solar neighborhood. p. 55
- Pshirkov M. S., 2015, *ArXiv e-prints*
- Reitberger K., et al., 2014, *ApJ*, 789, 87
- Tavani M., et al., 2009, *ApJL*, 698, L142
- Wright A. E., Barlow M. J., 1975, *MNRAS*, 170, 41



Estrellas híbridas: una aproximación semianalítica a temperatura finita

M. Mariani^{1, 2} & M. Orsaria^{1, 2}

¹ *Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / mariani@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A partir de la construcción semianalítica de una ecuación de estado que tiene en cuenta materia nuclear y de quarks a temperatura finita, estudiamos la posibilidad de que las protoestrellas de neutrones, sean protoestrellas híbridas cuyos núcleos están formados por materia de quarks. Obtenemos la relación masa-radio y discutimos las restricciones recientes de masas y radios para las estrellas de neutrones, considerando los púlsares PSR J1614–2230 y PSR J0348+0432.

Abstract / Starting from the semi-analytic construction of an equation of state which takes into account nuclear and quark matter at finite temperature, we study the possibility that proto-neutron stars, be proto-hybrid stars whose cores are composed of quark matter. We obtain the mass-radius relationship and discuss the latest constraints on masses and radii of neutron stars, considering the pulsars PSR J1614–2230 and PSR J0348+0432.

Keywords / stars: neutron — dense matter — equation of state

1. Introducción

Las estrellas de neutrones son objetos compactos que pueden ser utilizados como laboratorios astrofísicos ideales para el estudio de temas fundamentales de la astronomía y la física de partículas. Dichos temas incluyen la física gravitacional en el régimen de campo fuerte, la influencia de campos magnéticos intensos, la superfluidez y la superconductividad, las fuerzas nucleares sometidas a condiciones extremas y las posibles transiciones de fase de la materia densa.

La reciente detección de dos estrellas de neutrones masivas, PSR J1614–2230 ($1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$) (Demorest et al., 2010) y PSR J0348+0432 ($2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$) (Antoniadis et al., 2013) cuyas masas fueron determinadas con gran precisión, permite poner a prueba y acotar los modelos de materia nuclear para la construcción de la ecuación de estado (EdE).

A partir de la determinación de la masa de estos púlsares, los astrofísicos debieron replantearse los modelos teóricos para la descripción microscópica de la materia en el interior de las estrellas de neutrones. Algunas de las alternativas para la construcción de la EdE incluye la posibilidad de que estos objetos contengan hiperones (Yamamoto et al., 2014), bariones formados por tres quarks, o bien que dichos hiperones estén contenidos en sus núcleos (Bednarek et al., 2012). Considerando la presencia de estos bariones, las estrellas de neutrones masivas serían posibles, siempre y cuando hubiese un control de la compresibilidad de la materia a través del ajuste de las interacciones entre las partículas involucradas.

Otra posibilidad es que las estrellas de neutrones contengan materia de quarks, en la que sea viable ajus-

tar alguno de los parámetros que media la interacción entre ellos (Bonanno & Sedrakian, 2012; Orsaria et al., 2014). Los modelos más utilizados para el estudio de la materia de quarks en los objetos compactos son el modelo de bolsa del *Massachusetts Institute of Technology* (MIT), (Chodos et al., 1974) y el de Nambu Jona-Lasinio (Nambu & Jona-Lasinio, 1961). Recientemente, ha comenzado a usarse el método del campo correlacionador (MCC), que es una aproximación no perturbativa de la cromodinámica Cuántica, que incluye desde los primeros principios la dinámica del confinamiento (Giacomo et al., 2002).

En este trabajo, construimos la EdE y analizamos la relación masa-radio ($M-R$) de estrellas híbridas, objetos compactos formados por un núcleo de quarks rodeado de una corteza hadrónica, considerando el MCC para la descripción de la fase de quarks a temperatura finita. En la Sec. 2. describimos los modelos de EdE utilizados para la materia de quarks y la materia hadrónica. En la Sec. 3. explicamos la construcción del diagrama $M-R$ para las estrellas híbridas y mostramos los resultados. Por último, en la Sec. 4. presentamos algunas conclusiones y perspectivas.

2. EdE híbrida a temperatura finita

Para el tratamiento del sistema a temperatura finita, trabajamos con unidades naturales, es decir que $c = \hbar = k_B = 1$. De esta manera, la temperatura quedará expresada en dimensiones de energía, por ejemplo MeV.

En su etapa inicial, una protoestrella de neutrones alcanza temperaturas del orden de los 50 MeV

(Lattimer & Prakash, 2004) y por un tiempo de alrededor de un minuto permanece caliente y opaca a los neutrinos. Luego, se vuelve transparente a los neutrinos, transformándose en una estrella de neutrones fría ($T \sim 1$ MeV).

En este trabajo, si bien tendremos en cuenta el efecto de la temperatura, no consideraremos la contribución de los neutrinos en nuestra EdE híbrida.

2.1. EdE para los quarks: método del campo correlacionador

Para la descripción de la materia de quarks u , d y s utilizamos el MCC, recientemente aplicado para el estudio de estrellas híbridas a temperatura cero (Plumari et al., 2013; Logoteta & Bombaci, 2014; Burgio & Zappala, 2015).

El MCC se parametriza en función del condensado gluónico G_2 (que tiene en cuenta efectos no perturbativos de la teoría y caracteriza la fase normal de la materia de quarks) y el potencial quark-antiquark V_1 (que tiene en cuenta el confinamiento). Se estima un valor para $G_2 \simeq 0.012$ GeV⁴, con un 50% de incerteza (Burgio & Zappala, 2015), mientras que 10 MeV $< V_1 < 100$ MeV, como en las referencias Plumari et al. (2013); Logoteta & Bombaci (2014); y Burgio & Zappala (2015).

En el marco de este modelo, la presión del plasma de quarks y gluones resulta

$$P_{\text{qg}} = \sum_{i=u,d,s} P_i + P_g - \frac{9}{64} G_2, \quad (1)$$

donde P_i es la presión de los quarks más la de los antiquarks dada por

$$\begin{aligned} \frac{\pi^2}{T^4} P_i &= \frac{\pi^2}{T^4} (P_q + P_{\bar{q}}) \\ &= \phi_\nu \left(\frac{\mu_q - V_1/2}{T} \right) + \phi_\nu \left(\frac{-\mu_q - V_1/2}{T} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

con

$$\phi_\nu(a) = \int_0^\infty du \frac{u^4}{\sqrt{u^2 + \nu^2}} \frac{1}{\exp[\sqrt{u^2 + \nu^2} - a] + 1}, \quad (3)$$

y $\nu = m_q/T$, donde μ_q y m_q son el potencial químico y la masa de los quarks respectivamente, T es la temperatura y u es una variable de integración. La presión de los gluones es

$$\frac{\pi^2}{T^4} P_g = \frac{8}{3} \int_0^\infty d\chi \chi^3 \frac{1}{\exp(\chi + \frac{9V_1}{8T}) - 1}. \quad (4)$$

Aquí, χ representa una variable de integración.

Dada la Ec. (1), y siguiendo la referencia Masperi & Orsaria (2004), realizamos un doble desarrollo en serie de potencias, en términos de $m_q^2/(u^2 T^2 + m_q^2)^2$ y de $(\mu_q - V_1/2)/T$. Mediante este método, obtuvimos un resultado analítico para calcular las magnitudes termodinámicas a temperatura finita.

En el contexto estelar, consideramos equilibrio beta entre las partículas y conservación de carga eléctrica local dada por

$$2n_u - n_d - n_s - 3n_e = 0, \quad (5)$$

donde $n_{i=u,d,s,e}$ son las densidades numéricas de los quarks y los electrones.

A partir de este planteo, es posible obtener la EdE para la materia de quarks y gluones en la estrella híbrida.

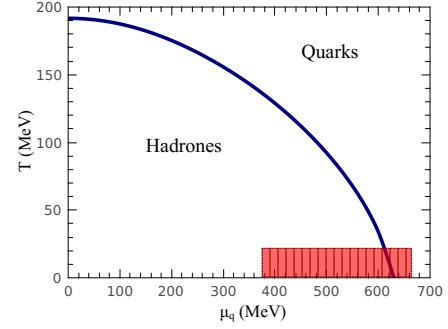


Figura 1: Esquema del diagrama de fases de la cromodinámica cuántica obtenido mediante el MCC. La zona que corresponde a las estrellas de neutrones se indica mediante el recuadro rayado.

A fin de estudiar el comportamiento del MCC y reproducir las características principales del diagrama de fases de la cromodinámica cuántica, calculamos la curva de igualdad de presión entre las fases de quarks y de hadrones en el plano $T - \mu_q$ como muestra la Fig. 1. Los resultados resultan compatibles con aquellos expuestos en Simonov & Trusov (2007).

2.2. EdE para los hadrones

En el caso de la materia hadrónica, utilizamos una tabla disponible en la literatura para obtener la EdE a temperatura finita (Shen et al., 2010, 2011). En esta tabla se considera la aproximación de campo medio relativista para modelar la materia formada por neutrones, protones y leptones. También, en este caso se considera equilibrio beta y neutralidad de carga eléctrica para el cálculo de las magnitudes termodinámicas.

3. Cálculo de las estrellas híbridas

A partir de las EdE para la materia de quarks y hadrónica, estudiamos la posibilidad de una transición de fase hadrón-quark.

Trabajamos bajo la construcción de Maxwell, en la cual se considera una transición de fase abrupta de primer orden a presión constante y con una carga conservada, μ_b , potencial químico bariónico. De esta manera, obtuvimos EdE híbridas (Fig. 2) a partir de las cuales calculamos las configuraciones de equilibrio de la familia de estrellas híbridas. Para ello, integramos simultáneamente la ecuación de equilibrio hidrostático relativista, ecuación Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV), y la ecuación de continuidad de la masa.

Al resolver TOV obtuvimos curvas de soluciones estables en el plano masa-radio ($M-R$) para diferentes valores del conjunto de parámetros de nuestro modelo: consideramos estrellas isothermas con temperaturas de $T = 5, 20$ MeV; también, usamos el parámetro

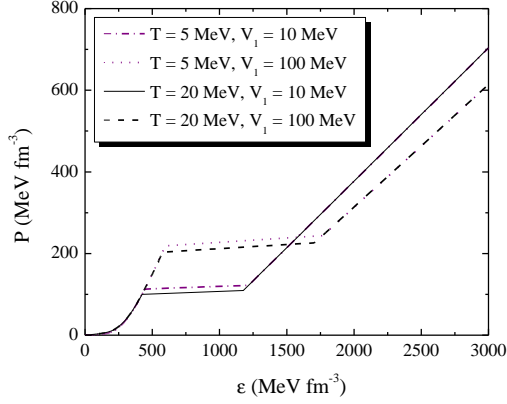


Figura 2: Ecuaciones de estado híbridas para distintos valores de los parámetros del MCC. Las regiones de presión constante corresponden a la transición de fase hadrón-quark. Los cálculos se realizaron con $G_2 = 0.011 \text{ GeV}^4$.

$V_1 = 10, 100 \text{ MeV}$ y mantuvimos constante el parámetro $G_2 = 0.011 \text{ GeV}^4$. Los resultados para la relación $M-R$ se muestran en la Fig. 3.

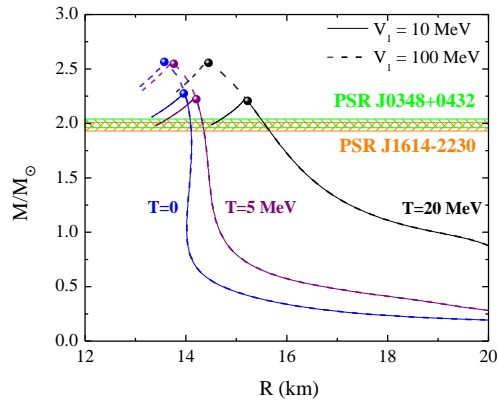


Figura 3: Relación $M-R$ para estrellas híbridas. Las curvas muestran soluciones de equilibrio hidrostático para dos valores del parámetro V_1 del MCC y diferentes temperaturas. Luego de alcanzar la masa máxima, las soluciones son inestables a medida que el radio disminuye. El punto en cada curva indica la región a partir de la cual se encuentran las estrellas híbridas. Las curvas correspondientes a $T = 0$ permiten realizar la contrastación con las masas observadas de los púlsares PSR J1614–2230 y PSR J0348+0432, representadas por las barras horizontales.

4. Conclusiones y perspectivas

La implementación del desarrollo en serie para soluciones semi-analíticas en el marco del MCC permite calcular las EdE del plasma de quarks-gluones para un rango extendido de temperaturas. Además, mediante este tratamiento logramos reproducir consistentemente el dia-

grama de fases simplificado de la cromodinámica cuántica.

Por otro lado, la aplicación de este método al caso de estrellas híbridas permite obtener resultados que reproducen los valores de las masas observados recientemente para estrellas de neutrones. En este sentido, resulta relevante notar que las curvas $M-R$ obtenidas son comparadas con las observaciones de los púlsares PSR J1614–2230 y PSR J0348+0432 (Fig. 3). En nuestro caso, los valores seleccionados para los parámetros del MCC permiten obtener masas máximas mayores que $2 M_\odot$.

Respecto de los radios obtenidos para las diferentes familias de estrellas, tuvimos en cuenta la cota inferior de Chen & Piekarewicz (2015), que establece que las estrellas de neutrones de $1.4 M_\odot$ deben tener radios mayores que $R = 10.7 \text{ km}$ para no violar la causalidad.

Es importante señalar que será necesario incorporar la presencia de neutrinos como producto de la interacción débil y considerar el caso de estrellas híbridas no isotermas, donde la entropía por barión será constante en las diferentes etapas de enfriamiento de la protoestrella híbrida (Steiner et al., 2000). Una vez realizadas estas modificaciones, se deberá recorrer en forma detallada el espacio de los parámetros del modelo y analizar los nuevos resultados obtenidos.

Agradecimientos: Los autores agradecen al CONICET y a la UNLP por el apoyo financiero. También agradecen la minuciosa revisión del manuscrito por parte del árbitro.

Referencias

- Antoniadis J., et al., 2013, *Science*, 340, 6131
- Bednarek I., et al., 2012, *A&A*, 543, A157
- Bonanno L., Sedrakian A., 2012, *A&A*, 539, A16
- Burgio G. F., Zappala D., 2015
- Chen W.-C., Piekarewicz J., 2015, *Phys. Rev. Lett.*, 115, 161101
- Chodos A., et al., 1974, *Phys. Rev.*, D9, 3471
- Demorest P., et al., 2010, *Nature*, 467, 1081
- Giacomo A. D., et al., 2002, *Physics Reports*, 372, 319
- Lattimer J. M., Prakash M., 2004, *Science*, 304, 536
- Logoteta D., Bombaci I., 2014, *J. Phys. Conf. Ser.*, 527, 012021
- Masperi L., Orsaria M., 2004, *Int. J. Mod. Phys.*, D13, 1361
- Nambu Y., Jona-Lasinio G., 1961, *Phys. Rev.*, 122, 345
- Orsaria M., et al., 2014, *Phys. Rev.*, C89, 015806
- Plumari S., et al., 2013, *Phys. Rev.*, D88, 083005
- Shen G., Horowitz C. J., Teige S., 2010, *Phys. Rev.*, C82, 045802
- Shen G., Horowitz C. J., Teige S., 2011, *Phys. Rev.*, C83, 035802
- Simonov Yu. A., Trusov M. A., 2007, *JETP Lett.*, 85, 598
- Steiner A., Prakash M., Lattimer J. M., 2000, *Phys. Lett.*, B486, 239
- Yamamoto Y., et al., 2014, *Phys. Rev.*, C90, 045805



Scalar-Tensor-Vector Gravity: solutions with matter content

F.G. Lopez Armengol¹ & G.E. Romero^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / flopezar@iar-conicet.gov.ar

Resumen / La teoría Escalar-Tensorial-Vectorial es una teoría alternativa para la interacción gravitatoria, formulada en el año 2006 por John Moffat. El límite de campo débil de la misma ha descrito exitosamente observaciones del Sistema Solar, curvas de rotación galáctica, la dinámica de cúmulos de galaxias y observaciones cosmológicas, sin la necesidad de imponer componentes oscuras. Estudiamos las soluciones con contenido de materia de esta teoría y las aplicamos a la construcción de modelos estelares sencillos. Específicamente, derivamos la ecuación modificada de Tolman-Oppenheimer-Volkoff y la integramos para distintas ecuaciones de estado politrópicas. Encontramos que estos modelos admiten masas mayores a los correspondientes modelos relativistas. Los valores máximos de las masas totales dependen del factor $\alpha \in [0, 1)$ que cuantifica la desviación de la teoría general de la relatividad.

Abstract / Scalar-Tensor-Vector Gravity (STVG) is an alternative theory of the gravitational interaction. Its weak field approximation has successfully described Solar System observations, galaxy rotation curves, dynamics of galaxy clusters, and cosmological data, without the imposition of dark components. The theory was formulated by John Moffat in 2006. We explore non-vacuum solutions of STVG and apply them to some stellar toy-models. Specifically, we derive the modified Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation in STVG and integrate it for different polytropic equations of state. We find that stellar models in STVG admit larger masses than in general relativity (GR). Maximum masses depend on the factor $\alpha \in [0, 1)$ that quantifies the deviation from GR.

Keywords / gravitation — equation of state — stars: interiors

1. Introduction

The Scalar-Tensor-Vector Gravity theory (STVG), also referred as Modified Gravity (MOG), is an alternative theory for the gravitational interaction formulated by John Moffat (2006). In STVG, the gravitational coupling constant G is replaced by a scalar field whose numerical value usually exceeds Newton constant G_N . This assumption allows to describe correctly galaxy rotation curves (Brownstein & Moffat, 2006), dynamics of galaxy clusters (Moffat & Rahvar, 2014), phenomena associated with the Bullet Cluster (Brownstein & Moffat, 2007), and cosmological data (Moffat & Toth, 2007). All this without requiring the existence of dark components. In order to counterpart the enhanced gravitational constant at Solar System scales, Moffat proposed a gravitational repulsive Yukawa-like vector field ϕ^μ . In this way, Newton gravitational constant can be retrieved and STVG coincides with GR in all Solar System predictions.

In this work, we study spherically symmetric, static, and non-vacuum solutions of STVG field equations, and obtain the modified Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation (TOV). These results are used to construct three stellar toy models: Sun-type stars, white dwarfs (WD), and neutron stars (NS). We integrate numerically the modified TOV equation for different polytropic equations of state (EoS) and compare the outcomes with general relativity results.

Our work is organized as follows. In Sec. 2. we

present the STVG field equations and derive the spacetime metric components. Then, in Sec. 3., we show the modified TOV equation and the EoS used for numerical integration. Sec. 4. is devoted to our main results and conclusions.

2. STVG static, spherically symmetric, matter sourced solution

A simplified version of Moffat's original action is (2006):

$$S = S_{\text{GR}} + S_\phi + S_S + S_M, \quad (1)$$

$$S_{\text{GR}} = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} R, \quad (2)$$

$$S_\phi = \omega \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^\mu \phi_\mu \right), \quad (3)$$

$$S_S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{G^3} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \nabla_\mu G \nabla_\nu G - V(G) \right) + \frac{1}{G\mu^2} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \mu \nabla_\nu \mu - V(\mu) \right) \right]. \quad (4)$$

Here, $g_{\mu\nu}$ denotes the spacetime metric, R is the corresponding Ricci scalar, and ∇_μ is the covariant deriva-

tive; ϕ^μ denotes a Proca-type massive vector field, μ is the mass of the field, $B_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi_\nu - \partial_\nu\phi_\mu$, and $\omega = 1/\sqrt{12}$; $V(G)$, $V(\mu)$ denote the potentials of the scalar fields $G(x)$, $\mu(x)$, respectively. We adopt the metric signature $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, and choose units with $c = 1$ (velocity of light in vacuum). The term S_M refers to possible matter sources.

In this work, we neglect the mass of the vector field because its effects manifest at large distances from the source and we are interested in the local stellar structure (see Moffat, 2015). Also, we ignore the contributions of the scalar fields to the field equations because we approximate G as a constant. Numerical values for G are chosen in accordance with Moffat's previous works.

Varying the action with respect to $g^{\mu\nu}$ and taking the previous simplifications into account, we get the metric field equations:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G (T_{\mu\nu}^M + T_{\mu\nu}^\phi), \quad (5)$$

where $G_{\mu\nu}$ denotes the Einstein tensor, and $T_{\mu\nu}^M$, $T_{\mu\nu}^\phi$ are the matter and vector field energy-momentum tensors, respectively. We take for the enhanced gravitational coupling constant the same prescription as Moffat (2006):

$$G = G_N(1 + \alpha), \quad (6)$$

where G_N denotes the Newton gravitational constant, and α a free parameter whose value we sample. Within the adopted approximations, STVG coincides with GR for $\alpha = 0$.

Variation of the simplified action with respect to ϕ_μ yields:

$$\nabla_\nu B^{\mu\nu} = -\frac{\sqrt{\alpha G_N}}{\omega} J^\mu, \quad (7)$$

where J^μ denotes the four-current matter density, and the constant $\sqrt{\alpha G_N}$ is determined to adjust phenomenology.

We model spacetime with a static, spherically symmetric geometry:

$$ds^2 = e^{\nu(r)} dt^2 - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (8)$$

Regarding the stellar matter, we model it with a static, spherically symmetric, perfect fluid energy-momentum tensor:

$$T^{M\mu}{}_\nu = [p(r) + \rho(r)]u^\mu u_\nu - p(r)g^\mu{}_\nu, \quad (9)$$

where $p(r)$ and $\rho(r)$ denotes the pressure and density of the fluid r -shell, respectively; and $u^\mu \rightarrow (e^{-\nu/2}, 0, 0, 0)$ denotes the four-velocity of a mass element with coordinate r . The corresponding four-current matter density is:

$$J^\mu = 4\pi\rho u^\mu = \frac{4\pi\rho}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^\mu}{dx^0} \rightarrow (e^{-\nu/2} 4\pi\rho, 0, 0, 0). \quad (10)$$

Replacing the latter expression for J^μ in Eq. (7) we obtain the components of $B^{\mu\nu}$. Then, we solve the field Equation 5 and obtain the metric components:

$$e^{-\lambda(r)} = 1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} - \frac{1}{r} \frac{4\pi G}{c^4 \omega} \int dr \frac{Q^2(r)}{r^2}, \quad (11)$$

$$\nu(r) = -\lambda(r) + \frac{8\pi G}{c^4} \int dr e^{\lambda(r)} r (c^2 \rho(r) + p(r)), \quad (12)$$

where we have reintroduced the speed of light factors, and have defined the quantity:

$$Q(r) \equiv \int dr e^{\lambda(r)/2} \sqrt{\alpha G_N} \rho(r) 4\pi r^2. \quad (13)$$

Notice that, for a point mass source, we retrieve Moffat's spherically symmetric black hole solution (Moffat, 2015).

3. Modified Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation

From the conservation equation:

$$\nabla_\mu (T_{\mu\nu}^M + T_{\mu\nu}^\phi) = 0, \quad (14)$$

we isolate the derivative of the fluid pressure with respect to the radial coordinate. Using expressions (11) and (12) for the metric components, we obtain the modified Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation for STVG:

$$\begin{aligned} \frac{dP(r)}{dr} = & -\frac{e^{\lambda(r)}}{r^2} \left(\frac{4\pi G}{c^4} p(r)r^3 - \frac{2GQ^2(r)}{\omega c^4 r} + \right. \\ & \left. + \frac{GM(r)}{c^2} + \frac{2\pi G}{\omega c^4} \int dr \frac{Q^2(r)}{r^2} \right) (\rho(r)c^2 + p(r)) + \\ & \left. + \frac{Q(r)}{\omega r^4} \frac{dQ(r)}{dr}. \right. \end{aligned} \quad (15)$$

Setting $\alpha = 0$ nullifies every Q -term and the classic relativistic TOV equation is retrieved.

In order to integrate Eq. (15), we need to determine an EoS that relates the stellar density and pressure. We consider three polytropic stellar models with different central densities:

- Solar-type star (Padmanabhan, 2000):

$$P = 3.1367 \times 10^{14} \rho^{4/3}, \quad \rho_c = 150 \text{ g cm}^{-3}, \quad (16)$$

- White dwarf (Padmanabhan, 2000):

$$P = 4.881 \times 10^{14} \rho^{4/3}, \quad 10^5 \text{ g cm}^{-3} < \rho_c < 10^6 \text{ g cm}^{-3}, \quad (17)$$

- Neutron star (Orellana et al., 2013):

$$P = 10^{5.29355} \rho^2, \quad 10^{14.6} \text{ g cm}^{-3} < \rho_c < 10^{15.9} \text{ g cm}^{-3}. \quad (18)$$

Deviations from GR are expected for non-vanishing α (see Eq. (6)). From Solar System observations, Moffat (2006) determined the upper limit:

$$\alpha_\odot < 1. \quad (19)$$

The stars considered in the models have a few solar masses. Then, we expect α to be similar to its Solar System value. We sample the theory with three values of α given by $\alpha = 0$, $\alpha = 10^{-3}$ and $\alpha = 10^{-2}$.

We proceed to integrate Eq. (15) numerically applying a fourth-order Runge-Kutta method (Press et al., 1992).

4. Results and conclusions

The integration of Eq. (15) for the EoSs and for the α values mentioned above yields the density profiles shown in Fig. 1. As was expected, the repulsive behavior of gravity slows down the radial decrease of the density. Smaller values for α do not produce significant deviations from GR and major values yield unrealistic results.

The repulsive behavior of gravity entails larger stellar masses than GR models. In Fig. 2 we plot the final masses as a function of the stellar radii for NS and WD with different central densities. As can be seen from the graph, STVG allows NS and WD masses up to $2.8 M_\odot$, with non-exotic EoSs.

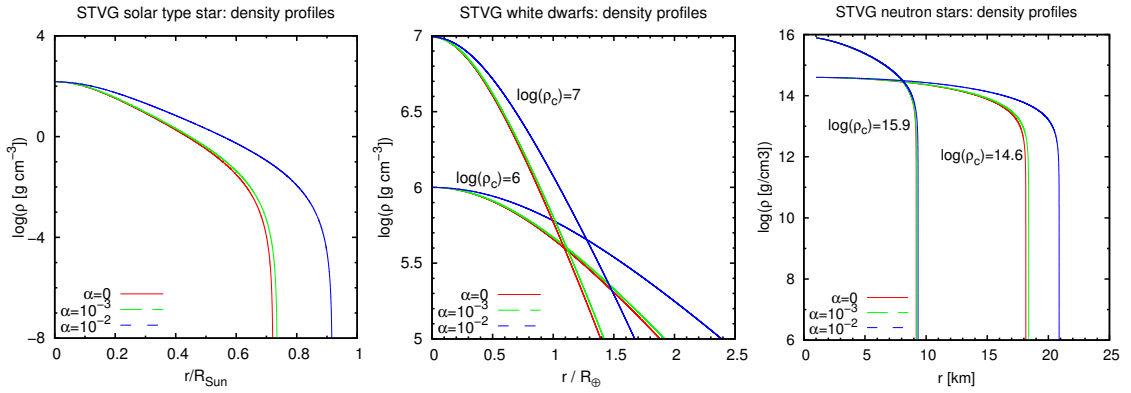


Figure 1: From left to right, density profiles for STVG Sun-type, WD, and NS stellar models. We sample the theory with three values of the free α parameter. For $\alpha = 0$ we retrieve GR results. For $\alpha = 10^{-3}$ we do not obtain significant deviations from GR. However, for $\alpha = 10^{-2}$ the effects of repulsive gravity become evident. In the case of WD and NS, we show profiles for different central densities.

We conclude that STVG admits realistic matter-sourced solutions that can be used to construct stellar models. The main difference of STVG stellar models and relativistic ones is the slower decrease of the density profile and therefore larger final masses.

Recent estimations of NS masses exceeds the maximum predicted by GR realistic models (Antoniadis et al., 2013; Demorest et al., 2010; Kiziltan et al., 2013). This fact and our results make STVG a theory worthy of attention and further tests. We expect to include the contributions of the scalar fields to the field equations and dynamics in the near future. Also, we expect to construct STVG realistic models appealing to more sophisticated EoSs.

Acknowledgements: We thank Federico García, Santiago del Palacio and Daniela Pérez for valuable discussions. This work is supported by ANPCyT under grant PICT 00878. GER is also supported by grant AYA2013-47447-C3-1-P (Spain).

References

- Antoniadis J., et al., 2013, *Science*, 340, 448
 Brownstein J. R., Moffat J. W., 2006, *ApJ*, 636, 721
 Brownstein J. R., Moffat J. W., 2007, *MNRAS*, 382, 29
 Demorest P. B., et al., 2010, *Nature*, 467, 1081
 Kiziltan B., et al., 2013, *ArXiv e-prints*
 Moffat J. W., 2006, *JCAP*, 3, 4
 Moffat J. W., 2015, *European Physical Journal C*, 75, 175
 Moffat J. W., Rahvar S., 2014, *MNRAS*, 441, 3724
 Moffat J. W., Toth V. T., 2007, *ArXiv e-prints*
 Orellana M., et al., 2013, *General Relativity and Gravitation*, 45, 771
 Padmanabhan T., 2000, *Theoretical Astrophysics: Volume 2, Stars and Stellar Systems. Theoretical Astrophysics*, Cambridge University Press
 Press W., et al., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN 77: Volume 1, Volume 1 of Fortran Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. No. v. 2 in Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press

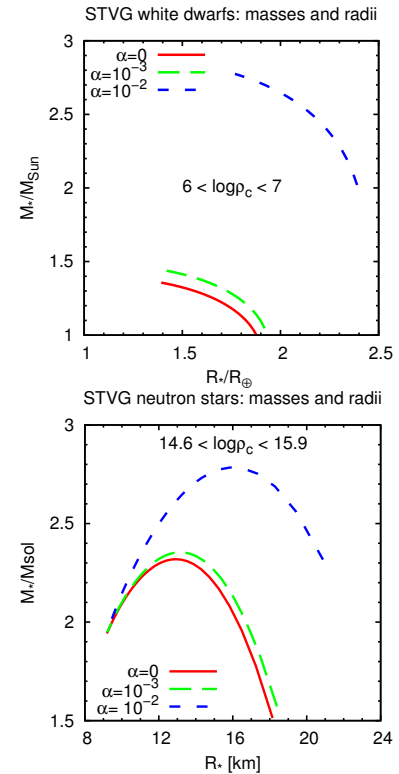


Figure 2: Total masses and radii for STVG WD (top) and NS (bottom). We retrieve GR results for $\alpha = 0$, and study the STVG deviations for $\alpha = 10^{-2}$ and $\alpha = 10^{-3}$. Both graphs show that STVG admits larger masses than GR.



Observaciones combinadas *XMM-Newton/Chandra* del remanente de supernova G306.3-0.9

A. Filócomo¹, J.A. Combi^{1,2}, F. García^{1,2}, A.E. Suárez^{1,2}, P.L. Luque-Escamilla³ & S. Parón⁴

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

³ *Departamento de Física, Universidad de Jaén, Jaén, España*

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

Contacto / agostina.filocomo@gmail.com

Resumen / En este trabajo se estudia la distribución espacial y espectral de las propiedades físicas y químicas del remanente de supernova G306.3-0.9 usando datos de los telescopios de rayos X *XMM-Newton* y *Chandra*. Los datos a altas energías se complementaron con información en radio e infrarrojo, necesarios para estudiar la morfología de la fuente y el efecto de onda de choque en el medio interestelar circundante. En los resultados se observa que la emisión tiene morfología no uniforme, dominada por radiación térmica con valores altos de Ne, Mg, S, Ca, Ar y Fe en la región central, típicos de material eyectado. Además, usando la distribución del flujo en el infrarrojo, se pudo restringir fuertemente el tipo de progenitor responsable del fenómeno de supernova.

Abstract / In this paper we study the spatial and spectral distribution of the physical and chemical properties of the supernova remnant G306.3-0.9 by using data of the X-rays telescopes *XMM-Newton* and *Chandra*, which we complement with radio and infrared information in order to study the morphology of the source and the effect of the shock wave in the interstellar medium. The results show a non-uniform morphology of the emission, dominated by thermal radiation with high values of Ne, Mg, S, Ca, Ar and Fe in the central region, typical of ejecta material. Also, using an infrared flux distribution, we could restrict the type of the progenitor responsible of the supernova phenomena.

Keywords / ISM: individual objects: G306.3-0.9 — IMS: supernova remnants — X-rays: ISM — radiation mechanisms: thermal

1. Introducción

Las supernovas representan el punto final de la evolución estelar. Estas expulsan una gran cantidad de material, produciendo un profundo impacto en el medio interestelar. La interacción del frente de choque del remanente de supernova (SNR por sus siglas en inglés) con el medio afecta severamente la dinámica de la Galaxia. Como resultado, podemos observar remanentes de supernova con distintos tipos de morfología en longitudes de onda de radio, infrarrojo y rayos X. El SNR G306.3-0.9, recientemente descubierto con el telescopio Swift (Reynolds et al., 2012), es un interesante candidato para estudiar cómo se origina la morfología de estos objetos y mejorar el conocimiento de las propiedades físicas y químicas del plasma responsable de la emisión en rayos X. Para tal propósito, se utilizaron datos de los telescopios espaciales *XMM-Newton* y *Chandra*, complementados con la información disponible en radio e infrarrojo.

2. Observaciones de rayos X y reducción de datos

Para el estudio en rayos X se usaron datos combinados de los telescopios *XMM-Newton* y *Chandra*. De las observaciones de *XMM-Newton* se utilizaron los datos obtenidos con la *European Photon Imaging Camera*

(EPIC), que consiste en tres detectores: dos cámaras MOS (Turner et al., 2001) y una PN (Strüder et al., 2001), que operan en el rango 0.2–15 keV. Para la calibración y reducción de datos se utilizó la versión 14.0.0 de SAS (*Science Analysis System*). Las observaciones de *Chandra* se realizaron con la cámara ACIS (*Advanced CCD Image Spectrometer*), la cual opera en el rango de energía 0.1–10 keV. Las observaciones fueron calibradas con el paquete CIAO, usando CALDB (versión 4.6.7).

2.1. Imágenes de rayos X

En la Fig. 1 se muestran tres imágenes obtenidas con *XMM-Newton* de la emisión de rayos X en tres bandas de energía: blanda (0.5–1.0 keV), media (1.0–2.0 keV) y dura (2.0–4.5 keV), con contornos de radio a 843 MHz superpuestos (Whiteoak & Green, 1996). Como puede verse, la emisión de rayos X es intensa en las tres bandas mencionadas.

La mayor resolución espacial de *Chandra* ha permitido detectar con mayor certeza tres fuentes puntuales situadas dentro del SNR (Fig. 2). Una de ellas está ubicada en la zona norte del remanente, donde la emisión es débil y difusa (indicada en la imagen como “PS N”); otra está localizada cerca del centro geométrico de la fuente (indicada como “PS C”), y la última está en la zona sur del remanente (indicada como “PS S”).

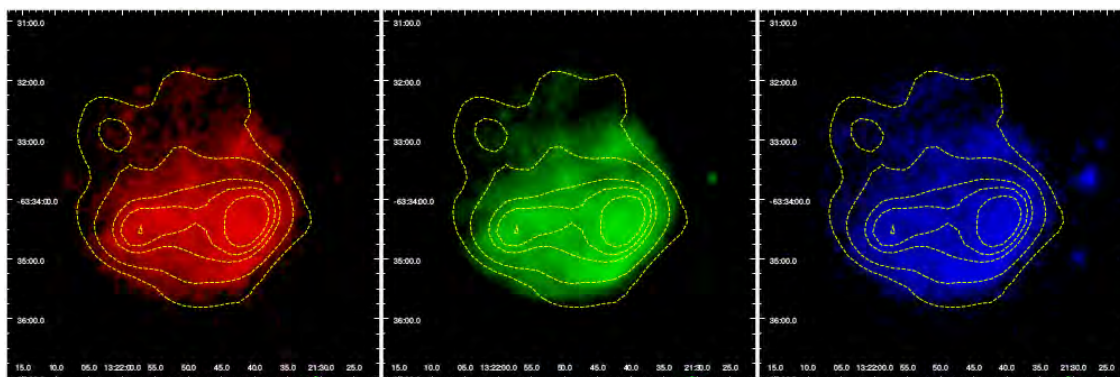


Figura 1: Izq.: Energías blandas en rayos X (0.5–1.0 keV) en rojo. Centro: Energías medias en rayos X (1.0–2.0 keV) en verde. Der.: Energías duras en rayos X (2.0–4.5 keV) en azul.

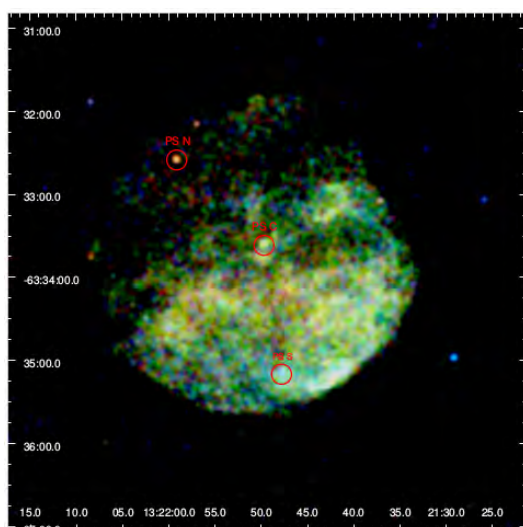


Figura 2: Imagen de *Chandra* en rayos X en tres bandas de energía: blandas (0.5–1.0 keV) en rojo, medias (1.0–2.0 keV) en verde, y duras (2.0–4.5 keV) en azul.

Dos de estas fuentes puntuales, PS N (dominante en la banda de energías duras de los rayos X) y PS C (dominante en la banda de energías medias de rayos X), coinciden con dos fuentes detectadas en el infrarrojo (Cutri et al., 2003). Por otro lado, la fuente PS S es dominante en la banda de energías duras de rayos X.

2.2. Análisis espectral en rayos X

Se extrajeron espectros de dos regiones: una región circular de $2'$, o región central, y un anillo con radios entre $2'$ y $3'$, o región externa (ver Figs. 3 y 4). Estos fueron extraídos con las tres cámaras de *XMM-Newton* en intervalos de 16 cuentas s^{-1} intervalo $^{-1}$. Las líneas sólidas indican el modelo del mejor ajuste: un modelo térmico VNEI (*variable-abundance non-equilibrium ionization*, Borkowski et al. 2001) modificado por un modelo de absorción interestelar PHABS (*photoelectric absorption*, Balucinska-Church & McCammon 1992). En la región central se observan líneas de emisión de S, Ar, Ca y una intensa línea de Fe, típica de materiales eyecc-

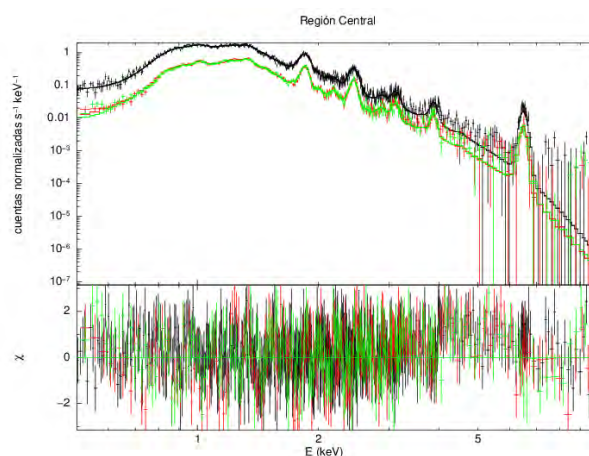


Figura 3: Espectro de la región central obtenido con *XMM-Newton*. La línea sólida indica el mejor ajuste del modelo VNEI. El gráfico inferior muestra los residuos de χ^2 .

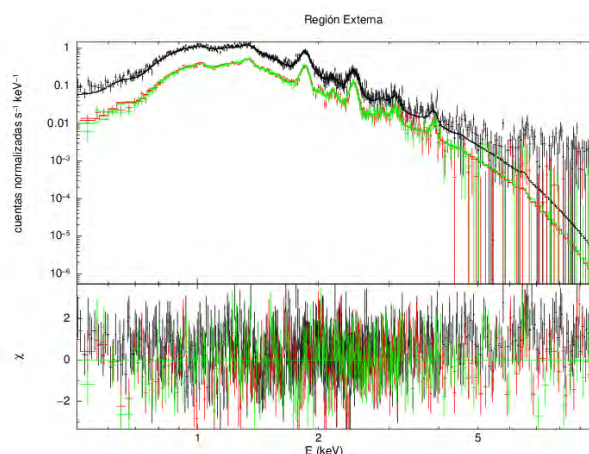


Figura 4: Espectro del anillo exterior de la región obtenido con *XMM-Newton*. La línea sólida indica el mejor ajuste del modelo VNEI. El gráfico inferior muestra los residuos de χ^2 .

tados (Yamaguchi et al., 2012). Por otra parte, en la región exterior se observan abundancias subsolares de Ne, Mg y Fe, y líneas de emisión relativamente fuertes de Ar y Ca. El resto de los elementos se fijaron en va-

Tabla 1: Parámetros espectrales de la radiación difusa de la emisión en rayos X de las regiones central y externa^a.

Parámetros	Central	Exterior
n_H [10^{22} cm^{-2}]	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$0.92^{+0.03}_{-0.02}$
kT [keV]	$0.79^{+0.02}_{-0.03}$	$1.01^{+0.03}_{-0.03}$
Ne [N_{\odot}]	1.0	$0.37^{+0.06}_{-0.04}$
Mg [Mg_{\odot}]	$0.40^{+0.04}_{-0.02}$	$0.35^{+0.03}_{-0.03}$
Si [Si_{\odot}]	$1.10^{+0.03}_{-0.04}$	$0.80^{+0.03}_{-0.03}$
S [S_{\odot}]	$2.35^{+0.04}_{-0.09}$	$1.41^{+0.06}_{-0.05}$
Ar [Ar_{\odot}]	$3.10^{+0.25}_{-0.22}$	$1.88^{+0.20}_{-0.21}$
Ca [Ca_{\odot}]	$11.95^{+1.15}_{-0.92}$	$5.55^{+0.81}_{-0.43}$
Fe [Fe_{\odot}]	$1.03^{+0.11}_{-0.06}$	$0.46^{+0.04}_{-0.04}$
τ [$10^{11} \text{ s cm}^{-3}$]	$2.45^{+0.20}_{-0.28}$	$0.93^{+0.08}_{-0.09}$
norm [10^{-3}]	$6.35^{+0.16}_{-0.10}$	$5.16^{+0.28}_{-0.15}$
$E_{1.23}$ [keV]	$1.23^{+0.01}_{-0.01}$	$1.21^{+0.01}_{-0.01}$
σ [keV]	$0.15^{+0.01}_{-0.01}$	$0.17^{+0.01}_{-0.01}$
norm [10^{-4}]	$9.86^{+0.21}_{-0.47}$	$6.80^{+0.46}_{-0.38}$
$E_{6.49}$ [keV]	$6.49^{+0.01}_{-0.01}$	—
σ [keV]	$0.07^{+0.01}_{-0.01}$	—
norm [10^{-6}]	$5.60^{+0.38}_{-0.38}$	—
$\chi^2 / \text{g.d.l.}$	1.08 / 1500	1.12 / 1637
flujo (0.5–1.0 keV)	3.64 ± 0.02	2.66 ± 0.03
flujo (1.0–2.0 keV)	17.90 ± 0.04	14.62 ± 0.06
flujo (2.0–10.0 keV)	8.13 ± 0.06	7.64 ± 0.08
flujo total (0.5–10.0 keV)	29.60 ± 0.01	24.90 ± 0.02

^aLa normalización está definida como $10^{-14}/(4\pi D^2) \times \int n_H n_e dV$, donde D es la distancia en cm, n_H es la densidad de hidrógeno [cm^{-3}], n_e es la densidad de electrones [cm^{-3}], y V es el volumen [cm^3]. Los errores de los valores son $1-\sigma$ y los flujos están dados en unidades de $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Las abundancias están dadas relativas a los valores solares de Anders & Grevesse (1989).

lores solares ya que eran insensibles al ajuste realizado. El análisis espectral confirma la naturaleza térmica del plasma en emisión hallado por Reynolds et al. (2013). En cuanto a las temperaturas, en la región central se encontró un valor de $0.79^{+0.02}_{-0.03}$ keV, el cual es menor al hallado para la región exterior, $1.01^{+0.03}_{-0.03}$. Las barras de error tienen un nivel de confianza del 90 % y fue utilizado el test estadístico χ^2 . Los parámetros del mejor ajuste de los espectros son presentados en la Tabla 1.

3. Discusión

A partir del análisis espectral del SNR se observan líneas de emisión características de elementos metálicos, confirmando el origen térmico de la emisión. Por otro lado, los valores de las abundancias hallados en la región central favorecen la idea de un progenitor de tipo Ia; la región exterior, por su parte, muestra abundancias por debajo del valor solar, sugiriendo que la emisión es consecuencia de la interacción de la onda de choque con el

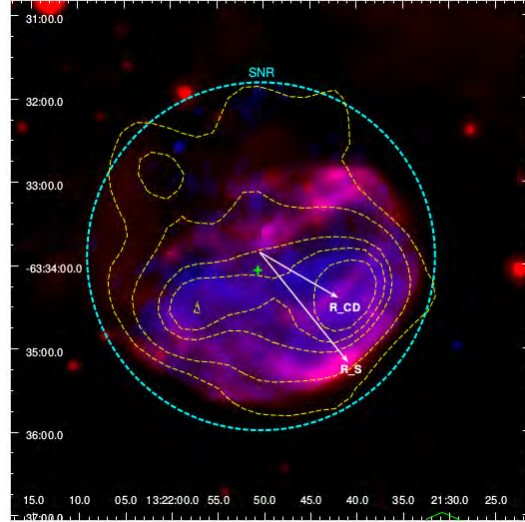


Figura 5: Imagen compuesta de emisión en radio (contorno punteado amarillo), infrarrojo (en rojo) y rayos X (en azul).

medio interestelar.

En la Fig. 5 se muestra una imagen compuesta de tres bandas del espectro electromagnético (ondas de radio en contornos amarillos punteados, infrarrojo en rojo y rayos X en azul), que permite introducir un posible marco astrofísico para describir la evolución del remanente.

La morfología observada en el infrarrojo junto con la localización de material eyectado (Fe) ha permitido identificar la ubicación del punto de discontinuidad de contacto, región que indica la posición de la onda de choque inversa (*reverse shock*). La distancia desde el choque externo resulta ligeramente mayor que el esperado para una expansión en un medio uniforme, sugiriendo que el remanente pasó la mayor parte de su tiempo en un medio más denso. Esto último explica la morfología semicircular observada a distintas longitudes de onda. Se necesitan observaciones más profundas en frecuencias de radio y rayos X para confirmar la presencia de un objeto puntual (el remanente compacto) inmerso en la región central del SNR.

Referencias

- Anders E., Grevesse N., 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 197
 Balucinska-Church M., McCammon D., 1992, *ApJ*, 400, 699
 Borkowski K. J., Lyerly W. J., Reynolds S. P., 2001, *ApJ*, 548, 820
 Cutri R. M., et al., 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246
 Reynolds M. T., et al., 2013, *ApJ*, 766, 112
 Reynolds M. T., et al., 2012, *The Astronomer's Telegram*, 3963, 1
 Strüder L., et al., 2001, *A&A*, 365, L18
 Turner M. J. L., et al., 2001, *A&A*, 365, L27
 Whiteoak J. B. Z., Green A. J., 1996, *A&AS*, 118, 329
 Yamaguchi H., et al., 2012, *ApJ*, 749, 137



Estudio de fuentes de rayos X asociadas a la fuente de rayos γ no identificada 2FGL J0534.8-0548

P. Kornecki¹, J.A. Combi² & F. García²

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

Contacto / paulakornecki@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos un estudio preliminar en la banda de rayos X de cuatro fuentes puntuales, detectadas con el satélite *XMM-Newton*. Tres de ellas se encuentran dentro de la elipse correspondiente al 95% de confianza de la fuente de rayos γ no identificada 2FGL J0534.8–0548c, detectada con el telescopio *Fermi*. La cuarta, catalogada como 2XMM J053514.8–055143 e identificada con un sistema binario, se encuentra localizada en el exterior de la mencionada elipse. Con el propósito de conocer la naturaleza de la fuente γ y su posible conexión física con las fuentes X, utilizamos una observación de *XMM-Newton* del campo (ID 0690200501) y estudiamos las propiedades temporales, morfológicas y espectrales de todas las fuentes en el rango de energía de 0.3 a 12 keV. Del análisis realizado observamos que dos de las fuentes muestran variabilidad temporal y que todas las fuentes estudiadas presentan espectros dominados por prominentes líneas de emisión, que pueden ser modelados adecuadamente por distintos modelos de plasma.

Abstract / In this paper, we present a preliminary study of four point-like X-ray sources detected with *XMM-Newton*. Three of them lie within the ellipse corresponding to the 95% confidence contour of the unidentified γ -ray source 2FGL J0534.8–0548c, detected with the *Fermi* telescope. The fourth, named 2XMM J053514.8–055143 and identified with a binary system, is located outside the ellipse. In order to know the nature of the γ ray source and a possible physical connection to the X-ray sources, we used *XMM-Newton* observations (ID 0690200501) to study morphological, temporal and spectral properties of all sources in the energy range 0.3 to 12 keV. The analysis shows that two of the sources present temporal variability and that all have spectra dominated by prominent emission lines, which can be adequately modeled by at least two different thermal models.

Keywords / stars: variables: general — X-rays: stars — gamma rays: general

1. Introducción

En los últimos años, gracias al telescopio de gran área (*Large Area Telescope*, LAT) perteneciente al telescopio espacial de rayos γ *Fermi*, se han detectado más de 500 fuentes no identificadas en el segundo catálogo de *Fermi* (Nolan et al., 2012), entre ellas la fuente 2FGL J0534.8–0548c. Este catálogo provee información de la posición de las fuentes a través de una región elíptica que corresponde al 95% (o 2.6σ) de probabilidad de que una fuente γ se encuentre en su interior. *Fermi* LAT es eficiente entre los rangos de energía de 20 MeV y 300 GeV y posee aproximadamente una resolución angular del orden del minuto de arco.

En este trabajo estudiamos las propiedades en rayos X de las fuentes cercanas a 2FGL J0534.8–0548c, que fueron observadas por el telescopio X-ray *Multi-mirror Mission - Newton* (*XMM-Newton*), perteneciente a la Agencia Espacial Europea (*European Space Agency*, *ESA*). *XMM-Newton* posee una resolución angular entre $1''$ y $4''$ y es eficiente en el rango de energía 0.3–12 keV. Las fuentes de interés para este trabajo son J053448.2–055159 (fuente 1), J053440.2–055015 (fuente 2), J053514.8–055143 (fuente 3) y J053502.6–06000 (fuente 4). En la Sec. 2. presentamos el proceso de reducción de datos, en la Sec. 3. describimos los resultados del

análisis temporal y espectral de las fuentes estudiadas y en la Sec. 4. discutimos estos resultados y resumimos nuestras conclusiones preliminares.

2. Reducción de datos

Las observaciones fueron tomadas en marzo de 2013 con el satélite *XMM-Newton* (Id 0690200501). Las mismas se encuentran centradas en la estrella HD36960 ($\alpha_{J2000.0} = 05^{\text{h}} 35^{\text{m}} 02.401^{\text{s}}$, $\delta_{J2000.0} = -06^{\circ} 00' 08.02''$) y fueron adquiridas con la *European Photon Imaging Camera* (EPIC) *PN* (Strüder et al., 2001) y las cámaras MOS 1/2 (Turner et al., 2001), usando un filtro mediano. Los datos crudos (*Observational Data Files*) fueron extraídos de la base de datos *XMM-Newton Science Archive*, y se los calibró con los *Current Calibration Files*, que fueron utilizados para obtener los archivos de datos filtrados de nivel 1. Las imágenes para las tres cámaras fueron generadas utilizando la tarea EVSELECT.

3. Resultados

3.1. Análisis temporal

Haciendo uso del archivo de eventos filtrado y de las regiones expuestas en la Fig. 1 para las fuentes y el fondo,

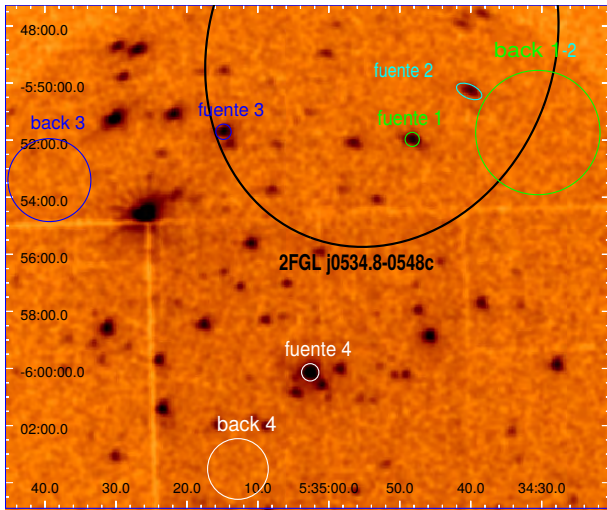


Figura 1: Imagen de la cámara MOS 2 junto a las regiones elegidas para la fuente y el fondo ("back" en la figura).

extraíjimos las curvas de luz para las cuatro fuentes puntuales. Para su obtención usamos la tarea EVSELECT. Luego realizamos la correspondiente extracción de la curva del fondo y con la tarea EPICLCCORR hicimos las correcciones correspondientes a la eliminación de píxeles malos y otros efectos que puedan haber causado una variación en la eficiencia de detección del instrumento. En las Figs. 2 y 3 se muestran las curvas de luz de las fuentes 3 y 4, respectivamente, agrupadas cada 1000 s. Para hacer un análisis de variabilidad, intentamos ajustar los datos de las curvas de luz de las cuatro fuentes mediante una recta constante. Los valores de χ^2 reducido obtenidos son: 1.09 para el ajuste sobre los datos de la fuente 1, 1.58 para la fuente 2, 6.38 para la fuente 3 y 4.60 para el ajuste sobre los datos la fuente 4. Estos últimos dos valores son significativamente mayores que la unidad e indican variabilidad de las fuentes 2 y 3.

3.2. Análisis espectral

Para construir los espectros de las cuatro fuentes usamos los archivos de eventos filtrados. También utilizamos tareas de HEASOFT que permiten extraer, para las regiones elegidas, los espectros de la fuente, el fondo y la matriz de respuesta del instrumento, así como también calcular el área efectiva. Para el análisis espectral se utilizó un programa interactivo perteneciente a HEASOFT, llamado XSPEC. Los canales espectrales fueron agrupados hasta alcanzar al menos 16 cuentas por grupo. Para las fuentes 1, 2 y 3 se ajustaron espectros sólo con datos de la cámara PN y para el ajuste de la fuente 4 se utilizaron datos de las tres cámaras. Los modelos de XSPEC más adecuados para ajustar los espectros de las fuentes 1 y 2 son un modelo de plasma APEC y uno de absorción interestelar PHABS (Arnaud, 1996).

Para ajustar un modelo al espectro de la fuente 3 fue necesario agregar un segundo modelo de plasma en equilibrio de ionización 2-APEC (Fig. 4). Además, para la fuente 4 fue necesario agregar un tercero, 3-APEC (Fig. 5). A lo largo de todo este último espectro se de-

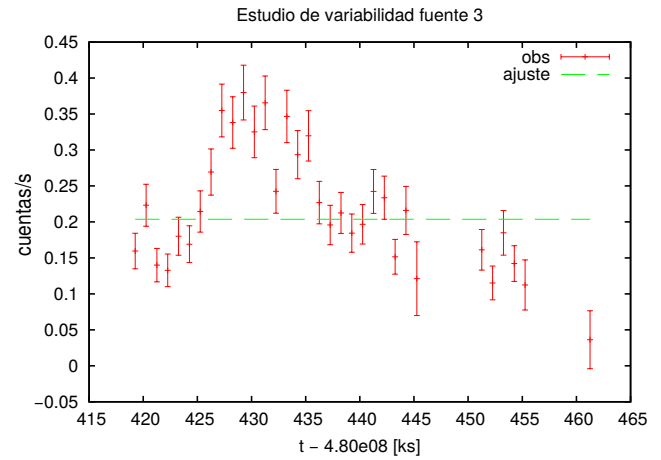


Figura 2: Curva de luz de la fuente 3.

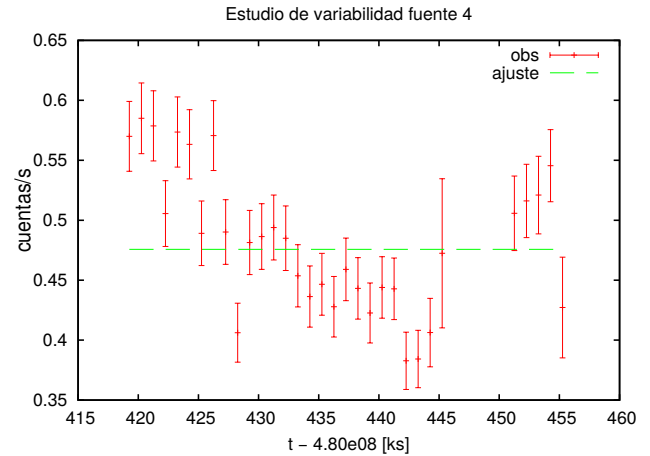


Figura 3: Curva de luz de la fuente 4.

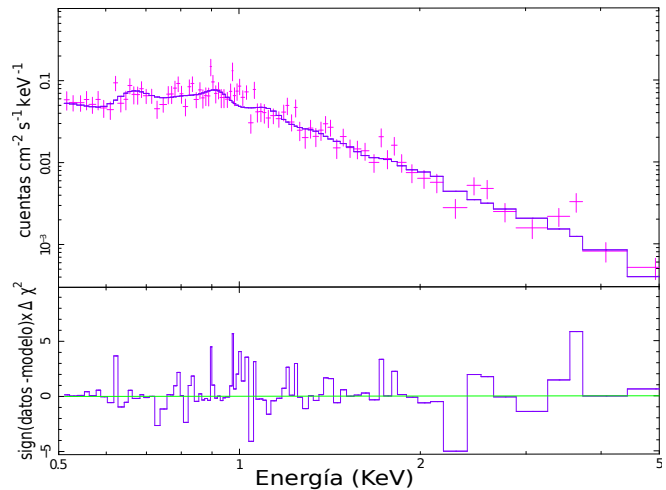


Figura 4: Ajuste espectral con datos de PN para la fuente 3, con $\chi^2 = 1.18$.

tectan posibles líneas de emisión. En la Tabla 1 presentamos los parámetros del ajuste espectral de cada una de las fuentes estudiadas.

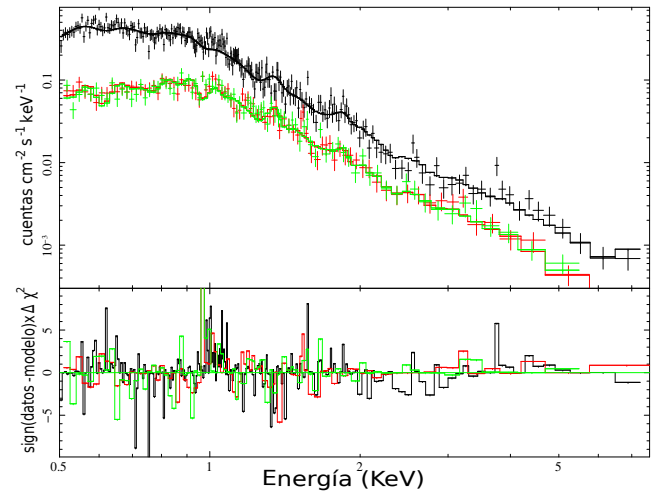
Modelo	fuelle 1	fuelle 2	fuelle 3	fuelle 4
PHABS				
N_{H} [10^{22} cm $^{-2}$]	0.0459 ± 0.03	0.00259 ± 0.003	0.67 ± 0.12	0.48 ± 0.03
1-APEC				
kT_1 [KeV]	0.99 ± 0.04	0.96 ± 0.06	0.14 ± 0.02	2.32 ± 0.80
Norm $_1$ [10^{-4}]	3.70 ± 0.62	2.59 ± 0.60	240 ± 170	2.99 ± 0.56
2-APEC				
kT_2 [KeV]	-	-	1.58 ± 0.40	0.43 ± 0.02
Norm $_2$ [10^{-4}]	-	-	3.92 ± 0.18	10.2 ± 10
3-APEC				
kT_3 [KeV]	-	-	-	0.14 ± 0.01
Norm $_3$	-	-	-	0.0308 ± 0.02
Abundancia $_{\odot}$	0.0985 ± 0.02	0.0797 ± 0.03	0.0277 ± 0.02	0.40 ± 0.20
$\chi^2/\text{g.d.l.}$	0.93	1.08	1.18	1.27

Tabla 1: Parámetros del ajuste espectral de las cuatro fuentes de rayos X estudiadas.

4. Discusión y conclusión

Las observaciones revelan una amplia cantidad de fuentes puntuales dentro y fuera de la región γ 2FGL J0534.8-0548c sin notar emisión extendida. De las curvas de luz obtenidas podemos destacar que las fuentes 3 y 4 (Figs. 2 y 3) presentan variabilidad significativa. Los espectros extraídos para dos de las fuentes interiores a la elipse de *Fermi* presentan líneas de emisión sobre un continuo en el rango de energía 0.5–8.0 keV. Estos pueden ser adecuadamente modelados por un plasma térmico en equilibrio de ionización APEC. Los ajustes de estas fuentes son consistentes con la información obtenida de diferentes catálogos, la cual indica que las fuentes interiores a la elipse gamma presentan características típicas de objetos estelares (estrellas masivas, pulsares, sistemas binarios, etc). Para estos objetos, la emisión en la banda de rayos X se genera en la corona de la estrella por *bremstrahlung* térmico. Por otro lado, las líneas observadas podrían deberse a la presencia de un plasma de alta temperatura ($T > 10^6$ K) que rodea las estrellas. Para la fuente 3 (Fig. 4) se observa que el ajuste del espectro con un único modelo térmico no es lo suficientemente adecuado y, por lo tanto, es necesario sumar otro modelo térmico de distinta temperatura (2-APEC). Para lograr un buen ajuste sobre el espectro de la fuente 4 (Fig. 5), se necesita un modelo de plasma térmico con tres temperaturas distintas (3-APEC), el cual corresponde al ajuste típico de un sistema binario con colisión de vientos (De Becker, 2015). Es interesante destacar que las dos fuentes cuyos espectros son bien modelados por un plasma a distintas temperaturas son aquellas que también presentan variabilidad significativa en sus curvas de luz. Al presente, la información reunida en la banda de los rayos X sugiere que la fuente de rayos γ *Fermi* podría estar asociada a alguna de las estrellas que yacen en su interior, posiblemente las que presentan variabilidad en la banda óptica. La fuente 4 asociada a una estrella de tipo B en un sistema binario con colisión de vientos, que puede acelerar partículas hasta energías gamma, podría ser también la contrapartida en la banda X de la fuente *Fermi*.

Agradecimientos: P.K. agradece el apoyo del Consejo Internuni-

Figura 5: Ajuste espectral con datos de PN, MOS 1 y MOS 2 para la fuente 4, con $\chi^2 = 1.27$.

versitario Nacional (CIN), debido a que este trabajo fue realizado en el marco de su Beca de Estímulo a las Vocaciones Científicas (Becas EVC – CIN) para estudiantes universitarios de grado, otorgada por dicha institución. J.A.C es investigador de CONICET, F.G. es becario de CONICET.

Referencias

- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, XSPEC: The First Ten Years. p. 17
- De Becker M., 2015, *MNRAS*, 451, 1070
- Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, 199, 31
- Strüder L., et al., 2001, *A&A*, 365, L18
- Turner M. J. L., et al., 2001, *A&A*, 365, L27



Spectral energy distribution, radio maps and polarization of Cygnus X-1: a lepto-hadronic model

G.S. Vila¹, C. Pepe¹ & G.E. Romero^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / gvila@iar.unlp.edu.ar

Resumen / El microcuásar Cygnus X-1 es uno de los objetos astrofísicos más estudiados. Existen varios modelos radiativos para la emisión no térmica de banda ancha de Cygnus X-1. Para la emisión del chorro (*jet*) en particular solo se han considerado modelos leptónicos, a pesar de la evidencia observacional de la presencia de hadrones en los chorros de otros microcuásares. En este trabajo se presenta un modelo de chorro lepto-hadrónico e inhomogéneo para la emisión no térmica de banda ancha de Cygnus X-1. Se calculan las contribuciones al espectro de protones y electrones relativistas, teniendo en cuenta su interacción con campos magnéticos, y campos de materia y de fotones internos y externos al chorro. Se obtienen ajustes al espectro desde radio a rayos gamma, incluida la emisión a energías de MeV cuyo origen está en discusión. También se presentan mapas sintéticos de la emisión en radio del chorro y se comparan con imágenes interferométricas de la fuente. Finalmente, se presentan resultados preliminares para el grado de polarización de la radiación del chorro en la banda de los MeV.

Abstract / The microquasar Cygnus X-1 is one of the most studied astrophysical sources. Several radiative models for the non-thermal broadband emission of Cygnus X-1 are available. For the jet emission in particular, only leptonic models have been considered despite the observational evidence of the presence of hadrons in the jets of other microquasars. In this work, we present an inhomogeneous, lepto-hadronic jet model for the non-thermal broadband emission of Cygnus X-1. We calculate the contribution to the spectrum of both relativistic electrons and protons, taking into account their interaction with the magnetic field, matter and photon fields internal and external to the jet. We obtain best-fit models for the spectrum that reproduce the observations from radio to gamma rays, including the MeV tail whose origin is still disputed. We also produce synthetic radio maps of the jet and compare them to actual interferometric observations of the source. Finally, we present preliminary results for the degree of polarization of the jet radiation in the MeV band.

Keywords / gamma rays: general — radiation mechanisms: non-thermal — X-rays: binaries — X-rays: individuals: Cygnus X-1

1. Introduction

Cygnus X-1 is a galactic microquasar (MQ) formed by an O9.7 star and a black hole of $\sim 14.8 M_{\odot}$ (Orosz et al., 2011). This source has been extensively monitored at all wavelengths. In the radio band collimated jets have been resolved during the low-hard (LH) state (e.g. Stirling et al., 2001; Fender et al., 2006). Cygnus X-1 is one of the two microquasars known to be gamma-ray emitters. Soft gamma rays up to a few MeV were detected with *COMPTEL* (McConnell et al., 2002) and later with *INTEGRAL*. The *INTEGRAL* detections also revealed that the MeV emission during the LH state is significantly polarized (Laurent et al., 2011; Rodriguez et al., 2015). At higher energies the source is basically transient: in the 0.1–10 GeV band flares were detected with *AGILE* (Sabatini et al., 2010) and *Fermi* (Bodaghee et al., 2013), and above 100 GeV with the MAGIC Cherenkov telescopes (Albert et al., 2007).

The origin of the MeV emission from Cygnus X-1 is unclear, but its high degree of polarization suggests it is synchrotron radiation from the jets (but see Romero et al. 2014, who propose the MeV photons are produced in the corona). There is general agreement that the

GeV–TeV radiation is emitted in the jets, although it is not yet settled whether it is of leptonic or hadronic origin. Presently, there is strong evidence of the presence of hadrons only in the jets of two MQs, but it is reasonable to assume that the composition of the outflows is similar to that of the accretion flow in all sources. Furthermore, the effects of the impact of the jets in the interstellar medium around Cygnus X-1 (e.g. Gallo et al., 2005) suggest that they carry a large amount of energy in baryons.

In this work we apply a lepto-hadronic, inhomogeneous jet model to analyse the spectral energy distribution (SED) of Cygnus X-1. The model is a refined and extended version of that by Romero & Vila (2008) and Vila et al. (2012). Here we also calculate synthetic maps of the radio emission from the jets that we compare with actual interferometric images. From the combined analysis of the SED and the radio maps we draw some conclusions on the hadronic content of the jet, the behaviour of the jet magnetic field, and the possible sites of particle (re-)acceleration in the outflows. Finally, we calculate the degree of polarization in the MeV band predicted by our best fits to the broadband SED.

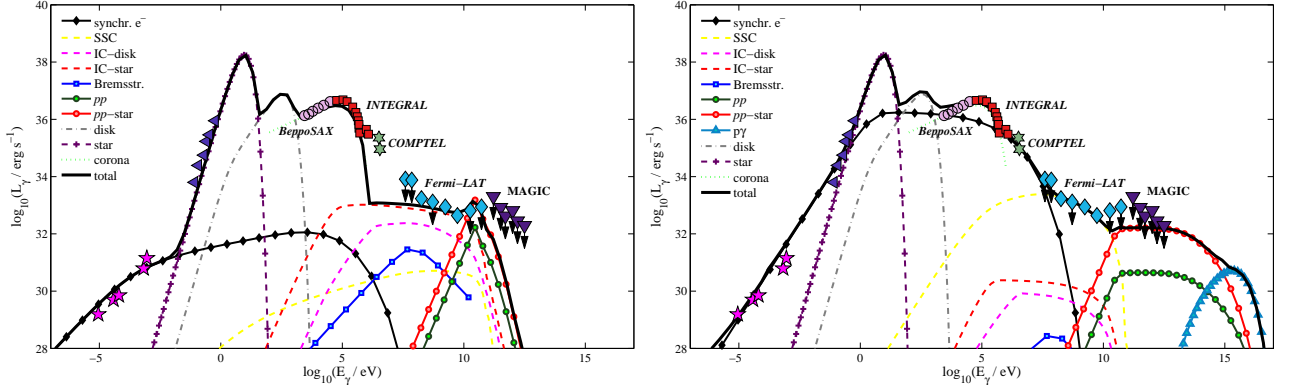


Figure 1: Model fits to the observed LH state broadband SED of Cygnus X-1. Model A (left): $p = 2.4$, $m = 1.9$, $\eta = 6 \times 10^{-4}$, $E_{\min} = 95m_{(p,e)}c^2$, $a = 39$, $z_{\max} = 2 \times 10^{12}$ cm. Model B (right): $p = 2.0$, $m = 1.0$, $\eta = 3 \times 10^{-3}$, $E_{\min} = 120m_{(p,e)}c^2$, $a = 0.07$, $z_{\max} = 9 \times 10^{11}$ cm.

2. Model

We assume a pair of conical jets of semi-aperture angle 2° (Stirling et al., 2001) are injected at a distance $z_0 = 50R_{\text{grav}}$ from a black hole of mass $M = 14.8M_\odot$; here $R_{\text{grav}} = GM/c^2$ is the gravitational radius of the black hole and the z -axis is parallel to the symmetry axis of the jets. All model parameters depend only on the coordinate z . The outflows propagate with constant Lorentz factor $\Gamma = 1.25$ up to $z_{\text{end}} = 10^{15}$ cm. This value is chosen to match the extent of the radio jets inferred from the observations of Stirling et al. (2001).

We estimate the magnetic field at the jet base assuming that equipartition between kinetic and magnetic energy densities holds at $z = z_0$; this yields $B_0 = B(z_0) \sim 10^7$ G. We model the decay of the magnetic field along the jet as $B \propto z^{-m}$ with $m = 1-2$. In the region $z_{\text{acc}} \leq z \leq z_{\max}$ a fraction of the electrons and protons in the jet is accelerated to relativistic energies. A 10% of the jet power is transferred to relativistic particles, i.e. $L_{\text{rel}} = 0.1L_{\text{jet}}$. The jet power is in the range $L_{\text{jet}} = 10^{37-38}$ erg s $^{-1}$, in agreement with the estimates of Gallo et al. (2005). We define the ratio $a \equiv L_p/L_e$, where L_p and L_e are the powers in relativistic protons and electrons, respectively. These particles are injected with a power-law spectrum $\propto E^{-p}$ with $p = 2.0-2.4$ (consistent with a diffusive acceleration mechanism) in the energy range $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$, and then suffer radiative and non-radiative energy losses. The maximum energy E_{\max} is estimated balancing the total energy loss rate and the acceleration rate $t_{\text{acc}}^{-1} = \eta ecB/E$, where $\eta < 1$ is the acceleration efficiency. We compute the energy distributions of relativistic particles in steady state numerically solving a transport equation that accounts for particle injection, cooling and convection, see for example Khangulyan et al. (2008).

We calculate the electromagnetic emission from relativistic particles due to several processes: synchrotron and inverse Compton (IC) radiation, proton-proton (pp) and proton-photon ($p\gamma$) interactions. The targets for pp collisions are the thermal protons in the wind of the companion star (pp -star, $M_{\text{star}} = 10^{-5}M_\odot \text{ yr}^{-1}$) and the internal matter field of the jet (pp). The target

photons for IC scattering are provided by the thermal radiation of the star (IC-star, $T_{\text{star}} \sim 3 \times 10^4$ K) and the accretion disk (IC-disk, $T_{\text{disk}} \sim 10^6$ K), and by the internal synchrotron field of the jet (synchrotron self-Compton). The intrinsic luminosity is corrected for absorption caused by photon-photon annihilation into electron-positron pairs, that affects mainly the gamma-ray band. We assume that the binary is in the superior conjunction.

3. Results

We fit the observed broadband observed SED of Cygnus X-1 by a least-squares method with free parameters z_{\max} , m , a , p , η and E_{\min} . Fig. 1 shows two equally good fits already corrected by absorption. Model A corresponds to a proton-dominated jet ($a = 39$) with a fast decaying magnetic field ($m = 1.9$); for Model B, $a = 0.07$ and $m = 1.0$. The main difference between the two models is that in the former the MeV tail (COMPTEL observations) cannot be fit simultaneously with the rest of the data, whereas in the latter it is well explained as the cutoff region of the jet synchrotron spectrum. In both models the gamma-ray emission up to ~ 100 GeV is of leptonic origin. The emission above ~ 1 TeV is dominated by hadronic processes: in Model A there are practically no photons above ~ 100 GeV, but in Model B the very high energy part of the SED extends up to ~ 100 TeV and is just below the upper limits of MAGIC, and might be detectable by future arrays with higher sensitivity like the Cherenkov Telescope Array. It is worth noting here that other jet models for the non-thermal SED of Cygnus X-1 predict a synchrotron origin of the MeV tail, the most developed among them being that of Zdziarski et al. (2014). These authors, however, are not able to fit simultaneously the data at GeV energies.

In Fig. 2 we show the spatial distribution of the jet emission at 8.4 GHz for Model B, convolved with a 2D Gaussian of full width at half maximum $2.25 \times 0.86 \text{ mas}^2$ to mimic the effect of an array with a beam as that in the observations with the Very Long Baseline Array by

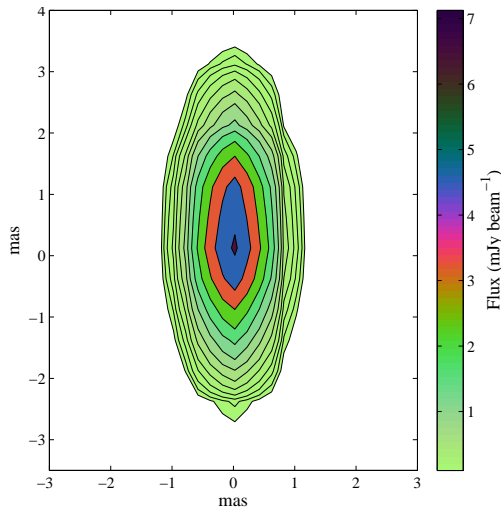


Figure 2: Synthetic map of the jet radio emission at 8.4 GHz corresponding to the SED of Model B.

Stirling et al. (2001). We obtain flux levels in excellent agreement with the observations; the extension of the synthetic jet at this frequency, however, is smaller than the ~ 15 mas of the extended radio source mapped by these authors. The cause is that in our model most of the synchrotron emission is concentrated in a thin region compared to the length of the jet. This suggests that particle acceleration sites may exist farther from the black hole and/or the behaviour of the jet magnetic field is substantially different from that assumed here. Suitable conditions for particle acceleration in the jets may develop at the sites of recollimation shocks – such as those observed in extragalactic sources and also predicted by numerical simulations, see e.g. Perucho et al. (2010), or because of the impact of the stellar wind in the jet (e.g. Perucho & Bosch-Ramon, 2012; Araudo et al., 2009).

Finally, we calculate the degree of polarization of the MeV emission for Model B. To compute the Stokes parameters we follow the general expressions given in Korchakov & Sirovat-skii (1962). We assumed two different geometries for the magnetic field: a magnetic field purely in the z -direction and a purely azimuthal magnetic field. For both configurations the magnetic field strength decays as $|\mathbf{B}| = B_0(z_0/z)^m$ with $m = 1$ as in Model B. We obtain degrees of polarization at 1 MeV of $\sim 80\%$ and $\sim 75\%$ for the cases of purely vertical and purely azimuthal magnetic fields, respectively. These results, although quite crude estimates, are consistent with the degrees of polarization of $(75 \pm 32)\%$ in the energy range 400 keV – 2 MeV measured with *INTEGRAL* during the LH state of Cygnus X-1 (Rodríguez et al., 2015).

4. Conclusions

Applying an inhomogeneous, lepto-hadronic radiative jet model to study the broadband emission of Cygnus X-1, we obtain two SEDs that fit the available observational data and upper limits from radio wavelengths

to TeV energies. One of these best-fit models explains the MeV tail as jet synchrotron emission, and simultaneously fits the GeV data. Considering a toy model for the magnetic field geometry, for this model we estimate a degree of polarization at MeV energies in agreement with that measured by *INTEGRAL*. We also investigate the morphology of the jet at radio wavelengths predicted by our model and we find that the synthetic jet is much more compact than the observed radio source. This result suggests that a more detailed modeling of the magnetic field and/or the acceleration region(s) in the outflows is necessary, since these are the main factors that determine the properties of the electron distribution and their synchrotron emission along the jet. We aim at tackling these issues in future works by considering more realistic magnetic field configurations and assessing the existence of sites of particle (re-)acceleration further away from the black hole. Reproducing the morphology of the source and its polarization properties may provide valuable information about the conditions in the jets beyond what can be extracted from only fitting the non-thermal SED, further helping to remove the intrinsic degeneracy of radiative jet models.

Acknowledgements: This work was supported by grants PICT 2012-00878 from ANPCyT (Argentina) and AYA 2013-47447-C3-1-P from MEyC (Spain).

References

- Albert J., et al., 2007, *ApJL*, 665, L51
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2009, *A&A*, 503, 673
- Bodaghee A., et al., 2013, *ApJ*, 775, 98
- Fender R. P., et al., 2006, *MNRAS*, 369, 603
- Gallo E., et al., 2005, *Nature*, 436, 819
- Khangulyan D., Aharonian F., Bosch-Ramon V., 2008, *MNRAS*, 383, 467
- Korchakov A. A., Sirovat-skii S. I., 1962, *Soviet Astronomy*, 5, 678
- Laurent P., et al., 2011, *Science*, 332, 438
- McConnell M. L., et al., 2002, *ApJ*, 572, 984
- Orosz J. A., et al., 2011, *ApJ*, 742, 84
- Perucho M., Bosch-Ramon V., 2012, *A&A*, 539, A57
- Perucho M., Bosch-Ramon V., Khangulyan D., 2010, *A&A*, 512, L4
- Rodríguez J., et al., 2015, *ApJ*, 807, 17
- Romero G. E., Vieyro F. L., Chaty S., 2014, *A&A*, 562, L7
- Romero G. E., Vila G. S., 2008, *A&A*, 485, 623
- Sabatini S., et al., 2010, *ApJL*, 712, L10
- Stirling A. M., et al., 2001, *MNRAS*, 327, 1273
- Vila G. S., Romero G. E., Casco N. A., 2012, *A&A*, 538, A97
- Zdziarski A. A., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 3243



Un sistema protoestelar a bajas frecuencias en radio

C.S. Peri^{1,2}, P. Benaglia^{1,2}, J. Martí^{3,4}, J.R. Sánchez-Sutil⁴, C.H. Ishwara-Chandra⁵

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Departamento de Física, Universidad de Jaén, Jaén, España

⁴ Grupo de Investigación en Fuentes de Alta Energía en la Galaxia, Universidad de Jaén, Jaén, España

⁵ National Centre for Radio Astrophysics, Tata Institute of Fundamental Research, Pune, India

Contacto / cintia@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas se forman en los lugares más densos y fríos de la Galaxia. Las protoestrellas son sistemas complejos que poseen múltiples componentes, generan una variada fenomenología y experimentan procesos físicos de los más interesantes para estudiar. Existen diferencias y similitudes entre las protoestrellas de distintos rangos de masas. Un observable recurrente en varios sistemas con protoestrellas de alta masa, es la presencia de radioemisión no térmica (sincrotrón) en los chorros. Una de las protoestrellas de gran masa que presenta este tipo de radiación es la identificada con el nombre *IRAS 16547–4247*, por la fuente infrarroja central asociada. Esta fuente ha sido largamente observada en ondas de radio en distintas frecuencias y se la ha estudiado como potencial generadora de fotones de altas energías. En este trabajo presentamos mapas en ondas de radio obtenidos con el *Giant Metrewave Radio Telescope*, de un grado de campo visual, en la frecuencia de 610 MHz, hasta ahora no observada, y con un nivel de ruido de $\sim 5 \times 10^{-5}$ mJy. Se detectó la zona central de *IRAS 16547–4247* y los lóbulos norte y sur junto a otras fuentes en el campo. Destacamos las más llamativas y nombramos algunas de las contrapartes halladas.

Abstract / Stars form in the coolest and densest places of the Galaxy. Protostellar systems are very complex, have several components, produce a rich phenomenology and experiment very interesting physical processes to be studied. There exist a lot of similarities and differences between protostellar systems related to all the mass ranges. A common characteristic related to high-mass protostars is the detection of non-thermal synchrotron radio emission coming from the jets. One system that presents this kind of evidence is *IRAS 16547–4247*, called that way because of the infrared source on its center. This source has been observed and studied in several radio frequencies and modeled as possible generator of high-energy photons. We present radio maps of the Giant Metrewave Radio Telescope, of ~ 1 deg², at 610 MHz, never reported before, with a noise level of $\sim 5 \times 10^{-5}$ mJy. We detected the entire system of *IRAS 16547–4247*, center and lobes, and other sources in the region. We name some of them and their counterparts.

Keywords / stars: protostars — stars: jets — radio continuum: general

1. Introducción

El sistema protoestelar *IRAS 16547–4247* se encuentra a ~ 2.9 kpc de distancia del Sol y es un sistema triple en ondas de radio: región central (protoestrella) y lóbulos sur y norte (Garay et al., 2003). A esa distancia, y con un tamaño angular de $\sim 20''$, la extensión total lineal es de ~ 0.28 pc. La Fig. 1 del trabajo de Garay et al. (2003) muestra el sistema observado en varias frecuencias (1.4, 2.5, 4.8 y 8.6 GHz) con el radiointerferómetro *Australia Telescope Compact Array* (ATCA*). En la zona central se halló una componente de polvo a 1.2 mm (Garay et al., 2003), en una región de $33'' \times 24''$, con un flujo total de 16.4 Jy, y una masa de $1.3 M_{\odot}$. La luminosidad central resultó $L_{*} \sim 6.2 \times 10^4 L_{\odot} \sim 2.4 \times 10^{38}$ erg s⁻¹.

Las observaciones en varias frecuencias en radio permitieron estimar el índice espectral. En la zona central vale $\alpha = 0.49 \pm 0.12$ y para los lóbulos norte y sur, -0.61 ± 0.26 y -0.33 ± 0.04 , respectivamente. La radioemisión sería térmica (emisión libre-libre) en el centro y no térmica en los chorros.

Nuevas observaciones realizadas con *Very Large Array* (VLA**), (3.6 y 2 cm, u 8.46 y 14.9 GHz) y ATCA (4.80 y 8.64 GHz) posibilitaron estimar nuevos índices espectrales (Rodríguez et al., 2005), lo cual arrojó resultados consistentes con lo obtenido por Garay et al. (2003). Además, se observaron nuevas subestructuras en los chorros. Rodríguez et al. (2008) estudiaron la variabilidad del sistema a 3.6 cm y detectaron nuevas estructuras débiles no reportadas previamente, y signos de precesión en las zonas más brillantes de los chorros.

La evidencia, observada en radio, de la existencia de emisión sincrotrón por parte de los chorros, permite suponer la existencia de electrones relativistas. De ello se puede deducir la presencia de otras partículas relativistas, hipótesis que avala el desarrollo de modelos de otros procesos radiativos no térmicos, además de sincrotrón. Para el sistema de *IRAS 16547–4247*, se ha estudiado como región de aceleración de partículas la zona terminal de los chorros (Araudo et al., 2007; Romero et al., 2010; Bosch-Ramon et al., 2010). Las distribuciones espectrales de energía esperadas para *IRAS 16547–4247*

*<https://www.narrabri.atnf.csiro.au/>

**<http://www.vla.nrao.edu/>

se muestran en Bosch-Ramon et al. (2010), además del umbral de sensibilidad de *Fermi* y de futuros instrumentos como *CTA* Norte. En un futuro, con mayor sensibilidad o tiempo de observación, la fuente podría detectarse. En 2013, se reportó la detección de emisión en rayos X con *XMM-Newton* en la zona de *IRAS* 16547–4247 (Munar-Adrover et al., 2013). A diferencia del modelo anterior, los autores atribuyen los fotones X a emisión térmica generada en un choque de alta velocidad en la parte terminal del chorro. Afirman también que *CTA* o *Fermi* podrían detectar el objeto.

Observaciones realizadas con el *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* (ALMA^{***}), hacia la zona central y a muy alta resolución (del orden de $0.5''$) han sido descritas en dos trabajos recientes. Zapata et al. (2015) observaron en continuo a 0.85 mm, y detectaron una fuente asociada a *IRAS* 16547–4247 y otra al oeste de la misma. Luego, en líneas, reportaron dos componentes de material con distintas temperaturas y velocidades. La componente más cercana al centro sería el disco protoestelar, con una masa de $20 M_{\odot}$. Higuchi et al. (2015) muestran que en la línea de ^{12}CO (3-2) se ven dos flujos con origen en el disco, y, que en la de CH_3OH (7-6) se detecta una estructura tipo reloj de arena. Esto puede indicar que, o bien existe precesión, o bien el centro es un sistema múltiple en formación.

2. Observaciones

La zona de *IRAS* 16547–4247 cuenta con observaciones en el continuo de ondas de radio desde 1.4 hasta 14.6 GHz e índices espectrales que se calcularon entre algunas de las frecuencias dentro de ese rango (ver sección anterior).

Para poder aportar observaciones novedosas elegimos el radiointerferómetro *Giant Metrewave Radio Telescope* (GMRT^{****}) pues posee detectores que llegan a frecuencias menores que las observadas para el sistema de interés (Proposal code 21_011, PI: P. Benaglia). Luego, dado que se espera que la emisión sincrotrón sea polarizada, contemplamos también la posibilidad de detectar polarización, hasta ahora reportada solo en la región de *IRAS* 18162–2048 (Carrasco-González et al., 2010), otra protoestrella de alta masa.

Las observaciones se realizaron a 610 MHz, en un campo visual de un grado de diámetro angular. El ruido característico obtenido fue de $\sim 5 \times 10^{-5}$ mJy, y la resolución angular lograda fue de $8.6'' \times 4.03''$ segundos de arco. En la generación de imágenes se utilizó la técnica de autocalibración, con el fin de mejorar la relación señal–ruido (S/R).

3. Resultados

3.1. Región de *IRAS* 16547–4247

La fuente central del campo es el sistema de *IRAS* 16547–4247, y si bien no se separan la zona central y los dos lóbulos, se puede ver que existen tres picos

***<http://www.almaobservatory.org/>

****<http://gmrt.ncra.tifr.res.in/>

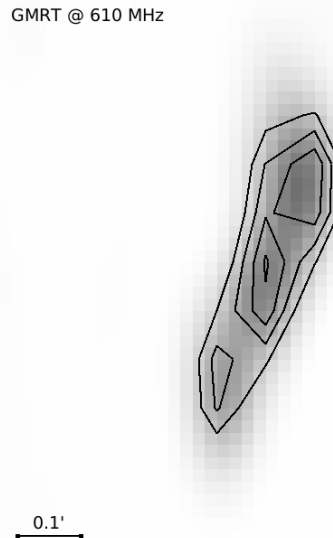


Figura 1: Imagen de la zona de *IRAS* 16547–4247 lograda a partir de las observaciones obtenidas con GMRT, a la frecuencia de 610 MHz. Contornos: $1, 1.3, 1.7, 2, 2.4$ y 2.7 mJy haz^{-1} .

de emisión que confirman las tres componentes del sistema protoestelar (Fig. 1). De hecho, en los mapas a varias frecuencias de Garay et al. (2003), se aprecia que a medida que se baja en GHz, se separa cada vez menos la estructura triple (ver figura 1 de Garay et al. 2003), lo cual es consistente con nuestro mapa de la fuente central de *IRAS* 16547–4247 y sus lóbulos.

El flujo total de la fuente extendida es ~ 10.5 mJy y el máximo de emisión en esta zona es de ~ 2.7 mJy haz^{-1} . Respecto a la polarización, no hallamos resultados positivos. Una posibilidad es que el grado de polarización sea bajo y que esta se halle por debajo del nivel del ruido característico del mapa.

Un intento de confección de mapas de índice espectral entre las imágenes a 610 MHz y a 1.4 GHz (reprocesados de archivo) no dio resultados positivos, debido a que la precisión en la astrometría no resultó suficiente. Si bien la autocalibración mejora la relación S/R, puede introducir errores en la precisión de las coordenadas. El desplazamiento entre las fuentes puntuales más intensas de ambos mapas es de entre 1.5 y 3 segundos de arco. Por otra parte, el ruido obtenido de los datos del GMRT es un orden de magnitud menor que aquel de ATCA a 1.4 GHz, lo cual introduciría un error considerable en los mapas de índice espectral. Estas condiciones no nos permiten avanzar en los mapas de índices espectrales por el momento.

3.2. Otras fuentes en la zona

El campo visual de nuestra imagen a 610 MHz del GMRT tiene $\sim 1^\circ$ de diámetro angular, y además de la fuente de interés, que subtiende sólo unos $20''$, logramos detectar una gran cantidad de fuentes. De ellas, estudiamos las que morfológicamente resultaron llama-

Agradecimientos: C.S. Peri y P.B. agradecen a los subsidios de ANPCyT, PICT-2012/00878, de CONICET, PIP 0078, y de UNLP, G11/115.

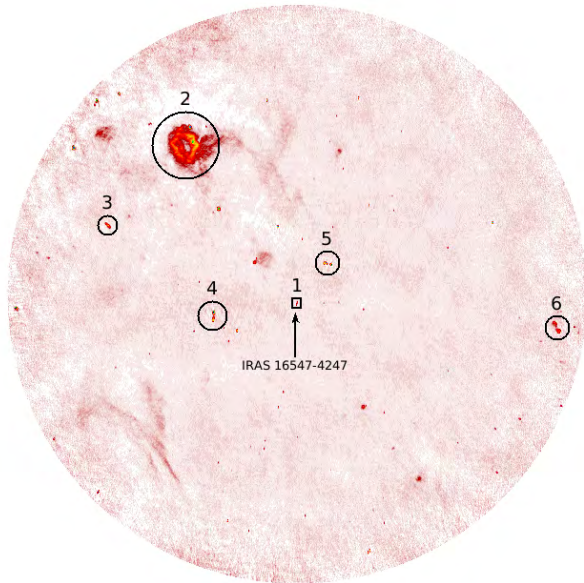


Figura 2: Campo visual total tomado con GMRT a 610 MHz. El sistema de interés se encuentra en el centro de la imagen. Las fuentes analizadas han sido etiquetadas con números.

tivas, y se pueden ver marcadas con números del 2 al 6 en la Fig. 2.

La fuente 2 ha sido identificada previamente como una burbuja infrarroja (Churchwell et al., 2006; Simpson et al., 2012). La fuente 3, por su parte, ha sido catalogada como estrella (en la base de datos astronómicos Simbad[†]). La parte superior de lo que marcamos como fuente 4 es una fuente radio (Simbad) y la fuente 5 en cambio, en sus dos componentes, posee etiquetas de fuentes de radio (Simbad). Por último, la fuente 6 ha sido catalogada entre las fuentes *IRAS* (Simbad).

4. Discusión

Las observaciones realizadas con GMRT a 610 MHz hacia *IRAS* 16547–4247 son las primeras que confirman que el sistema en su extensión total emite a esa frecuencia. La morfología observada es consistente con lo detectado previamente a diferentes frecuencias. Las distintas estructuras que se detectan están relacionadas a los haces sintetizados obtenidos en cada mapa generado, tanto en nuestro trabajo como en los previos.

Para poder discernir si la emisión detectada es térmica o no térmica, se necesita de los mapas de distribución de índice espectral. Para obtener un mapa aceptable de este tipo, se requiere de la confección de imágenes a 610 MHz, y nuevos datos a 1280 MHz con GMRT, de ruido característico similar.

Finalmente, debido al gran campo visual de GMRT, el mapa obtenido permitirá estudiar una cantidad de fuentes interesantes halladas en la imagen, muchas de las cuales no se encuentran catalogadas en otras longitudes de onda.

[†]<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Referencias

- Araudo A. T., et al., 2007, *A&A*, 476, 1289
 Bosch-Ramon V., et al., 2010, *A&A*, 511, A8
 Carrasco-González C., et al., 2010, *Science*, 330, 1209
 Churchwell E., et al., 2006, *ApJ*, 649, 759
 Garay G., et al., 2003, *ApJ*, 587, 739
 Higuchi A. E., et al., 2015, *ApJL*, 798, L33
 Munar-Adrover P., et al., 2013, *A&A*, 559, A13
 Rodríguez L. F., et al., 2005, *ApJ*, 626, 953
 Rodríguez L. F., et al., 2008, *AJ*, 135, 2370
 Romero G. E., et al., 2010, in Martí J., Luque-Escamilla P. L., Combi J. A., eds, *High Energy Phenomena in Massive Stars Vol. 422 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Gamma-Rays from Massive Protostars*. p. 100
 Simpson R. J., et al., 2012, *MNRAS*, 424, 2442
 Zapata L. A., et al., 2015, *MNRAS*, 447, 1826



Magnetares como fuentes para potenciar supernovas superluminosas

M. Bersten¹ & O. Benvenuto^{1,2}

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

² *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

Contacto / mbersten@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los magnetares han sido propuestos como una de las posibles fuentes para potenciar la curva de luz de supernovas superluminosas. Hemos incorporado la energía depositada por un hipotético magnetar en nuestro código hidrodinámico unidimensional que simula explosiones estelares y analizado el efecto dinámico en el material eyectado de la supernova. En particular, presentamos un modelo para la supernova SN 2011kl, el primer objeto asociado con un estallido de radiación gamma de muy larga duración. Finalmente mostramos su efecto sobre la curva de luz de supernovas ricas en hidrógeno.

Abstract / Magnetars have been proposed as one of the possible sources to power the light curve of superluminous supernovae. We have included the energy deposited by a hypothetical magnetar in our one-dimensional hydrodynamical code, and analyzed the dynamical effect on the supernova ejecta. In particular, we present a model for SN 2011kl, the first object associated with a ultra-long-duration gamma-ray burst. Finally, we show its effect on the light curves of hydrogen rich supernovae.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: SN 2011kl

1. Introducción

Hace aproximadamente una década atrás se reconoció un nuevo tipo de explosión estelar, conocida como supernova superluminosa (SLSN por sus siglas en inglés), cuya luminosidad puede ser de 10 a 100 veces la luminosidad de las supernovas (SNe) normales (Quimby et al., 2007). En la actualidad se ha detectado un centenar de objetos de este tipo (aunque menos de la mitad han sido publicados hasta el momento), lo cual ha permitido subclasificarlos según las propiedades de su curva de luz (LC por sus siglas en inglés) y su espectro (Gal-Yam, 2012). El sistema de clasificación es similar al utilizado para el caso de SNe normales (ver Filippenko, 1997). Se denominan de tipo I cuando muestran líneas de hidrógeno en el espectro y de tipo II cuando el H no está presente.

Todavía no hay consenso sobre la fuente que potencia la LC de estos objetos. Sin embargo, sabemos que son explosiones de estrellas masivas ($M_{ZAMS} \gtrsim 8 M_{\odot}$, donde M_{ZAMS} indica la masa en la secuencia principal) y que frecuentemente son encontradas en galaxias de baja luminosidad, baja metalicidad y con alta tasa de formación estelar (Lunnan et al., 2014). Las tres alternativas más populares propuestas en la literatura para explicar sus altas luminosidades son: (1) que se produzcan grandes cantidades de níquel durante la explosión (“*Pair Instability SNe*”); en este caso, serían necesarias masas $> 5 M_{\odot}$, (2) que sean potenciadas por la interacción con un medio circundante denso, y (3) que sean potenciadas por un magnetar recientemente formado. Para SLSNe-Ic que no muestran hidrógeno ni helio en el espectro, el magnetar es el modelo más aceptado. En este trabajo analizaremos el efecto de incluir un magnetar

en nuestro código hidrodinámico unidimensional.

Además del intrigante origen de estas explosiones, al ser tan brillantes, las SLSNe podrían potencialmente servir para medir distancias a escalas mucho mayores que las SNs normales (Inserra & Smartt, 2014), lo cual es una motivación adicional para el estudio de este tipo de objetos.

2. Modelo de magnetar

Recientes estudios han mostrado que el rango de luminosidades de las SLSNe puede ser explicado si se considera como fuente extra en el material eyectado de una SN la energía depositada por un magnetar formado recientemente, con campos magnéticos muy intensos ($B \approx 10^{14} - 10^{15}$ G) y que rota muy rápidamente ($P \approx$ pocos ms, Woosley 2010; Kasen & Bildsten 2010). Siguiendo la investigación de nuestros trabajos previos, hemos incluido la energía debida a un magnetar en nuestro código hidrodinámico unidimensional que simula explosiones de SNe (Bersten et al., 2011). La tasa de pérdida de energía rotacional de un magnetar bajo la aproximación de un dipolo magnético es una expresión bien conocida (Shapiro & Teukolsky, 1983). Hemos supuesto que dicha energía es totalmente depositada y termalizada en las zonas más internas de nuestro modelo presupernova, hipótesis usualmente utilizada. Los magnetares suficientemente potentes pueden forzar a que parte de la envoltura se expanda a velocidades comparables con la velocidad de la luz (ver Fig. 1). Hemos incluido modificaciones relativistas a nuestro código siguiendo la receta de van Riper (1979). Detalles de estas modificaciones

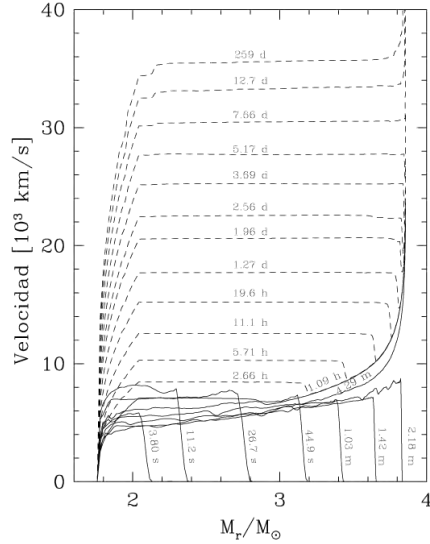


Figura 1: Perfiles de velocidad a diferentes tiempos desde la explosión para un modelo de $4 M_{\odot}$. Las líneas continuas representan la propagación inicial de la onda de choque, similar al caso de una explosión estándar sin magnetar. Las líneas discontinuas muestran la modificación de la velocidad debido a la presencia del magnetar.

serán presentadas en un próximo artículo.

En la Fig. 1 mostramos los perfiles de velocidad a diferentes tiempos desde que se inyecta una energía de 10^{51} erg en la base de la envoltura de una estrella de $4 M_{\odot}$. El modelo presupernova es una estrella que ha sido evolucionada hasta las condiciones del colapso gravitatorio (Nomoto & Hashimoto, 1988). Si bien al momento de explotar nuestro modelo pre-SN es una estrella de $4 M_{\odot}$, esta corresponde a una estrella de $15 M_{\odot}$ en la secuencia principal que durante su evolución perdió la mayoría de su masa. Además de la típica energía de la explosión ($\approx 10^{51}$ erg) hemos incluido una fuente extra debida a un magnetar con $P = 1$ ms y $B = 10^{14}$ G. La dinámica se ve claramente afectada por la presencia de un magnetar. Notar que la homología, usualmente supuesta en este tipo de explosiones, no es alcanzada al menos hasta 250 días luego de la explosión.

3. Modelo para SN 2011kl

Recientemente se reportó la primera asociación de un estallido de radiación gamma de muy larga duración (ULGRB por sus siglas en inglés), GRB 111209A, de más de 10 000 s de duración, con una SN sin hidrógeno, la SN 2011kl, con un corrimiento al rojo de $z = 0.677$ (Greiner et al., 2015). La LC de SN 2011kl fue significativamente más luminosa comparada con otras SN asociadas con estallidos de radiación gamma (GRB por sus siglas en inglés) hasta entonces conocidas, sugiriendo por primera vez una conexión entre las SNe-GRB y SLSNe-ULGRB.

Un magnetar fue propuesto por los autores como la fuente de energía extra para potenciar la LC de SN

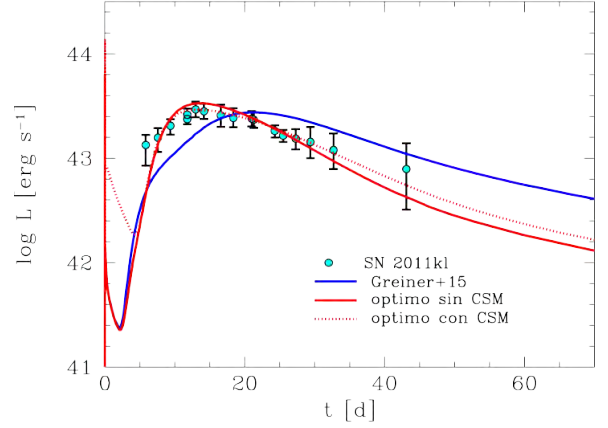


Figura 2: Curva de luz bolométrica de SN 2011kl (puntos) comparada con modelos de magnetar para los parámetros de Greiner et al. (2015) (línea azul), nuestro modelo óptimo (línea roja continua) y un modelo con material circundante (línea roja discontinua).

2011kl; los parámetros propuestos fueron $P = 12.2$ ms y $B = 7.5 \times 10^{14}$ G (ver Greiner et al., 2015). Acá presentamos un análisis de la LC de este objeto usando nuestro propio código. Primero calculamos la LC suponiendo los mismos parámetros que Greiner et al. (2015). En la Fig. 2, con línea azul, presentamos nuestro resultado. A diferencia de lo encontrado por Greiner et al. (2015), no hemos podido reproducir las observaciones con estos parámetros. Sin embargo, encontramos que un magnetar con $P = 3.3$ ms y $B = 2 \times 10^{15}$ G puede explicar muy bien las observaciones de SN 2011kl (Fig. 2, línea roja continua). Greiner et al. (2015) usaron un modelo analítico para calcular la LC; sin embargo, como hemos discutido en la Sec. 2., los efectos dinámicos en el material eyectado de las SN son importantes y no pueden ser despreciados (Fig. 1). Por otro lado, nosotros hemos usado en nuestros cálculos tablas de opacidades realistas con un piso para la opacidad de $0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, como es usualmente supuesto en la literatura, mientras que Greiner et al. (2015) parecen haber adoptado un valor constante de $0.07 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

Las explosiones de objetos sin envolturas, como las requeridas para las SNSL-Ic, producen un mínimo de muy baja luminosidad antes de la crecida al máximo principal (Fig. 2, líneas continuas). Hemos testeado el efecto en la LC temprana al incluir un material circundante. En la Fig. 2 con línea roja discontinua mostramos este modelo. Como puede verse, la presencia de cierto material circundante podría explicar la alta luminosidad en las épocas tempranas y de esta manera explicar el primer dato observado.

4. Magnetares en SNs ricas en hidrógeno

Si bien los magnetares han sido propuestos para explicar las SLSNe-Ic (sin hidrógeno), a modo exploratorio, hemos estudiado el efecto que tendría un magnetar en explosiones de supergigantes rojas, es decir, en objetos con envolturas densas ricas en hidrógeno, los cuales son

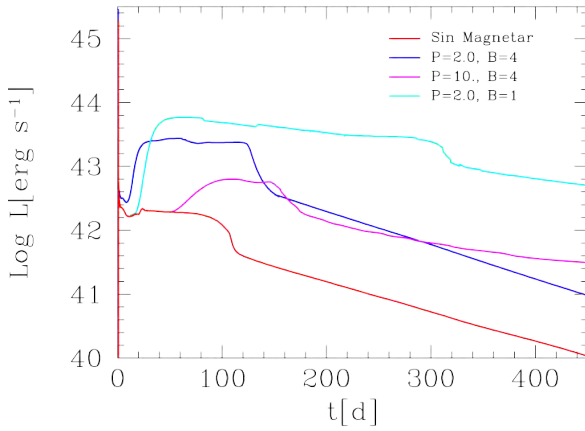


Figura 3: Curvas de luz bolométricas para modelos con envolturas ricas en hidrógeno y diferentes parámetros del magnetar como se muestran en las etiquetas. Se muestra un modelo sin magnetar en línea roja.

los progenitores típicos de SNe tipo II meseta (*plateau*, SNe II-P), el tipo de explosión más común en el Universo. Hemos calculado modelos con diferentes valores de P y B ; algunos ejemplos de nuestros resultados son presentados en la Fig. 3. Notamos que el *plateau*, producido por la recombinación del hidrógeno, característico de progenitores de SNe II-P, persiste aún en presencia de un magnetar. Sin embargo, el magnetar produce *plateau* más largos y luminosos. Además, nuestros modelos muestran que de existir este tipo de explosiones, el *plateau* debe ser precedido por una fase de brillo creciente. Este tipo de análisis puede servir para la interpretación de objetos peculiares que son encontrados frecuentemente en nuevos relevamientos.

5. Resumen

Hemos incorporado la presencia de un magnetar en nuestro código y mostrado el efecto dinámico que este causa en el material eyectado de una SN. Analizamos un objeto peculiar, SN 2011kl, el cual puede representar la primera asociación de una SLSNe con un ULGRB. Este objeto es extremadamente interesante y está siendo extensamente estudiado en la literatura. Hemos mostrado que la LC puede ser explicada suponiendo la existencia de un magnetar como ya había sido propuesto. Sin embargo, nuestros cálculos más detallados muestran que para derivar parámetros del magnetar deben utilizarse modelos hidrodinámicos. Finalmente, presentamos un cálculo exploratorio del efecto que tendría un magnetar en la LC de SNe ricas en hidrógeno. Estos modelos podrían explicar objetos con *plateau* extremadamente largos y luminosos, los cuales no han sido observados todavía.

Agradecimientos: Agradecemos a la FCAGLP y a la AAA por la ayuda económica recibida para la participación a esta reunión.

Referencias

- Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
 Filippenko A. V., 1997, ARA&A, 35, 309
 Gal-Yam A., 2012, Science, 337, 927
 Greiner J., et al., 2015, Nature, 523, 189
 Inarra C., Smartt S. J., 2014, ApJ, 796, 87
 Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
 Lunnan R., et al., 2014, ApJ, 787, 138
 Nomoto K., Hashimoto M., 1988, ApJ, 163, 13
 Quimby R. M., et al., 2007, ApJL, 668, L99
 Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects. Wiley-VCH, Hoboken, EE.UU.
 van Riper K. A., 1979, ApJ, 232, 558
 Woosley S. E., 2010, ApJL, 719, L204



Morfología de eyecciones coronales de masa: avances e interrogantes pendientes

H. Cremades^{1,2}

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

Contacto / hebe.cremades@frm.utn.edu.ar

Resumen / Las eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés) tienen su origen en la atmósfera solar e inyectan grandes cantidades de plasma y campos magnéticos en la heliosfera. Pueden además ser causantes de tormentas geomagnéticas y ondas de choque, que a su vez pueden acelerar partículas energéticas. El interés por las CMEs no es sólo práctico, debido a su capacidad de interactuar con la magnetósfera terrestre y conllevar una serie de efectos tecnológicos indeseables para la sociedad actual, sino también científico, ya que las CMEs juegan un importante rol en la dinámica coronal e interplanetaria, al ser parte del viento solar. Misiones espaciales dedicadas al monitoreo solar como *SOHO* (*Solar and Heliospheric Observatory*), *STEREO* (*Solar-Terrestrial Relations Observatory*), y *SDO* (*Solar Dynamics Observatory*) han significado un gran paso hacia la comprensión de la estructura y evolución de CMEs. Sin embargo, debido a la naturaleza de los instrumentos empleados para su observación, aún resta deducir aspectos de su configuración tridimensional. En este informe visitaremos los más trascendentes y últimos avances en torno a la caracterización tridimensional de su morfología, basados tanto en modelos teóricos como en observaciones. Asimismo, se hará referencia a su relación con aspectos de sus regiones fuente a nivel fotosférico, cromosférico y de baja corona, así como también con sus contrapartes interplanetarias detectadas *in situ*. Estas correspondencias son importantes no sólo para ahondar en la comprensión física de las CMEs, sino también para acotar modelos geométricos y de propagación de CMEs en vistas a mejorar el estado actual de los pronósticos de meteorología espacial.

Abstract / Coronal mass ejections (CMEs) originate in the solar atmosphere and inject large amounts of plasma and magnetic fields in the heliosphere. Moreover, they can generate geomagnetic storms and shock waves, which in turn may accelerate energetic particles. The growing interest in studying CMEs stems not only from practical reasons, given their capacity to interact with Earth's atmosphere involving undesirable technological effects for modern society, but also from scientific reasons, because CMEs are part of the solar wind and thus play a key role in coronal and interplanetary dynamics. Space missions devoted to solar monitoring such as *SOHO* (*Solar and Heliospheric Observatory*), *STEREO* (*Solar-Terrestrial Relations Observatory*), and *SDO* (*Solar Dynamics Observatory*) have meant a great step toward the understanding of CME structure and evolution. However, given the nature of the instruments used for CME observation it is still difficult to deduce aspects of their three-dimensional configuration. In this report we visit the most relevant and latest advances regarding the three-dimensional characterization of their morphology, based both on theoretical models and observations. Their relationship with aspects of their source regions at photospheric, chromospheric, and low coronal levels, as well as with their interplanetary counterparts detected *in situ* are additionally addressed. These correspondences are vital not only for deepening the physical understanding of CMEs, but also to constrain geometrical and propagation models of CMEs towards improving current space weather forecasts.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: magnetic fields — Sun: corona

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa, habitualmente llamadas CMEs por sus siglas en inglés, constituyen la manifestación más espectacular de la actividad solar. Estas enormes burbujas de plasma ligado a campos magnéticos significativamente organizados, son expelidas del Sol en todas direcciones a velocidades típicas de varios cientos de km s^{-1} y ocasionalmente superando los 2000 km s^{-1} . En combinación con valores característicos de masa en torno a $1.5 \times 10^{15} \text{ g}$, implican energías del orden de $7.0 \times 10^{30} \text{ erg}$ (Vourlidis et al., 2010). Desde su primera detección observacional a principios de los años '70 han sido objeto de intenso estudio, no sólo debido a sus

descomunales proporciones, sino también a su estrecha conexión con variedad de fenómenos físicos solares, como por ejemplo la abrupta liberación de energía en fulguraciones, diversidad de ondas detectadas en diferentes regímenes de la atmósfera solar, y partículas energéticas aceleradas por las ondas de choque asociadas a CMEs (Pick et al., 2006). Por otro lado, las CMEs juegan un rol clave en la determinación de la meteorología espacial, que describe las condiciones en el espacio exterior terrestre, incluyendo las del Sol, viento solar, y atmósfera alta, que pueden afectar las condiciones de la vida en la Tierra y su espacio cercano. Aquellas CMEs que impactan la magnetosfera terrestre tienen la capacidad de interactuar con esta, y de eventualmente perturbar el

delicado equilibrio tecnológico del que depende la sociedad actual. Algunos de sus efectos incluyen inducción de corrientes elevadas en líneas de alta tensión, gasoductos y oleoductos, alteración de las comunicaciones en vuelos transpolares y otras frecuencias de radio, así como en sistemas de navegación, y efectos irreversibles en satélites y astronautas llevando a cabo paseos extravehiculares.

Si bien las primeras detecciones observacionales de CMEs se efectuaron con el advenimiento de los primeros coronógrafos en el espacio, a bordo del séptimo *Orbiting Solar Observatory* (v.g. Tousey et al., 1974) y de *Skylab* (Gosling et al., 1974), fueron postuladas con anterioridad mayor a un siglo. Los primeros esbozos de su existencia tal vez sean los reportados por el coronel Edward Sabine en 1852, quien fuera en aquella época regente de cuatro de los observatorios magnéticos en colonias británicas. En su informe, Sabine (1852) reporta sobre la periodicidad de las perturbaciones magnéticas detectadas y nota la correspondencia en período y fase con la variación de las manchas solares, atribuyéndola a “una conexión causal (...), o a una coincidencia singular”. Siguieron otras hipótesis de la existencia de “nubes de plasma”, necesarias para explicar los fenómenos medidos durante tormentas geomagnéticas. Algunas de estas hipótesis (ver Burlaga, 1991) las supusieron como plasmoides desconectados del Sol (Lindeman, 1919), como haces de plasma portadores de campos magnéticos (Alfvén, 1954), con esos campos magnéticos siendo turbulentos (Morrison, 1956), organizados en forma de lenguas conectadas al Sol (Cocconi et al., 1958), o de botellas desconectadas del mismo (Piddington, 1958).

En relación con las implicancias tecnológicas que acarrear las CMEs, el estudio de su morfología es esencial para progresar en la elaboración y mejora de predicciones de meteorología espacial, en particular a partir de observaciones de configuraciones preeruptivas, o bien de datos provistos por coronógrafos. Asimismo, resulta fundamental conocer cómo están organizadas las estructuras que conforman las CMEs para acotar modelos analíticos y numéricos de iniciación y evolución tridimensional (3D), que a su vez sean de utilidad para comprender los procesos físicos que participan en su iniciación y evolución. Una correcta interpretación de la morfología de CMEs permitiría además asociar su configuración con la de sus regiones fuente (v.g. Cremades & Bothmer, 2004), así como también con estructuras detectadas *in situ* (v.g. Bothmer & Schwenn, 1998). El estudio de la morfología de CMEs se ha visto limitado fundamentalmente debido a la naturaleza de los coronógrafos, que observan la proyección en el plano del cielo de estructuras que realmente son tridimensionales. Por esta razón, numerosos esfuerzos han sido abocados a comprender cómo están organizadas las CMEs en tres dimensiones. En las siguientes secciones se abordarán en orden cronológico, los principales descubrimientos en torno a la morfología de CMEs a partir de observaciones (Sección 2.), y deducidas o representadas a través de modelos (Sección 3.). La Sección 4. finaliza con los principales interrogantes pendientes por resolver.

2. Configuración general de CMEs a partir de observaciones

Poco después de que los primeros coronógrafos fueran puestos en el espacio, Munro et al. (1979) enunciaron la primera definición de CME: “Una entidad nueva, discreta, y brillante, que aparece en el campo visual de un coronógrafo y se propaga hacia fuera durante minutos u horas”. Una de las primeras investigaciones sobre morfología de CMEs a partir de observaciones de *Skylab* fue la de Trotter & MacQueen (1980), quienes consideraron a las CMEs como estructuras planares, i.e. como enormes arcos pero sin profundidad considerable. Esta aseveración fue posteriormente refutada por Crifo et al. (1983), quienes al analizar imágenes polarizadas dedujeron que estas no eran compatibles con estructuras planas, sino más bien con forma de burbuja con simetría esférica. De manera similar, Webb (1988) discrepó con el concepto de arcos planares al encontrar gran dispersión en la comparación de la orientación de filamentos y el ancho angular de las CMEs. El primer reporte de una CME de tipo halo, i.e. vista como un círculo rodeando el disco ocultador del coronógrafo, apoya la idea de una burbuja esférica propagándose a lo largo de la línea Sol-Tierra, proyectada en el plano del cielo (Howard et al., 1982).

Observaciones posteriores realizadas por la legendaria misión *Solar and Heliospheric Observatory* (*SOHO*; Domingo et al., 1995) han hecho importantes aportes al estudio de la morfología de CMEs, gracias a la mejorada resolución espacial y temporal de sus coronógrafos. Cabe destacar que los coronógrafos C2 y C3 del instrumento *Large Angle and Spectroscopic Coronagraph* (*LASCO*; Brueckner et al., 1995) a bordo de *SOHO* aún se encuentran operativos, 20 años después de su puesta en funcionamiento. A partir de estas observaciones, Dere et al. (1999) y Wood et al. (1999) identificaron estructuras circulares dentro de CMEs, las cuales consideraron indicativas de la presencia de una cuerda de flujo magnético retorcida de forma helicoidal. En un estudio más reciente, Moran & Davila (2004) dedujeron a través de un estudio de polarización que las CMEs estudiadas se asemejaban a una serie de arcos consecutivos implicando una simetría cilíndrica.

Por otro lado, Illing & Hundhausen (1985) plantearon la existencia de CMEs de tres partes, a partir de observaciones provistas por el coronógrafo a bordo de la misión *Solar Maximum Mission* (*SMM*; MacQueen et al., 1980), operativa durante 1980 y 1984-1989. La CME de tres partes, con un núcleo brillante, una región oscura o vacío, y un borde frontal brillante, luego sería el arquetipo de numerosos eventos estudiados hasta el presente. Ontiveros & Vourlidis (2009) postulan años después la existencia de cinco partes de una CME, agregando por delante de la clásica de tres partes un frente de onda de choque y una vaina difusa. Estas dos últimas son especialmente visibles en CMEs rápidas y se evidencian al desviar estructuras coronales, delante y a los flancos de una CME (Vourlidis et al., 2013).

2.1. Contrapartes interplanetarias

Una de las formas de detectar CMEs cuando abandonan el campo visual de coronógrafos es a través de instrumentos que miden *in situ* las propiedades del medio interplanetario. Las ICMEs (del inglés *interplanetary CMEs*) presentan típicamente una capa comprimida detrás de una onda de choque, seguida de una región con bajo valor de beta del plasma y otras características adicionales, todas ellas no excluyentes. Su asociación con CMEs está ampliamente demostrada (v.g., Burlaga et al., 1982; Schwenn, 1983; Sheeley et al., 1985; Webb et al., 2000). Las ICMEs más investigadas son las nubes magnéticas, así denominadas cuando cumplen condiciones determinadas: (i) el módulo del campo magnético se mantiene estable y a un valor elevado con respecto al ambiental, (ii) el valor del beta del plasma es muy bajo, y (iii) la dirección del campo magnético exhibe una rotación considerable, característica indicativa de un campo magnético organizado en forma de tubo de flujo cilíndrico (v.g. Bothmer & Schwenn, 1998). Debido a limitaciones impuestas por la detección *in situ*, no es posible obtener una visión global de las ICMEs o de las nubes magnéticas en el medio interplanetario sin la utilización de modelos. Por esta razón, aún se desconoce si las ICMEs no detectadas como nubes magnéticas realmente no están asociadas a una cuerda de flujo; o bien si todas las ICMEs son nubes magnéticas, pero no se detectan como tales debido a diversas causas (v.g. Cane et al., 1997; Burlaga et al., 2002; Dasso et al., 2007).

Si bien la asociación entre CMEs e ICMEs ha sido validada hace más de tres décadas, aún existe debate respecto a la correspondencia entre los rasgos de ICMEs detectadas *in situ* y los de CMEs observadas de forma remota, i.e. por coronógrafos. Por un lado, la onda de choque ha sido reconocida en CMEs sólo recientemente (Ontiveros & Vourlidas, 2009). Por el otro la contraparte coronal de la vaina *in situ* se debate entre la vaina difusa y el borde frontal brillante, o ambos, observados en coronógrafos. Además, aún se discute si el material filamentario que conforma el núcleo brillante debería ser detectado *in situ* con mayor frecuencia. Sí parece existir consenso sobre la relación entre el núcleo oscuro delimitado por líneas circulares en CMEs y la cuerda de flujo helicoidal detectada *in situ* (v.g. Vourlidas et al., 2013).

Una manera de conectar las detecciones *in situ* con sus orígenes solares es a través de la helicidad magnética, que representa una medida del retorcimiento del campo magnético. La complejidad del campo magnético se origina como consecuencia de la rotación diferencial, que provoca que las líneas del campo magnético generado por la dinamo solar se estiren y enrosquen. El rol de las CMEs es fundamental para el ciclo solar, dado que se considera que ellas retiran el flujo magnético del ciclo anterior para dar lugar al nuevo flujo de polaridad opuesta (Bieber & Rust, 1995; Low, 1999; Zhang & Low, 2003). A pesar de la inversión del campo magnético global cada 11 años, la helicidad acumulada en cada hemisferio conserva el mismo signo, razón por la cual las nubes magnéticas originadas en el hemisferio norte poseen mayor probabilidad de poseer helicidad siniestra, y las del hemisferio sur, diestra.

2.2. Contrapartes solares

Las CMEs se originan en regiones magnéticas con estructura de campo magnético cerrado, generalmente asociado a regiones activas y regiones quiescentes. Al analizar las regiones fuente de CMEs, surgen ciertas analogías entre las estructuras preeruptivas y las de CMEs propiamente dichas. Ejemplos de estas estructuras preeruptivas pueden verse durante eclipses, en el extremo ultravioleta, y en rayos X blandos. Todas estas se caracterizan por exhibir una estructura de tres partes análoga a la observada en gran número de CMEs, compuesta por arcos coronales brillantes que albergan una cavidad en su interior, en cuya parte inferior yacen filamentos densos y fríos; excepto en el caso de rayos X, en donde los filamentos no son detectables por la temperatura característica de esta banda espectral. De esta manera, los arcos coronales encuentran correspondencia con el borde frontal brillante de CMEs, las cavidades con el vacío oscuro, y los filamentos con el núcleo brillante. Se considera que el plasma de los arcos es soportado por su presión interna, mientras que el de los filamentos debe ser sostenido por el campo magnético helicoidal delineado por la cavidad oscura. De esta manera, en los filamentos el campo magnético debe ser horizontal, o bien cóncavo hacia arriba.

Existen dos tipos de estructura de filamentos, y también de configuración del campo magnético a su alrededor (v.g. Martin, 2003). Sus combinaciones dan lugar a dos tipos de configuraciones que implican helicidad siniestra en el hemisferio norte, mientras que las dos configuraciones restantes conllevan helicidad diestra en el hemisferio sur. Los dos tipos de helicidad están asociados a formaciones observables en rayos X llamadas sigmoides, típicamente con forma de Z en el hemisferio norte y de S en el sur (Rust & Kumar, 1996). Las regiones que exhiben estas estructuras tienen mayor probabilidad de erupcionar (Canfield et al., 1999), razón por la cual se las ha sugerido como precursores de CMEs.

En el esquema más básico de erupción de CMEs, un filamento cuyo campo magnético es no potencial, yace sobre la línea neutra que separa polaridades opuestas. Alguna inestabilidad lleva a la reconexión de campos magnéticos organizados, dando lugar a la eyección de masa y campo magnético coronal y del filamento. Este proceso puede estar acompañado de fulguraciones, aceleración de partículas, emisión de ondas de radio, ondas coronales, y otros fenómenos.

3. Configuración general de CMEs a partir de modelos

El modelo más elemental de erupción de CMEs es el CSHKP, concebido a partir de los trabajos de Carmichael (1964); Sturrock (1966); Hirayama (1974) y Kopp & Pneuman (1976). Este ha sido tomado como base de variedad de modelos, y es compatible con la estructura de CME de tres partes. Tal vez uno de los más relevantes basado en el CSHKP sea el modelo de Gibson & Low (1998), el cual hace uso del concepto de cuerda de flujo y explica la dinámica de CMEs planteando la reconexión magnética como pilar fundamental.

3.1. Modelos MHD

Con el objetivo primordial de describir el comportamiento de las CMEs, se han desarrollado variedad de modelos magnetohidrodinámicos (MHD), que pueden clasificarse de diversas formas. Los primeros modelos hicieron foco fundamentalmente en el comportamiento de las CMEs, sin tener en cuenta la estructura interna de las mismas. Los modelos más realistas suponen que la erupción de CMEs involucra una cuerda de flujo magnético, en principio esencial para reproducir al menos las CMEs en las que se observan trazos circulares indicativos de esta configuración.

Una forma amplia de clasificar los modelos de CMEs es en modelos de iniciación y de evolución. Los modelos de iniciación generalmente implican un almacenamiento de energía en forma de campo magnético, que luego es liberada cuando se alteran las condiciones de equilibrio. En los modelos de cancelación de flujo (Amari et al., 2000, 2003; Linker et al., 2001; Aulanier et al., 2010) se supone que parcelas de flujo magnético opuesto que desaparecen a nivel fotosférico implican la emergencia de una cuerda de flujo helicoidal por sobre la fotosfera. El modelo “*breakout*” (Antiochos, 1998; Antiochos et al., 1999) se caracteriza por la formación de la cuerda de flujo durante la erupción, y es el resultado de topologías particulares de campo magnético. Su versión 3D fue desarrollada por Lynch et al. (2005, 2008), introduciendo gran complejidad a la erupción. Modelos conocidos como de inestabilidad de tipo “*kink*” (v.g. Török & Kliem, 2005) consideran que la erupción es debida a campos magnéticos que alcanzaron un retorcimiento determinado, que son llevados a desenroscarse parcialmente. Modelos como el de Fan & Gibson (2004) requieren para la erupción la emergencia de una cuerda de flujo retorcida, y durante la misma los campos cerrados circundantes son apartados hacia los lados en lugar de formar parte del campo magnético expelido.

Dentro de los modelos MHD de evolución se destacan los de Chen et al. (1997) y Chen & Krall (2003), que si bien no utilizan un mecanismo realista para la erupción, reproducen con significativa similitud los parámetros detectados *in situ*. La base del modelo es una cuerda de flujo con forma de medialuna, cuyos radios característicos permiten expansión durante su propagación en el medio interplanetario. El modelo desarrollado por Riley et al. (2003) parte de una cuerda de flujo de configuración similar, y también es capaz de reproducir con fidelidad las mediciones hechas *in situ* por naves en distintas ubicaciones, incluso fuera de la eclíptica. Dichas detecciones se condicen con una cuerda de flujo achatada, de manera que su sección transversal deja de ser circular para asemejarse cada vez más a un panqueque a medida que la ICME se propaga. Entre otros modelos numéricos 3D MHD de gran escala cabe mencionar los desarrollados por Tóth et al. (2005) y por Odstroil et al. (2004, 2005). Estos simulan la evolución de CMEs modelando el viento solar de fondo y aprovechando datos en tiempo real de misiones espaciales para acotar las condiciones de contorno de la erupción. Los resultados de estos últimos son particularmente consultados para la confección de pronósticos de meteorología espacial.

3.2. Modelos de base geométrica

Los modelos geométricos más elementales de CMEs son los de tipo “cono de helado” de sección transversal circular (Zhao et al., 2002; Michalek et al., 2003; Xie et al., 2004). Estos modelos fueron concebidos con el objetivo de simular CMEs de tipo halo completo y parcial, es decir CMEs con dirección de propagación orientada en gran medida hacia la Tierra. Las elipses exhibidas en coronógrafos por CMEs tipo halo y halo parcial son de esta manera el producto del efecto de proyección en el plano del cielo de estas figuras 3D de sección transversal circular. Estas elipses son ajustadas por conos de distinta orientación y proporciones para obtener parámetros como dirección de propagación, distancia radial con respecto al Sol, y ancho angular; todas éstas magnitudes reales y no proyectadas en el plano del cielo. En la práctica, estos modelos demostraron incapacidad para ajustar un porcentaje significativo de eventos, indicio de que la sección transversal de estas CMEs no podía ser circular. Esto llevó a la formulación de modelos de conos de base elíptica (Cremades & Bothmer, 2005; Zhao, 2007), que consideran una asimetría al implicar que una CME viajando hacia un observador no es vista como un halo circular, sino elíptico.

Incorporando la relación de CMEs con sus regiones fuente, los resultados de Cremades & Bothmer (2004) indican que las CMEs no son entidades con simetría de rotación, sino que poseen simetría axial. En el esquema de configuración 3D propuesto por estos autores, se considera a las CMEs como aproximadas por una cuerda de flujo de simetría cilíndrica. En los ejemplos de la Fig. 1a queda en evidencia que si la línea de la visual coincide con el eje de la CME (vista axial, casos a la izquierda de la Fig. 1a), se detecta la estructura típica de tres partes y el material del núcleo aparece concentrado y brillante. Por otro lado, si la línea de la visual es perpendicular al eje de la CME (vista lateral, casos a la derecha de la Fig. 1a), la estructura de tres partes no es tan evidente y el material del núcleo aparece extendido y más difuso. La orientación del eje principal de simetría de la CME está relacionado con la inclinación de la línea neutra de su región fuente. Según el esquema, las líneas neutras que son aproximadamente paralelas al limbo solar tienden a estar asociadas a CMEs vistas de lado, mientras que las líneas neutras perpendiculares al limbo solar tienden a resultar en CMEs vistas de manera axial. A su vez, el eje principal de la CME está alineado con el eje del núcleo brillante que poseen las CMEs. Este último es en definitiva la versión eyectada de los filamentos activos y quiescentes observables a nivel cromosférico en $H\alpha$, que yacen sobre las líneas neutras que separan regiones de polaridad opuesta.

El modelo iterativo desarrollado por Thernisien et al. (2006), basado en los descubrimientos de Cremades & Bothmer (2004), considera a las CMEs como *croissants* (medialunas de pastelería). Este tiene la capacidad de reproducir la configuración 3D de gran cantidad de CMEs al ajustar una figura predeterminada, el “armazón cilíndrico graduado” (*graduated cylindrical shell*, ver Fig. 1b); o bien a una única vista, o bien simultáneamente a dos o tres vistas de la misma CME (Thernisien

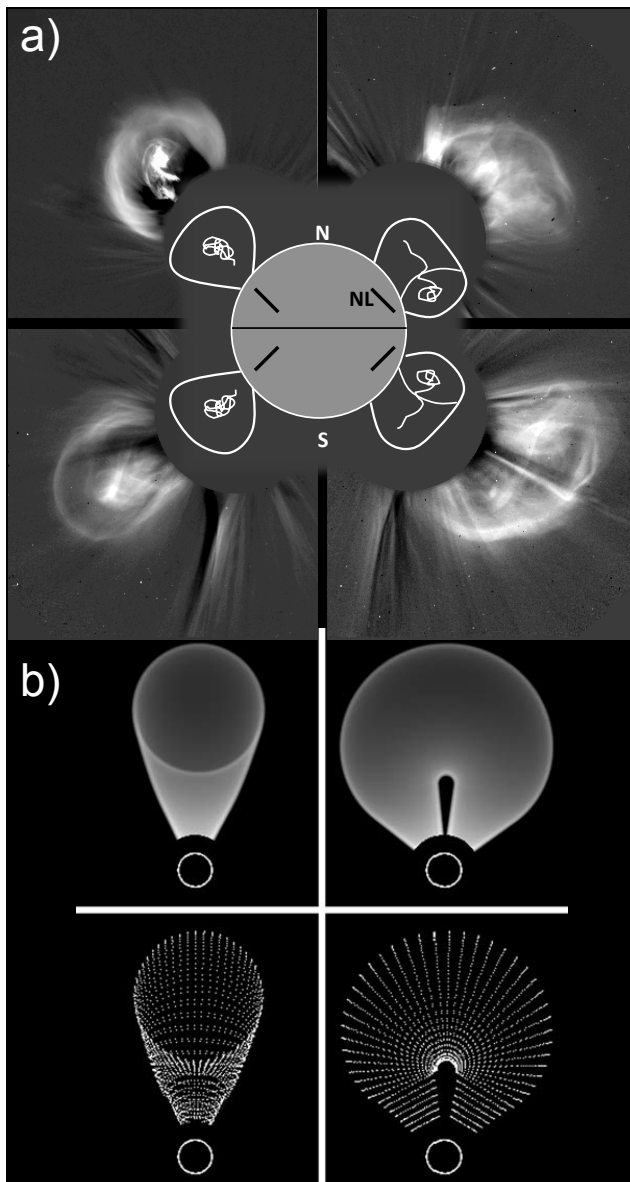


Figura 1: a) El esquema de configuración 3D propuesto por Cremades & Bothmer (2004), superpuesto a cuatro CMEs ejemplo. A la izquierda, dos casos vistos de manera axial, a la derecha dos de manera lateral. Las líneas negras oblicuas sobre el disco del Sol representan las líneas neutras de las regiones fuente. Adaptado de Cremades & Bothmer (2004). b) Las vistas axial (izquierda) y lateral (derecha) según el modelo de Thernisien et al. (2006, 2009). Adaptado de Thernisien et al. (2009).

et al., 2009). Las múltiples vistas de una misma CME se logran a través de los coronógrafos a bordo de las naves gemelas de la misión *Solar-Terrestrial Relations Observatory* (*STEREO*; Kaiser et al., 2008), sumadas eventualmente a la vista desde la perspectiva terrestre proporcionada por *SOHO/LASCO*. Otro método de reconstrucción 3D que hace uso del modelado iterativo es el de Wood et al. (2010), cuya figura envolvente de la CME puede variarse con mayor flexibilidad para lograr un mejor ajuste a las CMEs, dado que estas presentan asimetrías con frecuencia. También tiene la capacidad

de ajustar simultáneamente a las tres perspectivas provistas en conjunto por *STEREO* y *SOHO*.

Cabe mencionar en este apartado otras técnicas de reconstrucción, que si bien no son estrictamente modelos, aportan información sobre las características tridimensionales de las CMEs. Los métodos de triangulación y “puntos de enlace” (*tie-pointing*) requieren al menos dos vistas diferentes de la misma CME y la identificación correcta de la misma parcela en las imágenes de ambas naves. Ejemplos de la aplicación de estos métodos incluyen los trabajos de Mierla et al. (2009); Temmer et al. (2009); Liu et al. (2009) y Liewer et al. (2011). Otro método de reconstrucción es el de “relación de polarización” (Moran & Davila, 2004; Mierla et al., 2009). Su aplicación requiere una sola vista de una CME, pero se necesitan observaciones cuasi simultáneas tomadas con varios filtros polarizadores. La validación de los resultados de esta técnica puede llevarse a cabo a través de múltiples vistas (Moran et al., 2010; López & Cremades, 2012; Zuccarello et al., 2013).

Volviendo al esquema y las CMEs representados en la Fig. 1a y la figura tridimensional en la Fig. 1b, la simetría alrededor de un eje principal se traduce en un diferente aspecto registrado por el coronógrafo, dependiendo de la orientación de este eje con respecto al observador. Las vistas lateral y axial de las Figs. 1a y b aparentan tener diferentes anchos angulares. Es importante tener en cuenta que estas vistas representan casos extremos de proyección, y existen variedad de proyecciones intermedias según sea la orientación del eje de simetría con respecto al observador. Partiendo de la base del esquema de configuración 3D de Cremades & Bothmer (2004), Cremades & Bothmer (2005) midieron el ancho angular de CMEs exhibiendo casos extremos de proyección. Estos últimos notaron que las CMEs orientadas de forma tal que exhiben su vista lateral tienen en promedio un ancho angular significativamente mayor al de aquellas CMEs vistas de forma axial. El ancho angular promedio de CMEs vistas de forma lateral por ellos obtenido es de $58^\circ \pm 20^\circ$, mientras que el de CMEs vistas de manera axial es de $37^\circ \pm 6^\circ$; implicando una relación entre ambas dimensiones de 1.6 (Cremades & Bothmer, 2005). Sin embargo, este hallazgo surge de eventos independientes registrados desde la perspectiva única de *SOHO/LASCO*. La determinación simultánea de las dimensiones en sentido axial y lateral para la misma CME requiere de observaciones en cuadratura, sumado a otras condiciones que dificultan la tarea. Recientemente, Cabello et al. (2016) reportaron la detección de un evento singular (Figs. 2a, b, y c) durante una situación de cuadratura de las naves *STEREO* (Fig. 2d). La dirección de propagación y la orientación del eje de la CME fueron favorables para que una de las naves la detectara de forma axial y la otra de forma lateral. Este evento constituye el primer caso reportado de observación simultánea de ambas vistas, confirmando así el esquema propuesto por Cremades & Bothmer (2004). La relación encontrada entre las dimensiones en sentido lateral y axial es nuevamente 1.6, implicando que las CMEs no son burbujas con simetría de rotación. Es la primera vez que esta relación es determinada para la misma CME.

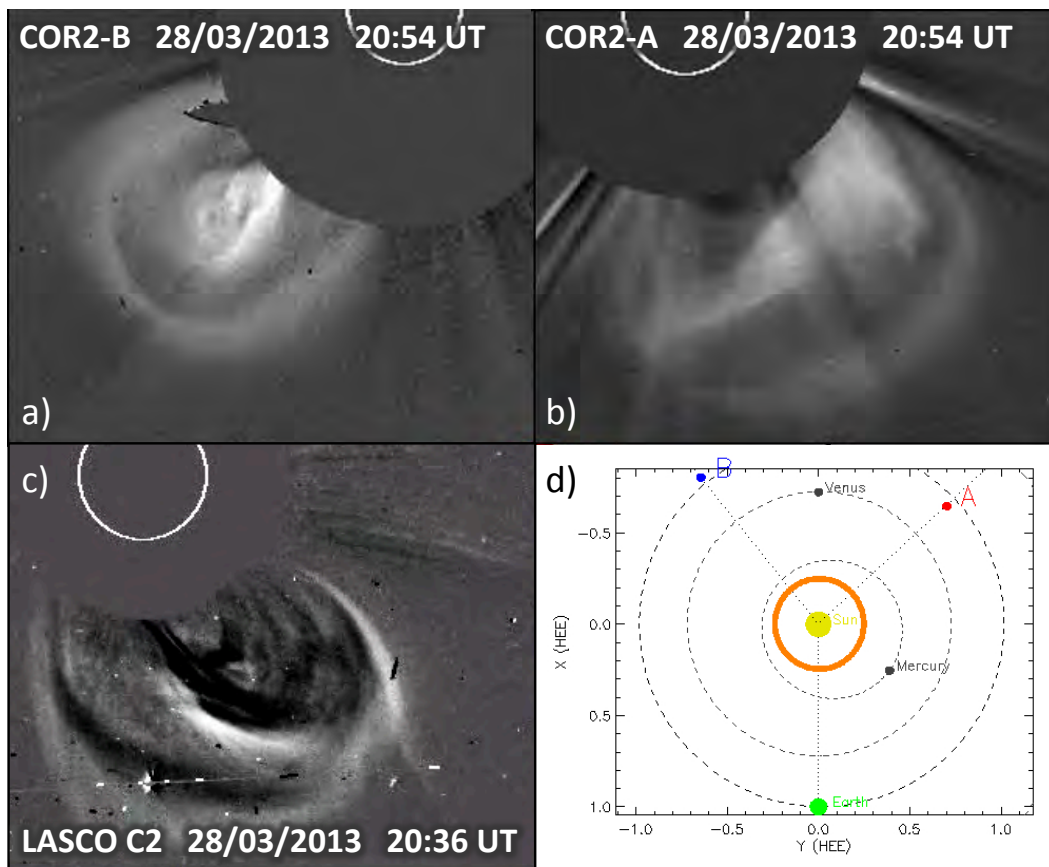


Figura 2: a) Vista axial de la CME del 28 de marzo de 2013, en imágenes diferencia y desde la perspectiva del coronógrafo COR2 a bordo de *STEREO-B*. b) Vista lateral desde COR2 en *STEREO-A*. c) Vista intermedia desde *SOHO/LASCO C2*. d) Ubicación de las naves *STEREO* con respecto a la Tierra, desde una vista sobre la eclíptica, calculada por la herramienta “Dónde está *STEREO*”, del sitio oficial <http://stereo-ssc.nasa.gov>. El círculo naranja representa la CME propagándose aproximadamente desde el polo sur solar. Adaptado de Cabello et al. (2016).

4. Interrogantes Pendientes

A lo largo de la última década, los avances respecto de la caracterización de la morfología de CMEs han sido indiscutibles. El esfuerzo conjunto de la comunidad científica abocada a este estudio ha rendido sus frutos, y medialunas, conos de helado, y panqueques parecen ser buenas aproximaciones en determinadas circunstancias. Sin embargo, la configuración 3D de CMEs más genérica y aceptada hasta el momento es aquella representada por una cuerda de flujo helicoidal, retorcida de forma tal que conforma una medialuna.

Numerosas preguntas en torno a la morfología de CMEs permanecen sin respuesta. A continuación, enumero aquellas que considero más relevantes:

- ¿Qué propiedades de las regiones fuente determinan el tamaño y proporciones de las CMEs?
- ¿Existen las CMEs no asociadas a cuerdas de flujo magnético? ¿Son todas las ICMEs nubes magnéticas?
- ¿Las eyecciones angostas y de pequeña magnitud, constituyen un tipo distinto de CMEs?
- ¿Existe una conexión entre la morfología de una CME y su helicidad magnética?
- ¿Cómo se distribuyen la densidad de masa y campos

magnéticos dentro de CMEs?

- ¿Cómo evoluciona la morfología de CMEs durante su propagación en el medio interplanetario? ¿Cuándo deja de existir autosimilitud?
- ¿Difiere la tasa de expansión en sentido axial de aquella en sentido lateral? ¿Cuál es el rol del medio en el que está inmersa cierta CME?
- ¿Cómo interactúan las CMEs que colisionan entre sí a nivel topológico y cuál es su aspecto esperable en luz blanca?

Las cámaras heliosféricas HI (del inglés *Heliospheric Imager*) a bordo de las naves de la misión *STEREO* tienen la capacidad de realizar el seguimiento de CMEs en luz blanca desde unos pocos radios solares y hasta 1 ua. Si bien estos datos se encuentran por el momento subexplorados, son fundamentales para responder preguntas relacionadas con la evolución de propiedades morfológicas de CMEs. Misiones futuras de observación solar tienen gran potencial para responder al menos parte de estas preguntas. *Solar Orbiter*, una misión concebida por la Agencia Espacial Europea, seguirá una órbita por fuera de la eclíptica que le permitirá acercarse al Sol hasta una distancia de $60 R_{\odot}$. La misión de la Administración Nacional de la Aeronáutica y del Espacio de EE.UU. *Solar Probe Plus*, por su parte, se acercará al Sol hasta

unos $8.5 R_{\odot}$. Ambas misiones tienen fecha de lanzamiento planeada para el segundo semestre de 2018. La posibilidad de observar CMEs por fuera de la eclíptica y de medir campos magnéticos dentro de CMEs todavía cercanas al Sol se presentan como oportunidades promisorias para la investigación de este fenómeno.

Agradecimientos: HC agradece a los Comités Organizadores de la 58ª Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por su invitación a presentar este informe y por la ayuda proporcionada para asistir a esta reunión. Asimismo, agradece la invaluable asistencia prestada por los editores de este Boletín. HC es miembro de la Carrera del Investigador Científico de CONICET.

Referencias

- Alfvén H., 1954, *Tellus*, 6, 232
 Amari T., et al., 2003, *ApJ*, 585, 1073
 Amari T., et al., 2000, *ApJL*, 529, L49
 Antiochos S. K., 1998, *ApJL*, 502, L181
 Antiochos S. K., DeVore C. R., Klimchuk J. A., 1999, *ApJ*, 510, 485
 Aulanier G., et al., 2010, *ApJ*, 708, 314
 Bieber J. W., Rust D. M., 1995, *ApJ*, 453, 911
 Bothmer V., Schwenn R., 1998, *Annales Geophysicae*, 16, 1
 Brueckner G. E., et al., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 357
 Burlaga L. F., et al., 1982, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1317
 Burlaga L. F., Plunkett S. P., St. Cyr O. C., 2002, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 107, 1266
 Burlaga L. F. E., 1991, *Physics and Chemistry in Space*, 21, 1
 Cabello I., et al., 2016, *Sol. Phys.*, enviado.
 Cane H. V., Richardson I. G., Wibberenz G., 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 7075
 Canfield R. C., Hudson H. S., McKenzie D. E., 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 627
 Carmichael H., 1964, *NASA Special Publication*, 50, 451
 Chen J., et al., 1997, *ApJL*, 490, L191
 Chen J., Krall J., 2003, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108, 1410
 Cocconi G., et al., 1958, *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 8, 161
 Cremades H., Bothmer V., 2004, *A&A*, 422, 307
 Cremades H., Bothmer V., 2005, in Dere K., Wang J., Yan Y., eds, *Coronal and Stellar Mass Ejections Vol. 226 of IAU Symp.*, Geometrical properties of coronal mass ejections. pp 48–54
 Crifo F., Picat J. P., Cailloux M., 1983, *Sol. Phys.*, 83, 143
 Dasso S., et al., 2007, *Sol. Phys.*, 244, 115
 Dere K. P., et al., 1999, *ApJ*, 516, 465
 Domingo V., Fleck B., Poland A. I., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
 Fan Y., Gibson S. E., 2004, *ApJ*, 609, 1123
 Gibson S. E., Low B. C., 1998, *ApJ*, 493, 460
 Gosling J. T., et al., 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 4581
 Hirasawa T., 1974, *Sol. Phys.*, 34, 323
 Howard R. A., et al., 1982, *ApJL*, 263, L101
 Illing R. M. E., Hundhausen A. J., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 275
 Kaiser M. L., et al., 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 5
 Kopp R. A., Pneuman G. W., 1976, *Sol. Phys.*, 50, 85
 Liewer P. C., et al., 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 1173
 Lindeman F. A., 1919, *Phil. Mag.*, 38, 669
 Linker J. A., et al., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 25165
 Liu Y., et al., 2009, *ApJL*, 698, L51
 López F. M., Cremades H., 2012, *BAAA*, 55, 99
 Low B. C., 1999, in Habbal S. R., Esser R., Hollweg J. V., Isenberg P. A., eds, *Solar Wind Nine Vol. 471 of American Institute of Physics Conference Series, Coronal Mass Ejections, flares and prominences*. pp 109–114
 Lynch B. J., et al., 2005, in Fleck B., Zurbuchen T. H., Lacoste H., eds, *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere Vol. 592 of ESA Special Publication, The Breakout Model for CME Initiation in 3-Dimensions*. p. 297
 Lynch B. J., et al., 2008, *ApJ*, 683, 1192
 MacQueen R. M., et al., 1980, *Sol. Phys.*, 65, 91
 Martin S. F., 2003, *Advances in Space Research*, 32, 1883
 Michalek G., Gopalswamy N., Yashiro S., 2003, *ApJ*, 584, 472
 Mierla M., et al., 2009, *Sol. Phys.*, 259, 123
 Moran T. G., Davila J. M., 2004, *Science*, 305, 66
 Moran T. G., Davila J. M., Thompson W. T., 2010, *ApJ*, 712, 453
 Morrison P., 1956, *Phys. Rev.*, 101, 1397
 Munro R. H., et al., 1979, *Sol. Phys.*, 61, 201
 Odstreil D., Pizzo V. J., Arge C., 2005, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 110, 2106
 Odstreil D., Riley P., Zhao X. P., 2004, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 109, A02116
 Ontiveros V., Vourlidas A., 2009, *ApJ*, 693, 267
 Pick M., et al., 2006, *Space Sci. Rev.*, 123, 341
 Piddington J. H., 1958, *Physical Review*, 112, 589
 Riley P., et al., 2003, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108, 1272
 Rust D. M., Kumar A., 1996, *ApJL*, 464, L199
 Sabine E., 1852, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 142, 103
 Schwenn R., 1983, *Space Sci. Rev.*, 34, 85
 Sheeley Jr. N. R., et al., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 163
 Sturrock P. A., 1966, *Nature*, 211, 695
 Temmer M., Preiss S., Veronig A. M., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 183
 Thernisien A., Vourlidas A., Howard R. A., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 111
 Thernisien A. F. R., Howard R. A., Vourlidas A., 2006, *ApJ*, 652, 763
 Török T., Kliem B., 2005, *ApJL*, 630, L97
 Tóth G., et al., 2005, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 110, A12226
 Tousey R., Howard R. A., Koomen M. J., 1974, in *Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 6 of Bulletin of the American Astronomical Society, The Frequency and Nature of Coronal Transient Events Observed by OSO-7**. p. 295
 Trotter G., MacQueen R. M., 1980, *Sol. Phys.*, 68, 177
 Vourlidas A., et al., 2013, *Sol. Phys.*, 284, 179
 Vourlidas A., et al., 2010, *Sol. Phys.*, 261, 53
 Webb D. F., 1988, *J. Geophys. Res.*, 93, 1749
 Webb D. F., et al., 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 7491
 Wood B. E., Howard R. A., Socker D. G., 2010, *ApJ*, 715, 1524
 Wood B. E., et al., 1999, *ApJ*, 512, 484
 Xie H., Ofman L., Lawrence G., 2004, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 109, 3109
 Zhang M., Low B. C., 2003, *ApJ*, 584, 479
 Zhao X., 2007, *AGU Spring Meeting Abstracts*
 Zhao X. P., Plunkett S. P., Liu W., 2002, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 107, 1223
 Zuccarello F., et al., 2013, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 3, A18



Forma y acción de la liberación de energía en la atmósfera solar

C.H. Mandrini^{1,2}

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

² *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contacto / mandrini@iafe.uba.ar

Resumen / Describimos brevemente las líneas de trabajo desarrolladas a lo largo de más de veinte años y sus resultados más relevantes. El campo de aplicación es, fundamentalmente, el de los eventos activos que ocurren en la atmósfera solar y que cubren un rango amplio de escalas temporales, espaciales y de energía. Presentamos los resultados que derivan del análisis comparativo de eventos activos y sus contrapartes interplanetarias, así como también, de aspectos vinculados a la atmósfera solar tranquila, como el calentamiento de la corona y el origen del viento solar lento.

Abstract / We briefly describe the lines of work developed over more than twenty years and their relevant results. Our scope is essentially that of active events that occur in the solar atmosphere covering wide temporal and spatial scales and energy range. We present results derived from the comparative analysis of active events and their interplanetary counterparts, as well as of aspects related to the quiet solar atmosphere, such as the heating of the corona and the origin of the slow solar wind.

Keywords / Sun: magnetic fields — Sun: flares — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — solar wind

1. Introducción

Las características físicas de las estructuras magnéticas que emergen del interior del Sol traen consigo información sobre la interacción entre el plasma y el campo magnético en la zona convectiva. En la atmósfera solar, la energía magnética contenida en estas estructuras y su liberación da origen a la actividad tanto en escalas temporales y espaciales asociadas al ciclo, como a eventos transitorios de variada intensidad (fulguraciones, eyecciones coronales de masa (ECMs), chorros (*jets*), flujos de plasma cuasi estacionarios, etc.). En general, se acepta que la energía magnética contenida en las estructuras atmosféricas se convierte en radiación, aceleración de partículas y flujos de materia por reconexión del campo a nivel cromosférico y/o coronal. Estos subproductos de la liberación de energía interactúan, al propagarse, con el plasma atmosférico circundante y con el del medio interplanetario. Su impacto modula lo que se conoce con el nombre de meteorología espacial y afecta tanto al entorno terrestre como a regiones lejanas de la heliósfera.

Desde hace más de veinte años, junto con estudiantes de grado y posgrado, hoy en día compañeros y colegas, y colegas del exterior, hemos desarrollado fundamentalmente cuatro líneas de trabajo cuya base es el estudio del campo magnético de la atmósfera solar. Estas son: el modelado y cálculo de la topología del campo coronal a escala local y global, la determinación de la viabilidad de los modelos teóricos de calentamiento coronal con base observacional, el estudio del origen y evolución de las regiones activas (RAs) bipolares y la determinación de invariantes globales en la atmósfera solar y en el medio interplanetario con el fin de comprender el origen de las

ECMs. Además, hemos realizado trabajos en otras áreas relacionadas con la liberación y transporte de energía en fenómenos activos solares. Hemos utilizado observaciones de numerosos satélites y datos de observatorios en tierra, como los del *H α Solar Telescope for Argentina* (HASTA) (Bagalá et al., 1999; Fernandez Borda et al., 2002), ubicado en la Estación de Altura Ulrico Cesco del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, y el *Solar Submillimeter Telescope* (SST) (Kaufmann et al., 1997), ubicado en el Complejo Astronómico El Leoncito. En las secciones que siguen presentamos una breve revisión de los trabajos y resultados en cada una de las líneas anteriores.

2. Modelado y topología del campo magnético coronal

Reconociendo la importancia de establecer la plausibilidad de la reconexión del campo magnético como mecanismo de liberación de energía, en el año 1991 iniciamos una línea de trabajo que se basa en la determinación de la topología del campo magnético de la atmósfera solar y su comparación con las observaciones de eventos activos. El primer trabajo (Mandrini et al., 1991) utilizaba como base del modelo del campo una distribución de fuentes ubicadas debajo de la fotosfera. Un algoritmo (Démoulin et al., 1992), llamado Método de Fuentes (MF), analizaba la conectividad entre ellas y determinaba la ubicación de las separatrices y el separador de una RA. La coincidencia entre la intersección de las separatrices con la cromósfera y los brillantamientos debidos a fulguraciones demostraron la factibilidad de la reco-

nexión como mecanismo de liberación de energía (ver Bagalá et al., 1995, y referencias allí citadas).

A partir del análisis topológico buscamos también determinar las propiedades de la zona de liberación de energía, entre ellas: la existencia de puntos de campo nulo según predicen los modelos teóricos clásicos de reconexión (ver por ejemplo Priest & Forbes, 2007) y su relación con las concentraciones de corrientes fotosféricas. Encontramos (Démoulin et al., 1994) que en la mayoría de los ejemplos analizados no existían puntos nulos en el campo coronal. Estos resultados, combinados con otros desarrollos teóricos sobre el mecanismo de reconexión en tres dimensiones, nos llevaron a proponer (ver Mandrini et al., 1997, y referencias allí citadas) que esta podía ocurrir en volúmenes delgados llamados cuasi separatrices (CSs, zonas en donde la conectividad del campo cambia abruptamente pero no de manera discontinua como lo hace en las separatrices). Desarrollamos, en consecuencia, un algoritmo llamado Método de las Cuasi Separatrices (MCS) para calcular su ubicación. Este método, aplicable a cualquier modelo tridimensional del campo, generalizó y ratificó los resultados del MF. La aplicación de este cálculo original de la topología (Mandrini et al., 1996; Démoulin et al., 1997; Gaizauskas et al., 1998, entre otros trabajos) demostró que la liberación de energía podía ocurrir en zonas de las CSs con anchos comparables al de las láminas de corriente propuestas en los modelos teóricos clásicos de reconexión y que estas zonas estaban relacionadas con la presencia de núcleos de corrientes fotosféricas. El MCS mostró ser útil para explicar fenomenológicamente eventos menores (ver por ejemplo Fletcher et al., 2001), la formación y emisión en rayos X de arcos de interconexión y la emisión en simpatía de fulguraciones (ver por ejemplo Bagalá et al., 2000).

La definición matemática de las CSs incluye las zonas con conectividad discontinua, entre ellas las asociadas a estructuras llamadas calvas (en inglés *bald patches*, BPs) (Titov et al., 1993), zonas donde las líneas de campo cóncavas hacia la corona tocan tangencialmente la fotosfera a lo largo de la línea de inversión de polaridad (LIP). En estas regiones se pueden desarrollar láminas de corriente y liberarse la energía por reconexión. Encontramos que los brillantamientos en líneas típicas de la región de transición, pero con abundancias cercanas a las fotosféricas, y eventos tales como la formación de los llamados sistemas de filamentos arqueados (*arch filament systems* en inglés) y eyecciones cromosféricas de plasma (*surges* en inglés) (ver Mandrini et al., 2002, y referencias allí citadas) se pueden explicar en términos de su existencia.

Algunas simulaciones numéricas en las que se analiza el origen de las ECMs proponen que estas pueden deberse al desarrollo de inestabilidades en tubos de flujo que emergen con un alto grado de torsión o son retorcidos por los movimientos fotosféricos (ver por ejemplo Titov et al., 2008; Aulanier et al., 2010). En todos estos casos el campo magnético de las configuraciones analizadas presentan BPs. Utilizando nuestros códigos analizamos la formación y desarrollo de BPs en simulaciones de tubos en emergencia (Gibson et al., 2004) y en regiones activas sigmoidales (Gibson et al., 2002). Otros modelos

de ECMs proponen que estas ocurren por una disrupción del campo por encima de tubos con alta torsión en un punto nulo (Antiochos et al., 1999, y trabajos posteriores). Estudiamos varios eventos, entre ellos los que dieron lugar a las tormentas geomagnéticas más violentas del Ciclo Solar 23, y calculamos su topología. Encontramos que la existencia de puntos nulos no es condición necesaria y suficiente (Mandrini et al., 2006; Schmieder et al., 2007) para que se desarrolle una ECM y que esta ruptura puede darse en CSs. Sin embargo, para la misma configuración magnética, determinamos la presencia de un punto nulo muy estable en cuyo entorno se desarrollaron eventos confinados menores (Luoni et al., 2007).

Recientemente hemos extendido, en colaboración con el Dr. Alberto Vásquez que se incorporó a nuestro grupo de Física Solar, el cálculo de estructuras topológicas a modelos globales del campo coronal; en particular, a modelos del campo potenciales con superficie fuente (*potential field source surface models* en inglés). Estos utilizan como condición de contorno magnetogramas sinópticos y modelan la estructura de la corona a gran escala. Hemos calculado la ubicación de puntos de campo nulo para rotaciones Carrington particulares adaptando nuestros códigos de cálculo topológico local. Los resultados de este trabajo (Mandrini et al., 2014) nos han permitido encontrar una explicación para la presencia de plasma en el medio interplanetario (Culhane et al., 2014) originado en los flujos de plasma salientes observados en el EUV a ambos lados de una RA (ver también van Driel-Gesztelyi et al., 2012). Estos resultados indican que el viento solar lento podría originarse a partir de estos flujos de plasma salientes (ver también Baker et al., 2009). Analizamos la relación entre la evolución temporal de la topología local de la misma RA y la de los flujos de plasma contenidos en las líneas de campo ancladas en las vecindades de las CSs y mostramos la existencia de una conexión temporal causal entre estas últimas y los flujos en el EUV (Mandrini et al., 2015).

El estudio de la topología del campo fue acompañado por un avance acorde en el modelado del campo. Comparamos distintos métodos de extrapolación (Démoulin et al., 1997) y desarrollamos y aplicamos un modelo magnetohidrostático del campo a varios eventos (López Fuentes et al., 2000; Schmieder et al., 2000). Aplicamos también modelos libres de fuerza no lineales (Mandrini et al., 2014), en combinación con el cálculo de la topología magnética, para explicar eventos eyectivos. En todos los casos, el modelado del campo ha demostrado ser una herramienta indispensable para interpretar observaciones de la corona tanto quieta como activa. La Fig. 1a muestra los resultados del modelado y cálculo de la topología del campo para la RA NOAA 11123. En esta RA se produjeron dos eventos consecutivos el 11 de noviembre de 2010 a las 7:16 TU (Fig. 1b) y 7:42 TU (Fig. 1c), el primero eyectivo y el segundo confinado. En este trabajo demostramos además la potencialidad del MCSs para predecir la ubicación de los brillantamientos de las fulguraciones una vez que el campo fotosférico es estable ya que el mismo modelo del campo y la ubicación de las CSs pudo explicar un evento anterior (01:58

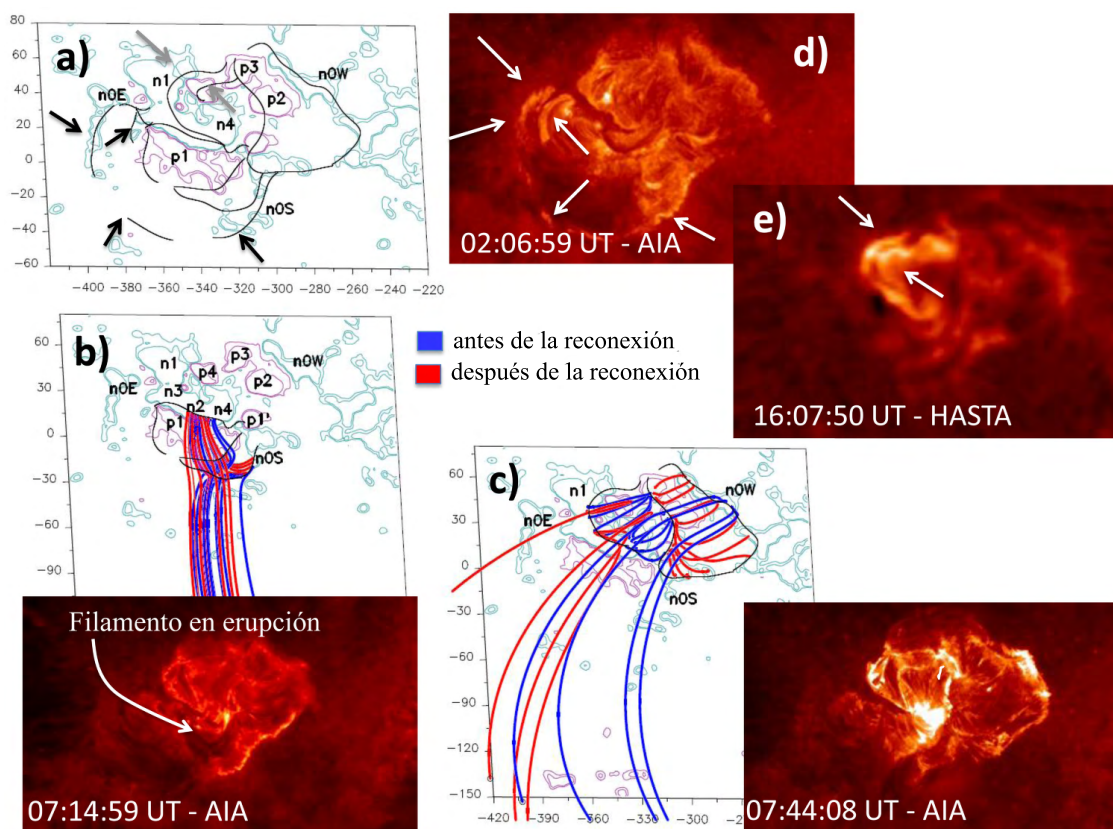


Figura 1: a) Traza de todas las CSs sobre la fotosfera (líneas negras continuas) superpuesta sobre los contornos (± 50 y ± 100 G, magenta/cian para valores positivos/negativos) del campo magnético de la RA 11123 observado por el *Helioseismic and Magnetic Imager*, a bordo del *Solar Dynamic Observatory* (SDO). b) Subconjunto de CSs asociadas a la eyección del filamento al inicio de la fulguración de las 07:16 TU. En rojo y azul se muestran líneas de campo con bases a ambos lados de las CSs. Por reconexión entre los dos conjuntos de líneas azules, el campo magnético por encima del filamento se modificaría permitiendo su eyección. Las líneas rojas corresponden a las líneas resultantes del proceso de reconexión. Se muestra superpuesta al modelo del campo una imagen del *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo del SDO en 304 Å. c) Ídem al panel a) para la fulguración confinada de las 07:42 TU con una imagen de la misma superpuesta. d) Abrillantamientos correspondientes a la fulguración de la 01:58 TU observada por AIA en 304 Å. e) Abrillantamientos de la fulguración de las 15:53 TU observada en $H\alpha$ por el HASTA. Nótese en todos los casos la coincidencia espacial entre los abrillantamientos y las CSs. Las flechas negras y grises del panel a) indican cuáles son las secciones de las CSs que están asociadas a los abrillantamientos que se muestran en los paneles d) y e). Las letras y números sobre las distintas polaridades identifican a los bipolos que forman la RA. Adaptado de Mandrini et al. (2014). En esta y en la Fig. 2 los ejes del modelo están en Mm.

TU, Fig. 1d) y otro posterior (15:53 TU, Fig. 1e).

3. Calentamiento de la corona solar

Relacionado con la determinación de las propiedades de la zona de reconexión del campo magnético y la problemática del calentamiento coronal, aplicamos el MCS a un modelo magnetohidrodinámico (MHD) de un arco coronal (Milano et al., 1999). Encontramos una coincidencia notable entre las CSs y la lámina de corriente desarrollada por forzado fotosférico no sólo espacialmente, sino también en cuanto a su evolución temporal. Además, observamos el desarrollo de un transitorio de turbulencia MHD fuerte el cual aumenta la disipación de energía durante el proceso de reconexión. Determinamos que la energía liberada, para parámetros coronales típicos, es suficiente para dar lugar a microfulguraciones y así calentar la corona.

Respecto del problema del calentamiento de la corona, se han propuesto en la literatura un gran número de soluciones posibles (Mandrini et al., 2000), desde la disipación de ondas MHD (modelos de corriente alterna o CA), hasta la disipación del campo magnético en regiones de pequeña escala dentro de los arcos coronales (modelos de corriente continua o CC). Las limitaciones, tanto teóricas como instrumentales, hacen difícil establecer cuál de estos mecanismos es el más plausible. Una manera de atacar este problema es encontrar leyes de escala que vinculen la tasa de calentamiento con parámetros físicos observables (Mandrini et al., 2000). A partir de modelos del campo magnético de 14 regiones activas bien desarrolladas y distribuciones de flujo creadas sintéticamente, calculamos cómo depende la densidad de flujo magnético con la longitud de los arcos coronales. Utilizamos nuestros resultados, combinados con los determinados por otros autores, para comprobar la via-

bilidad de distintos modelos teóricos de calentamiento de la corona de los cuales, además, derivamos leyes de escala (un total de 22 modelos). Concluimos que los modelos CC están en mejor acuerdo con las observaciones en rayos X blandos ($T \approx 1.5 - 2.0$ MK) que los CA. Este trabajo se ha transformado en un estándar de evaluación para los modelos teóricos de calentamiento de la corona.

Ampliando esta línea de trabajo, aplicamos una estrategia similar a la discutida en el párrafo anterior y determinamos las leyes de escala de ciertos parámetros del plasma coronal, como su temperatura y medida de emisión, con la densidad del flujo magnético para una región activa que se observó en el disco solar a lo largo de seis rotaciones solares (van Driel-Gesztelyi et al., 2003). Utilizamos estos resultados para probar la validez de los modelos teóricos de calentamiento coronal (Démoulin et al., 2003) confirmándose nuestras conclusiones anteriores. La diferencia entre esta nueva táctica para tratar el problema con la usada en el trabajo de Mandrini et al. (2000), está en que los errores en los parámetros calculados son menores, lo que implica que las condiciones que un modelo teórico de calentamiento coronal debe satisfacer para ser viable son más estrictas. Siguiendo en la misma línea, extendimos nuestro estudio a regiones observadas durante su emergencia. Los resultados de este trabajo (Jain & Mandrini, 2006) confirmaron nuestras conclusiones anteriores.

Siguiendo en la misma línea, estudiamos la evolución temporal de varios arcos coronales observados en rayos X blandos (López Fuentes et al., 2007). La relación encontrada entre los distintos tiempos de enfriamiento para arcos observados en distintas longitudes de onda sugiere que todos son calentados de manera similar. Esta línea de trabajo es hoy en día liderada por el Dr. Marcelo López Fuentes en nuestro grupo de Física Solar.

4. Origen y evolución de regiones activas bipolares

El análisis del comportamiento de las concentraciones de flujo magnético fotosférico es fundamental para entender los procesos de generación y evolución del campo magnético solar. Ciertas regiones, que llamamos peculiares, presentan la particularidad de que las polaridades que las conforman cambian su posición relativa a lo largo de su vida; es decir, rotan una en torno a la otra. Hemos asociado este comportamiento anómalo a la emergencia de un tubo de flujo magnético severamente deformado. El desplazamiento de las polaridades nos permite determinar la forma del tubo de flujo que da origen a la región (López Fuentes et al., 2004) y de esta forma el sentido de giro del eje del mismo. A través del cálculo de un modelo del campo coronal, determinamos el signo del parámetro que indica la no potencialidad de la configuración, al que asociamos con la torsión de las líneas de campo alrededor del eje del tubo de flujo. Comparando los signos de la torsión con el del giro del eje del tubo podemos establecer el origen de la deformación del tubo. Es decir, si la deformación es originada por desarrollo

de una inestabilidad de retorcimiento (*kink* en inglés), o por la acción de la fuerza de Coriolis durante el ascenso del tubo, o por otro tipo de mecanismo en la zona convectiva, como por ejemplo la presencia de vórtices con escala espacial comparable al tamaño de la RA. Nuestros resultados, tanto para un caso particular (López Fuentes et al., 2000) como para las concentraciones bipolares observadas durante el Ciclo Solar 22 y el ascenso del 23 (para las que contamos con datos confiables del campo) (López Fuentes et al., 2003), muestran que la última posibilidad es la más factible.

Dentro de la misma línea de trabajo, estudiamos la relación entre el desbalance en el flujo longitudinal de las distintas polaridades, la emergencia de flujo nuevo y la producción de fulguraciones y ECMs (Green et al., 2003). Encontramos que la mayoría de las fulguraciones y ECMs ocurren durante o después de la aparición de flujo emergente nuevo. Observamos que existe un desbalance en el flujo de las polaridades vinculado a su tránsito por el disco solar y que los desbalances de menor escala temporal no están relacionados con la producción de eventos activos, ni permanecen luego que estos ocurran.

La estructura de los tubos de flujo con torsión determina muchas de las características observadas en los magnetogramas fotosféricos durante la emergencia de una RA. Una de las más notables son las llamadas “lenguas magnéticas” que se deben a la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo de los tubos en emergencia. Las lenguas magnéticas aparecen en los magnetogramas longitudinales como deformaciones o extensiones de las polaridades principales que forman las RAs bipolares. Utilizando un modelo sencillo de tubo de flujo con torsión uniforme y comparando con datos del campo magnético en la dirección de la visual durante las primeras etapas de la emergencia de una RA, confirmamos que la distribución del flujo magnético fotosférico asociado a la presencia de lenguas puede usarse como un indicador confiable del signo de helicidad y, marginalmente, para determinar el nivel de no potencialidad del campo, infiriendo el número de vueltas de las líneas de campo alrededor del eje del tubo de flujo emergente (Luoni et al., 2011). La Fig. 2a muestra un esquema de un tubo cilíndrico curvado cuyas líneas de campo tienen torsión uniforme y dos cortes del mismo con la fotosfera, uno para el caso en que la torsión corresponda a helicidad magnética positiva (Fig. 2b, gráfico superior) y otro para helicidad negativa (Fig. 2b, gráfico inferior). Las Figs. 2c y d muestran la distribución del flujo magnético en la fotosfera para una RA con helicidad negativa y su modelo del campo coronal. La forma de las líneas de campo (una **S** invertida) se corresponde con ese signo para la helicidad (Poisson et al., 2015). Analizamos el efecto de las lenguas magnéticas sobre el ángulo de inclinación del bipolo e inferimos la torsión del tubo de flujo que constituye la RA utilizando como parámetro el número de vueltas calculado a partir de la evolución de la LIP de la RA durante su emergencia (Poisson et al., 2015). Este nuevo método de cálculo de la torsión mejora el cálculo anterior de Luoni et al. (2011). Para un subconjunto de RAs bipolares, modelamos el campo magnético coronal utilizando la aproxi-

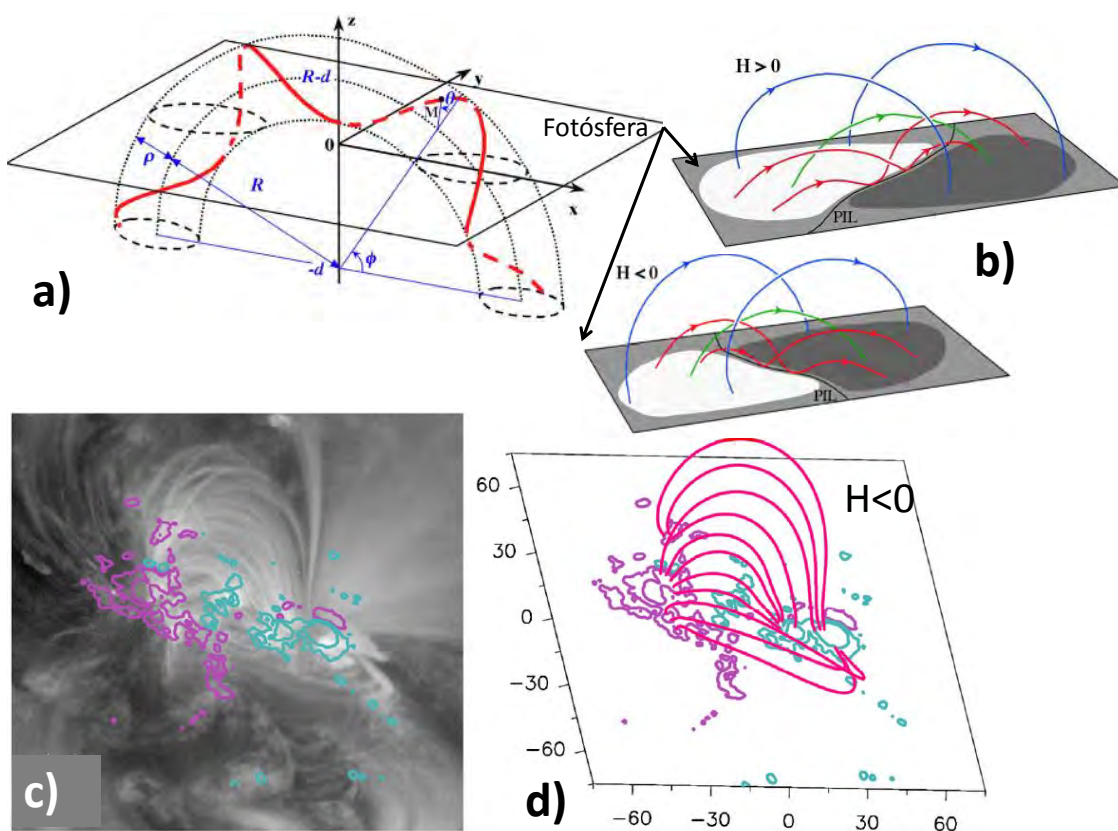


Figura 2: a) Esquema del modelo sencillo de tubo de flujo con torsión uniforme mostrando los parámetros que lo caracterizan. Adaptado de Luoni et al. (2011). El plano corresponde a la fotosfera. b) Corte del tubo en el plano fotosférico. Las regiones en gris y blanco corresponden a la polaridad negativa y positiva, respectivamente. Nótese las elongaciones de las polaridades, llamadas lenguas magnéticas. Su distribución espacial indica si la torsión de las líneas de campo corresponde a helicidad magnética (H) positiva o negativa. Se han agregado algunas líneas de campo. c) Imagen del *Extreme-ultraviolet Imaging Telescope*, a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) mostrando los arcos en una RA en 171 Å. d) Modelo libre de fuerzas del campo de la RA a partir del magnetograma del *Michelson Doppler Imager*, a bordo del SOHO. El signo del parámetro libre de fuerzas del campo es negativo. Nótese que la distribución del flujo magnético en la fotosfera sigue la forma de las lenguas que se espera para ese signo de H . Los contornos corresponden a ± 50 y ± 100 G, magenta (cyan) para valores positivos (negativos). Adaptado de Poisson et al. (2015).

mación libre de fuerzas lineal y comparamos la torsión inferida de este modelo con la derivada del método de la LIP. Los resultados obtenidos validaron el método de la LIP (Poisson et al., 2015).

5. Origen de las ECMs y su efecto sobre el entorno terrestre

Vinculada con los trabajos descritos en la Sec. 4. y, al mismo tiempo, con el estudio del origen de eventos activos que pueden afectar el entorno terrestre cercano, desarrollamos una línea de investigación que se basa en el cálculo de invariantes MHD globales (flujo y helicidad magnéticos) en configuraciones solares y en el medio interplanetario. La helicidad magnética es una de las pocas cantidades globales que se conservan, aún en MHD no ideal, en escalas del orden del tiempo de difusión del campo en la atmósfera solar. Una de las propiedades del campo magnético global del Sol es la relacionada con la distribución global de la helicidad. Se ha encontrado que la mayoría (70 – 80% Pevtsov et al., 2008; Pevtsov &

Balasubramaniam, 2003) de las regiones activas que se encuentran en el hemisferio sur del Sol tienen helicidad positiva, mientras que las del hemisferio norte tienen helicidad negativa. Esta regla hemisférica no cambia con el ciclo solar. Ya que el patrón de helicidad es invariante, la helicidad podría llegar a acumularse en la corona a menos que el Sol encuentre una manera eficiente de liberarse de ella. Una forma de hacerlo es a través del viento solar y la otra a través de las ECMs en donde se eyecta plasma y campo. La helicidad se genera en la capa de campo toroidal en la base de la zona convectiva debido a la rotación diferencial interior y a los movimientos debidos a vórtices en el plasma. Es traída a la superficie cuando emergen los tubos de flujo y, además, se incrementa debido a la rotación diferencial superficial y a los desplazamientos localizados de las bases de los tubos en la fotosfera. Las ECMs son el mecanismo último en escalas espaciales del orden del tamaño de una región activa para expulsar helicidad. El tubo de flujo eyectado se observa en el espacio interplanetario en donde su torsión es medible *in situ*. De esta manera el cálculo de

la helicidad se puede seguir desde la corona solar hasta la Tierra y aún más allá utilizando los datos satelitales.

Iniciamos este trabajo analizando la variación del grado de no potencialidad del campo en regiones activas observadas a lo largo de varias rotaciones solares y lo relacionamos con la producción de fulguraciones y ECMs observadas en varias longitudes de onda (Mandrini et al., 2000). También analizamos casos particulares en los que se observaba la expansión de estructuras sigmoidales en rayos X blandos (van Driel-Gesztelyi et al., 2000). En todos estos ejemplos, el apartamiento de la potencialidad en las estructuras magnéticas de gran escala demostró ser un elemento clave para el inicio de una ECM.

Tratando de encontrar evidencias sobre la existencia de un nivel de helicidad por encima del cual las estructuras coronales se desestabilizan y son eyectadas, estudiamos la variación de la helicidad para dos regiones activas (Démoulin et al., 2002; Green et al., 2002; Mandrini et al., 2004). Calculamos la helicidad coronal a partir de modelos del campo, la helicidad inyectada por rotación diferencial superficial y por movimientos fotosféricos localizados (el cálculo teórico para estos últimos se describe en Démoulin et al., 2002), identificamos todas las ECMs que se originaron en estas regiones y, utilizando cantidades medias provenientes de mediciones interplanetarias de nubes magnéticas (NMs) calculamos la helicidad eyectada por las ECMs. Concluimos que los movimientos superficiales (de pequeña o gran escala espacial) son incapaces de proveer la helicidad eyectada por las ECMs y que esta debe ser inherente al tubo de flujo que forma la región (ver el trabajo de revisión van Driel-Gesztelyi et al., 2003).

Los estudios descriptos, realizados en base a estimaciones de valores medios de algunos parámetros físicos incluidos en el balance de helicidad, se extendieron a casos particulares. En estos casos se calculó el flujo magnético eyectado al medio interplanetario, utilizando como indicador del mismo el contenido en los oscurecimientos (*dimminings* en inglés) observados luego de una eyección, y la variación de la helicidad magnética coronal (antes y después de la eyección). Los valores de estos invariantes globales coronales se compararon con los de las NMs interplanetarias asociadas (Mandrini et al., 2005; Luoni et al., 2005). Para esto se analizaron datos *in situ* del plasma y del campo magnético y se modelaron estos últimos (ver párrafo siguiente). De esta comparación hemos concluido que los modelos de ECMs que proponen que el tubo de flujo observado en el medio interplanetario se genera por sucesivas reconexiones durante la eyección son los más factibles. Los resultados del estudio de otros casos particulares confirmaron nuestra conclusión (Attrill et al., 2006; Mandrini et al., 2007). El primer trabajo realizado (Mandrini et al., 2005) es un referente en esta línea. Por otra parte, el análisis del origen del flujo magnético contenido en los oscurecimientos asociados a eventos eyectivos intensos de gran escala espacial (Mandrini et al., 2007) muestra que es necesario un estudio caso por caso para llegar a conclusiones firmes.

Como consecuencia natural del inicio de este trabajo de comparación de eventos solares e interplanetarios,

ampliamos nuestra área de investigación colaborando con el Dr. S. Dasso, quien realizó su tesis doctoral en el tema de plasmas espaciales e ingresó a nuestro grupo como becario posdoctoral. Hemos implementado varios modelos de NMs con estructura cilíndrica, hemos desarrollado el cálculo de invariantes globales a partir de estos modelos (Dasso et al., 2003, 2005; Gulisano et al., 2005; Harra et al., 2007), así como también un método de cálculo que se basa en el análisis de las observaciones del campo magnético (Dasso et al., 2006; Attrill et al., 2006), independientemente del modelo. Este método nos permite comprender en detalle la estructura interna de las NMs (Dasso et al., 2007). Evaluamos también la confiabilidad del método de varianza mínima para determinar la orientación de las NMs (Gulisano et al., 2007), aplicamos un modelo de expansión radial autosimilar a NMs que mostraban evidencias de ello y calculamos invariantes globales en estos casos (Nakwacki et al., 2008). También estudiamos la estructura de NMs observadas por más de una sonda espacial (Rodríguez et al., 2008; Nakwacki et al., 2011).

En el intento de extender el trabajo descripto arriba a fenómenos que afectan el campo geomagnético, hemos determinado (Dasso et al., 2002), en base a un estudio estadístico de datos terrestres entre 1957 y 1999, el tiempo de decaimiento de las tormentas geomagnéticas importantes; es decir, aquellas que muestran un claro origen solar. Hemos estudiado la geoeftividad de ECMs de distinta clase (Rodríguez et al., 2009; Cid et al., 2012) y las características de los eventos solares que produjeron las tormentas geomagnéticas más intensas del Ciclo Solar 23 (Szajko et al., 2013). Analizamos las características globales del Sol durante el mínimo solar extenso del Ciclo 23 y comparamos los transitorios coronales (desde ECMs hasta *jets*) de los últimos dos mínimos (Webb et al., 2011; Cremades et al., 2011).

6. Y más...

En otras áreas, realizamos estudios de multirresolución de una serie de explosiones solares observadas en radio (48 GHz) usando una descomposición en ondeletas. Los resultados muestran que existe una gran jerarquía de escalas temporales durante la fase impulsiva de las fulguraciones, confirmando las ideas de que la liberación de energía está compuesta de bloques elementales (Giménez de Castro et al., 2001). Analizamos eventos observados con el SST que complementamos con los de otros instrumentos en radio y otras longitudes de onda, incluyendo observaciones fotosféricas, cromosféricas y coronales. Este análisis se combinó con el cálculo de la topología magnética de las regiones en donde se produjeron los eventos activos. Este estudio conjunto permitió determinar el origen de la emisión en microondas y submilimétrica como girosincrotrónica proveniente de una fuente homogénea y otras características de la emisión en radio (Cristiani et al., 2005, 2007,?, 2008, 2009; Giménez de Castro et al., 2013). Este trabajo es liderado por el Dr. Germán Cristiani en nuestro grupo de Física Solar y es la base de nuestra contribución al análisis de los futuros datos solares en el rango submilimétrico que obtendrá el *Large Latin American Millimeter Array*

(LLAMA).

Agradecimientos: Va mi profundo agradecimiento a: la Comisión Directiva de la Asociación Argentina de Astronomía por considerarme merecedora del Premio Jorge Sahade; a quienes me iniciaron en el “camino” de la ciencia: Virpi S. Niemelä y Marcos E. Machado; a todos aquellos que aprendieron algo de mí y de los que yo aprendí mucho (tesistas de licenciatura, de doctorado y becarios): Liria G. Bagalá, Roberto M. Fernández Borda, Marcelo C. López Fuentes, Germán D. Cristiani, María Luisa Luoni, Adriana M. Gulisano, María Soledad Nackwaki, Sergio D. Dasso, Mariano Poisson, Federico A. Nuevo; a mis compañeros y amigos del IAFE y a Hebe Cremades por su apoyo y trabajo en algunas “aventuras” que afrontamos juntas; a mis colegas y amigos del exterior con quienes he trabajado por años: Lidia van Driel-Gesztelyi, Pascal Démoulin, Carlos G. Giménez de Castro, Brigitte Schmieder; a Leonardo, mi compañero, y a Paula y Natalia, mis hijas, por todo su amor.

Referencias

- Antiochos S. K., DeVore C. R., Klimchuk J. A., 1999, *ApJ*, 510, 485
- Attrill G., et al., 2006, *Sol. Phys.*, 238, 117
- Aulanier G., et al., 2010, *ApJ*, 708, 314
- Bagalá L. G., et al., 1999, in Wilson A., et al. eds, *Magnetic Fields and Solar Processes Vol. 448 of ESA Special Publication, The New H α Solar Telescope at the German-Argentinian Solar Observatory*. p. 469
- Bagalá L. G., et al., 2000, *A&A*, 363, 779
- Bagalá L. G., et al., 1995, *Sol. Phys.*, 161, 103
- Baker D., et al., 2009, *ApJ*, 705, 926
- Cid C., et al., 2012, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117, A11102
- Cremades H., Mandrini C. H., Dasso S., 2011, *Sol. Phys.*, 274, 233
- Cristiani G., et al., 2007, *Advances in Space Research*, 39, 1445
- Cristiani G., et al., 2009, *Advances in Space Research*, 44, 1314
- Cristiani G., et al., 2008, *A&A*, 492, 215
- Cristiani G., et al., 2007, *Sol. Phys.*, 240, 271
- Cristiani G., et al., 2005, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 1744
- Culhane J. L., et al., 2014, *Sol. Phys.*, 289, 3799
- Dasso S., Gómez D., Mandrini C. H., 2002, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1059
- Dasso S., et al., 2003, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1362
- Dasso S., et al., 2006, *A&A*, 455, 349
- Dasso S., et al., 2005, *Advances in Space Research*, 35, 711
- Dasso S., et al., 2007, *Sol. Phys.*, 244, 115
- Démoulin P., et al., 1997, *A&A*, 325, 305
- Démoulin P., Henoux J. C., Mandrini C. H., 1992, *Sol. Phys.*, 139, 105
- Démoulin P., Henoux J. C., Mandrini C. H., 1994, *A&A*, 285
- Démoulin P., et al., 1997, *Sol. Phys.*, 174, 73
- Démoulin P., et al., 2002, *Sol. Phys.*, 207, 87
- Démoulin P., et al., 2002, *A&A*, 382, 650
- Démoulin P., et al., 2003, *ApJ*, 586, 592
- Fernandez Borda R. A., et al., 2002, *Sol. Phys.*, 206, 347
- Fletcher L., et al., 2001, *Sol. Phys.*, 203, 255
- Gaizauskas V., et al., 1998, *A&A*, 332, 353
- Gibson S. E., et al., 2004, *ApJ*, 617, 600
- Gibson S. E., et al., 2002, *ApJ*, 574, 1021
- Giménez de Castro C. G., et al., 2013, *Sol. Phys.*, 284, 541
- Giménez de Castro C. G., et al., 2001, *A&A*, 366, 317
- Green L. M., et al., 2003, *Sol. Phys.*, 215, 307
- Green L. M., et al., 2002, *Sol. Phys.*, 208, 43
- Gulisano A. M., et al., 2005, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 1761
- Gulisano A. M., et al., 2007, *Advances in Space Research*, 40, 1881
- Harra L. K., et al., 2007, *Sol. Phys.*, 244, 95
- Jain R., Mandrini C. H., 2006, *A&A*, 450, 375
- Kaufmann P., et al., 1997, in Trottet G., ed., *Coronal Physics from Radio and Space Observations Vol. 483 of Lec. Notes Phys.*, Berlin Springer Verlag, Recent Developments of the Solar Submm-Wave Telescope (SST). p. 202
- López Fuentes M. C., et al., 2003, *A&A*, 397, 305
- López Fuentes M. C., et al., 2000, *ApJ*, 544, 540
- López Fuentes M. C., Klimchuk J. A., Mandrini C. H., 2007, *ApJ*, 657, 1127
- López Fuentes M. C., et al., 2000, *Geofis. Int.*, 39, 65
- López Fuentes M. C., et al., 2004, *Geofis. Int.*, 43, 83
- Luoni M. L., et al., 2011, *Sol. Phys.*, 270, 45
- Luoni M. L., et al., 2007, *Advances in Space Research*, 39, 1382
- Luoni M. L., et al., 2005, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 1734
- Mandrini C. H., et al., 2015, *ApJ*, 809, 73
- Mandrini C. H., et al., 1997, *Sol. Phys.*, 174, 229
- Mandrini C. H., et al., 1991, *A&A*, 250, 541
- Mandrini C. H., Démoulin P., Klimchuk J. A., 2000, *ApJ*, 530, 999
- Mandrini C. H., et al., 2006, *Sol. Phys.*, 238, 293
- Mandrini C. H., et al., 2002, *A&A*, 391, 317
- Mandrini C. H., et al., 1996, *Sol. Phys.*, 168, 115
- Mandrini C. H., et al., 2004, *Ap&SS*, 290, 319
- Mandrini C. H., et al., 2007, *Sol. Phys.*, 244, 25
- Mandrini C. H., et al., 2014, *Sol. Phys.*, 289, 4151
- Mandrini C. H., et al., 2005, *A&A*, 434, 725
- Mandrini C. H., et al., 2014, *Sol. Phys.*, 289, 2041
- Mandrini C. H., et al., 2000, *Geofis. Int.*, 39, 73
- Milano L. J., et al., 1999, *ApJ*, 521, 889
- Nakwacki M. S., et al., 2011, *A&A*, 535, A52
- Nakwacki M. S., et al., 2008, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70, 1318
- Pevtsov A. A., Balasubramaniam K. S., 2003, *Advances in Space Research*, 32, 1867
- Pevtsov A. A., et al., 2008, *ApJ*, 677, 719
- Poisson M., et al., 2015, *Sol. Phys.*, 290, 3279
- Poisson M., et al., 2015, *Sol. Phys.*, 290, 727
- Priest E., Forbes T., 2007, *Magnetic Reconnection*. Cambridge Univ. Press
- Rodriguez L., et al., 2009, *Space Weather*, 7, S06003
- Rodriguez L., et al., 2008, *Annales Geophysicae*, 26, 213
- Schmieder B., et al., 2000, *Advances in Space Research*, 25, 1879
- Schmieder B., et al., 2007, *Advances in Space Research*, 39, 1840
- Szajko N. S., et al., 2013, *Advances in Space Research*, 51, 1842
- Titov V. S., et al., 2008, *ApJ*, 675, 1614
- Titov V. S., Priest E. R., Démoulin P., 1993, *A&A*, 276, 564
- van Driel-Gesztelyi L., et al., 2012, *Sol. Phys.*, 281, 237
- van Driel-Gesztelyi L., et al., 2003, *ApJ*, 586, 579
- van Driel-Gesztelyi L., et al., 2000, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 1437
- Webb D. F., et al., 2011, *Sol. Phys.*, 274, 57



Eyecciones coronales de masa observadas en cuadratura exhibiendo sus perspectivas axial y lateral

I. Cabello^{1,2}, H. Cremades^{1,2}, L. Balmaceda^{3,4} & I. Dohmen¹

¹ Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil

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

Contacto / icabello@mendoza-conicet.gob.ar

Resumen / Las observaciones desde los diferentes puntos de vista que ofrecen las naves *STEREO* en combinación con la de *SOHO*, permiten analizar simultáneamente la perspectiva lateral y axial de una misma eyección coronal de masa. Después del exhaustivo estudio realizado para un evento particular, este trabajo se centra en el análisis de otros eventos que permiten la observación simultánea de ambas perspectivas. Los valores del ancho angular en la dirección lateral AW_L y axial AW_D estimados de forma indirecta a partir de la aplicación del modelo armazón cilíndrico graduado, permiten obtener una relación AW_L/AW_D coherente con los resultados obtenidos anteriormente de forma directa, tanto a partir de valores AW_L y AW_D medidos por separado en eventos distintos, como para un mismo evento simultáneamente.

Abstract / Observations from different viewpoints provided by *STEREO* and *SOHO* allow us to simultaneously study the lateral and axial perspectives of a given coronal mass ejection. Following the exhaustive analysis of a case study, this work focuses on the analysis of similar events which exhibit the two perspectives as seen by the different instruments. Angular width estimates for both, the lateral AW_L and axial AW_D directions obtained in an indirect way, i.e. applying the graduated cylindrical shell model, allowed us to obtain a ratio AW_L/AW_D in agreement with results previously obtained in a direct way, i.e. when AW_L and AW_D were measured either separately for different events or when they were estimated for a single event from multi-point observations.

Keywords / Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: activity

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa (CMEs, siglas de *Coronal Mass Ejections*) son enormes cantidades de plasma expulsado desde el Sol, que repercuten en la influencia que este ejerce sobre la Tierra y el resto de la heliosfera. Son detectadas por coronógrafos, que obtienen imágenes bidimensionales de estas estructuras volumétricas, lo que dificulta su análisis tridimensional.

Los resultados obtenidos por Cremades & Bothmer (2004) indicaron que las CMEs poseen simetría axial en torno al eje sobre el que se retuerce una cuerda de flujo en su interior, por lo que su apariencia depende de la orientación de su estructura magnética interna. Esto concuerda con observaciones de diferentes CMEs en las que se observa la perspectiva lateral –alineada con dicho eje– cuando la línea de la visual es perpendicular a él; o bien la perspectiva axial –la sección transversal de la cuerda de flujo, en el sentido perpendicular al eje– cuando la línea de la visual coincide con dicho eje. Pero las limitaciones de las imágenes coronográficas desde un único punto de vista impidieron estudiar propiedades tridimensionales simultáneamente para un mismo evento.

En los últimos años, gracias a las imágenes estereoscópicas proporcionadas por las naves *Solar Terrestrial Relations Observatory* (*STEREO*; Kaiser

et al., 2008), en combinación con la de vista terrestre del *Solar and Heliospheric Observatory* (*SOHO*; Domingo et al., 1995), es posible observar ambas perspectivas a la vez, en situaciones particulares de distribución de las naves y de orientación y dirección de propagación de las CMEs. Cuando las naves se encuentran en cuadratura y una CME se dirige en la dirección polar solar, orientada de tal forma que el eje de simetría posee la misma dirección que la línea que une el Sol con una de las naves, es posible observar ambas perspectivas simultáneamente. Después de una cuidadosa selección entre eventos con estas características, Cabello et al. (2015) estudiaron una CME polar ocurrida el 28 de marzo de 2013. En esta fecha, las naves *STEREO* A y B (ST-A y ST-B) se encontraban dispuestas a $\approx 90^\circ$ entre sí de forma similar a como muestra el esquema inferior de la Fig. 1. Este evento permitió observar la perspectiva axial desde ST-B y la perspectiva lateral desde ST-A, de forma que se verificó la configuración tridimensional propuesta por Cremades & Bothmer (2004). Además, se analizó la variación temporal del ancho angular en ambas direcciones (AW_D y AW_L), así como también de la altura del frente. A partir de las medidas realizadas para ambas perspectivas, se pudo determinar la relación AW_L/AW_D para aproximadamente el mismo instante de tiempo, resultando un valor de ≈ 1.4 , el cual es similar al obtenido por Cremades & Bothmer (2005) a partir de valores co-

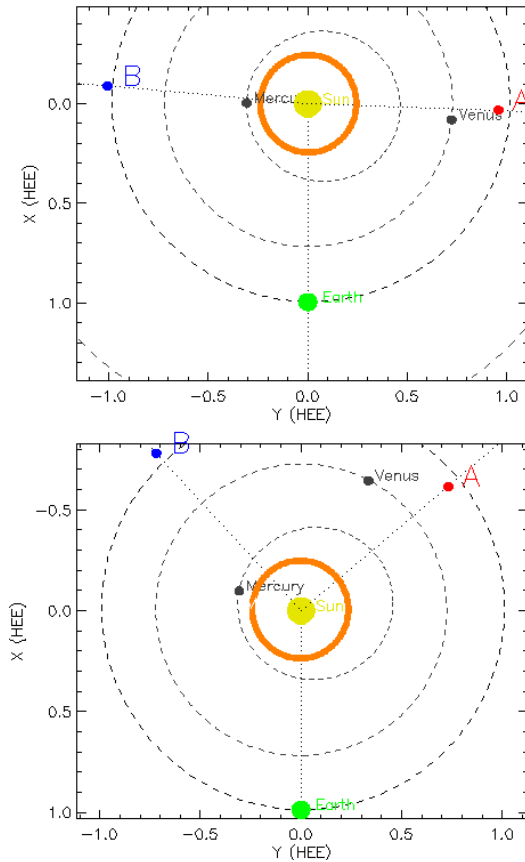


Figura 1: Esquemas de la posición relativa de las naves y la CME (representada en naranja) en las fechas del evento ocurrido el 17 de marzo de 2011 (arriba), y el 9 de febrero de 2013 (abajo), vistos desde el polo norte de la eclíptica.

respondientes a distintos eventos. Tales resultados motivaron la extensión de dicho estudio a un número mayor de eventos, con el objetivo de obtener una estadística apropiada de las principales características morfológicas de las CMEs. El evento estudiado por Cabello et al. (2015) presenta la peculiaridad de que la CME puede ser analizada en sus perspectivas lateral y axial sin ambigüedades. A pesar de que no todos los eventos presentan orientaciones tan favorables como este, en el presente trabajo se han obtenido los parámetros AW_L y AW_D a partir de los datos del ajuste de varias CMEs al modelo armazón cilíndrico graduado (GCS, por sus siglas en inglés) de Thernisien et al. (2009).

2. Datos

Se utilizaron datos de los coronógrafos COR2 de ST-A y ST-B, y de LASCO C3 a bordo de *SOHO*.

En primer lugar, se seleccionaron eventos ocurridos cuando las naves *STEREO* se encontraban a $\approx 90^\circ$ y $\approx 180^\circ$ entre sí. Posteriormente, dentro de este conjunto, solo se escogieron aquellos eventos dirigidos en una dirección comprendida dentro de un rango de $\approx 50^\circ$ centrado en cada uno de los polos solares y con más de 10° de ancho angular.

En total se identificaron más de 30 eventos que cumplen con estas condiciones, si bien aquí se presentan los

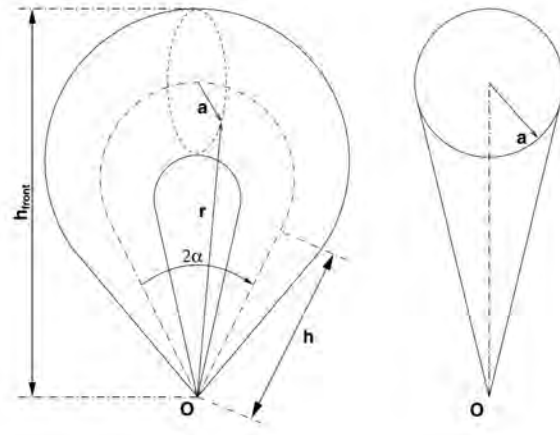


Figura 2: Esquema de la configuración de una CME según el modelo de Thernisien et al. (2009).

primeros resultados para cuatro de ellos. Uno sucedió el 17 de marzo de 2011 (evento a), cuando las naves *STEREO* estaban a $\approx 180^\circ$ entre sí, y los otros 3 cuando las naves se encontraban distanciadas $\approx 90^\circ$: el 9 de febrero de 2013 (evento b), el 21 de marzo de 2013 (evento c) y el 7 de mayo de 2013 (evento d). La Fig. 1 muestra la distribución de las naves *STEREO* respecto a la posición de la Tierra y el Sol, y la dirección de propagación de la CME, para las situaciones del evento a (panel superior) y de los eventos b, c, y d (panel inferior).

3. Ancho angular

Al igual que hicieron Cabello et al. (2015), en este trabajo se han obtenido los valores del ancho angular en la dirección lateral AW_L y axial AW_D y, con ellos, la relación AW_L/AW_D entre ambos. Sin embargo, en el primer trabajo se realizaron distintas medidas en distintos instantes de tiempo sobre cada una de las perspectivas, y en este se han deducido para un único instante a partir de los parámetros derivados del ajuste realizado mediante el modelo GCS para cada uno de los eventos. Los parámetros resultantes del modelo son: h_{front} , que corresponde a la altura del frente de propagación, α , que es la mitad del ángulo comprendido entre los ejes de simetría de los conos que actúan como anclaje de la estructura al Sol, y la relación de aspecto $\kappa = a(r) / r$, donde $a(r)$ es el radio variable de la sección transversal de la envoltura a una distancia r desde el centro del Sol (ver Fig. 2). Una vez que el modelo se ha ajustado satisfactoriamente a la forma de la CME observada por las diversas naves simultáneamente, es posible estimar los anchos angulares en las direcciones lateral y axial mediante relaciones trigonométricas sencillas ($AW_L = \arctg(\sin(\alpha + \arcsen(\kappa)))$ y $AW_D = \arcsen(\kappa)$). La aplicación del modelo GCS permite de esta forma determinar las dimensiones lateral y axial, que en algunos casos no pueden ser medidas directamente debido a que la inclinación del eje de simetría de la CME y/o de su dirección de propagación, hacen que esta no pueda ser observada completamente expuesta en alguna de sus perspectivas.

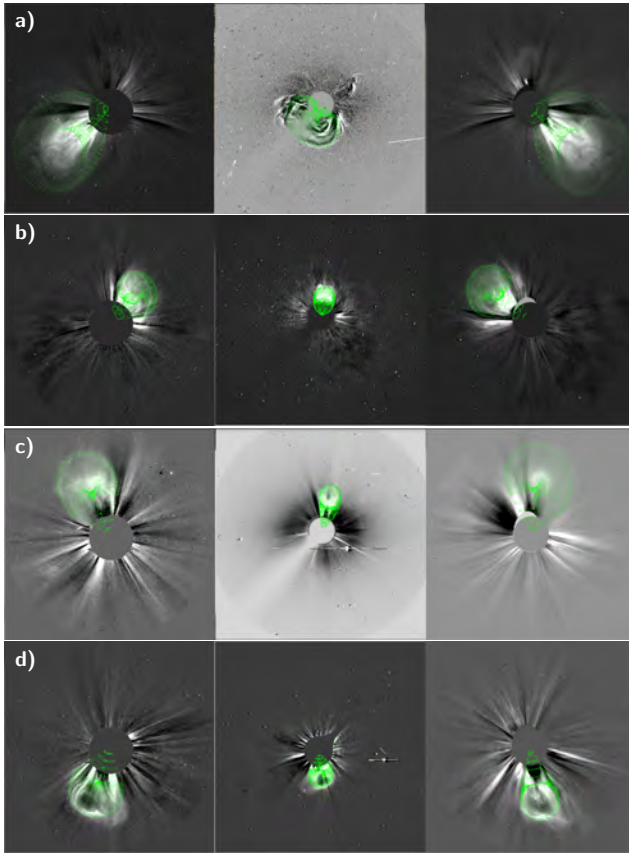


Figura 3: Imágenes diferencia de los eventos de CMEs a, b, c y d desde tres puntos de vista ofrecidos por COR2 desde *ST-B* (izquierda) y *ST-A* (derecha), y por *LASCO C3* desde *SOHO* (centro), junto con las correspondientes configuraciones resultantes del modelo GCS superpuestas en verde (ver imagen color en versión electrónica).

La Fig. 3 muestra las imágenes diferencia de las CMEs analizadas tomadas por COR2 desde cada una de las naves *STEREO* y por *LASCO C3* desde *SOHO*, junto con la configuración resultante del ajuste obtenido por el modelo de Thernisien et al. (2009) para cada una de las vistas. Como se muestra en la Fig. 3 a), las naves *STEREO* observaron la perspectiva axial del evento a, mientras que *SOHO* detectó la lateral. Por el contrario, las Figs. 3 b) y c) revelan que las naves *STEREO* captaron mayormente la perspectiva lateral de los eventos b y c, mientras que *SOHO* obtuvo la axial. Por último, la Fig. 3 d) muestra en la imagen tomada por *ST-B* la perspectiva lateral del evento d, en la de *ST-A* la perspectiva axial y en la de *SOHO* una perspectiva intermedia. La apariencia de este último evento es similar al del evento analizado por Cabello et al. (2015), salvo que en este último, la perspectiva axial fue observada por *ST-B* y la lateral por *ST-A*.

Los valores de AW_L y AW_D , así como también de la relación AW_L/AW_D para cada uno de los eventos, se muestran en la Tabla 1, donde además se han añadido los correspondientes al evento estudiado por Cabello et al. (2015) siguiendo el procedimiento llevado a cabo en este trabajo para el resto de los eventos. De estos valores se deduce, por un lado, que la relación AW_L/AW_D

Tabla 1: Valores del ancho angular de ambas perspectivas y de la relación entre ambos para los eventos analizados y el piloto de Cabello et al. (2015).

	Fecha	AW_L [°]	AW_D [°]	$\frac{AW_L}{AW_D}$
a	17 de marzo de 2011	83.64	51.48	1.62
b	9 de febrero de 2013	49.78	36.28	1.37
c	21 de marzo de 2013	68.23	35.53	1.92
d	7 de mayo de 2013	61.81	38.88	1.59
	28 de marzo de 2013	80.35	59.85	1.34

obtenida para el evento piloto a través de los parámetros resultantes del ajuste (≈ 1.3), es muy similar a la obtenida por Cabello et al. (2015) (≈ 1.4) a través de medidas realizadas directamente sobre las imágenes en diferentes instantes de tiempo. Por otra parte, también se deduce el mismo valor medio (≈ 1.6) al obtenido por Cremades & Bothmer (2005) para diferentes medidas realizadas sobre diferentes eventos.

4. Conclusiones

Las perspectivas lateral y axial de una misma CME fueron ajustadas mediante el modelo GCS de Thernisien et al. (2009), con el fin de determinar los anchos angulares AW_L y AW_D , y por ende, la relación entre ambos. Los valores obtenidos de esta forma son muy similares a los obtenidos a partir de medidas realizadas directamente sobre las imágenes de ambas perspectivas observadas simultáneamente para un único evento, así como también para las obtenidas a partir de los valores medios para cada una de las de perspectivas correspondientes a distintos eventos. Además de corroborar el modelo de configuración propuesto por Cremades & Bothmer (2004), este estudio ofrece una base para caracterizar las principales propiedades morfológicas tridimensionales de las CMEs. El análisis futuro de un mayor número de eventos ofrecerá una buena estadística que, vinculado al estudio de la relación entre las CMEs y la región fuente en la que se originan, contribuirá a un mejor entendimiento de la morfología de estas estructuras.

Agradecimientos: IC agradece beca postdoctoral de CONICET. IC, HC e ID agradecen financiamiento del proyecto UTN PID UTI2218. Agradecemos a los consorcios *SOHO/LASCO* y *STEREO/SECCHI* por los datos proporcionados.

Referencias

- Cabello I., et al., 2015, *BAAA*, 57, 238
 Cremades H., Bothmer V., 2004, *A&A*, 422, 307
 Cremades H., Bothmer V., 2005, in Dere K., Wang J., Yan Y., eds, *Coronal and Stellar Mass Ejections Vol. 226 of IAU Symposium, Geometrical Properties of Coronal Mass Ejections*. pp 48–54
 Domingo V., Fleck B., Poland A. I., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
 Kaiser M. L., et al., 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 5
 Thernisien A., Vourlidis A., Howard R. A., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 111



Implementación numérica del efecto Hall, difusión ambipolar y difusión de Ohm en un código MHD

L. Krapp¹ & P. Benítez-Llambay^{1,2}

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

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / lkrapp@unc.oac.edu.ar

Resumen / El objetivo de este trabajo es presentar la extensión del código público magnetohidrodinámico FARGO3D mediante la implementación de un nuevo módulo físico que incluye los efectos no ideales de la magnetohidrodinámica conocidos como efecto Hall, difusión de Ohm y difusión ambipolar. Presentamos simulaciones para estudiar el decaimiento de ondas de Alfvén por difusión ambipolar, la separación del modo de Alfvén por efecto Hall, y el comportamiento de la inestabilidad magnetorotacional bajo el efecto Hall y difusión de Ohm. Los resultados de estas simulaciones demuestran la validez de nuestra implementación.

Abstract / The goal of this work is to present an extension to the public magnetohydrodynamic code FARGO3D via the implementation of a new physical module which includes the non-ideal magnetohydrodynamics terms, known as Hall effect and Ohmic and ambipolar diffusions. We present a set of simulations which allows to study the damping of Alfvén waves by ambipolar diffusion, the Alfvén wave splitting by Hall effect, and the behaviour of the magnetorotational instability under the Hall effect and Ohmic resistivity. The results of these simulations validate our implementation.

Keywords / accretion, accretion discs — diffusion — MHD — protoplanetary discs

1. Introducción

Los mecanismos de transporte de momento angular en los discos protoplanetarios son susceptibles a la interacción entre el gas y el campo magnético. Dos mecanismos son capaces de explicar las tasas de acreción observadas: la inestabilidad magnetorotacional (MRI, por sus siglas en inglés) (Balbus & Hawley, 1991) y los vientos magnetocentrífugos (VMG) (Blandford & Payne, 1982). Ambos mecanismos son sensibles al estado de ionización del medio. La MRI opera eficientemente en discos altamente ionizados, los cuales pueden ser descritos en el esquema de la magnetohidrodinámica (MHD) ideal. Sin embargo, los discos protoplanetarios están débilmente ionizados, por lo que los efectos no ideales de la MHD deben ser considerados. Estos efectos, conocidos como difusión ambipolar, difusión óhmica y efecto Hall, son capaces de suprimir la MRI. En este caso el transporte de momento angular es conducido por los VMG (Bai & Stone, 2013). El efecto Hall, la difusión ambipolar y la difusión de Ohm son el resultado de colisiones entre los iones, electrones y neutros. Una consecuencia de estos efectos es la disminución del acople entre el campo magnético y el gas (Bai, 2014). La dinámica de los discos protoplanetarios bajo estos efectos es muy compleja y requiere de simulaciones numéricas para su estudio. Así, el objetivo de este trabajo es presentar los resultados de la implementación de estos efectos en el código público FARGO3D (Benítez-Llambay & Masset, 2016). Nuestro trabajo está organizado de la siguiente manera: en la Sec. 2 presentamos el conjunto de las ecuaciones de la MHD no ideal, en la Sec. 3 realizamos un breve

resumen del esquema numérico utilizado en nuestra implementación, en la Sec. 4 mostramos los resultados de diferentes pruebas que validan nuestra implementación y, finalmente, en la Sec. 5 presentamos las conclusiones relevantes de este trabajo.

2. Ecuaciones

En este trabajo, resolvemos el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \left(\eta_O \mathbf{J} + \eta_H (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) + \eta_A \mathbf{J}_\perp \right), \quad (3)$$

con $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu_O$. η_O , η_H y η_A son las resistividades de Ohm, Hall y ambipolar respectivamente. La relación adoptada entre la presión y la densidad es $P = \rho c_s^2$, donde c_s es la velocidad del sonido del medio y es considerada constante en todo este trabajo. Una restricción adicional es el requerimiento de divergencia nula para \mathbf{B} . El sufijo \perp denota la componente ortogonal a \mathbf{B} .

3. Implementación

En FARGO3D, las ecuaciones son resueltas utilizando un método de diferencias finitas sobre una malla alternada. La evolución temporal de las cantidades se realiza

por medio de métodos de contracorriente (*upwind*) y la aproximación del operador de separación (*splitting*, Stone & Norman, 1992a). Para avanzar la ecuación de inducción magnética se utiliza el método de características (Stone & Norman, 1992b) y para conservar la divergencia del campo magnético el de transporte restringido (Evans & Hawley, 1988).

En nuestra implementación, calculamos la fuerza electromotriz $\mathcal{E} = \eta_O \mathbf{J} + \eta_H (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) + \eta_A \mathbf{J}_\perp \equiv \mathcal{E}_O + \mathcal{E}_H + \mathcal{E}_A$. El cálculo de los términos \mathcal{E}_O y \mathcal{E}_A se efectúa mediante una discretización explícita a primer orden en el tiempo (Choi et al., 2009). Para el cálculo de \mathcal{E}_H utilizamos el método de Bai (2014), el cual consiste en un esquema de diferencias finitas semiimplícito con actualizaciones parciales del campo magnético.

4. Simulaciones y resultados

En esta sección describimos las simulaciones realizadas para validar nuestra implementación y mostramos los resultados obtenidos. En todos los casos utilizamos un sistema de unidades en el cual la unidad de distancia es $R_0 = 1$, la permeabilidad magnética es $\mu_0 = 1$, la unidad de masa es $M_0 = 1$ y la constante de gravitación universal es $G = 1$. Todas las simulaciones fueron inicializadas en régimen lineal.

4.1. Difusión ambipolar

La relación de dispersión para las ondas de Alfvén, cuando se incluye la difusión ambipolar es (Choi et al., 2009):

$$\omega^2 + i \frac{v_A^2 k^2}{\gamma \rho_i} \omega - v_A^2 k^2 = 0, \quad (4)$$

con $v_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$ la velocidad de Alfvén en el medio.

Para verificar numéricamente las soluciones de la Ec. (4), iniciamos la simulación con una caja con campo magnético y densidad uniformes de la forma $\mathbf{B} = (1, 0, 0)$ y $\rho = 1.0$. El campo de velocidades inicial es $\mathbf{v} = v_0 \sin(kx) \hat{\mathbf{z}}$, con $v_0 = 0.1$. Las coordenadas adoptadas son cartesianas en un cubo de lado $\lambda = 2\pi/k$ y las condiciones de contorno son periódicas en todas las direcciones. El coeficiente de difusión ambipolar utilizado es $\eta_A = B^2/(\rho \rho_i \gamma)$, donde $1/(\rho_i \gamma)$ es el tiempo medio de colisiones entre iones y neutros que se fija en 0.01. Con estas condiciones se realizan simulaciones con resoluciones $\lambda/64$ y $\lambda/128$. En estas pruebas consideramos los números de onda $k = \pi/2, 2\pi, 4\pi$ y 6π .

En el panel superior de la Fig. 1 mostramos los resultados obtenidos para las dos soluciones de la Ec. (4). Tanto la frecuencia de decaimiento ω_i (solución imaginaria), como la frecuencia de oscilación ω_r (solución real) se recuperan para todas las resoluciones utilizadas, incluso para números de onda cercanos a la frecuencia de corte ($k \sim 20$), en donde la señal decae muy rápidamente.

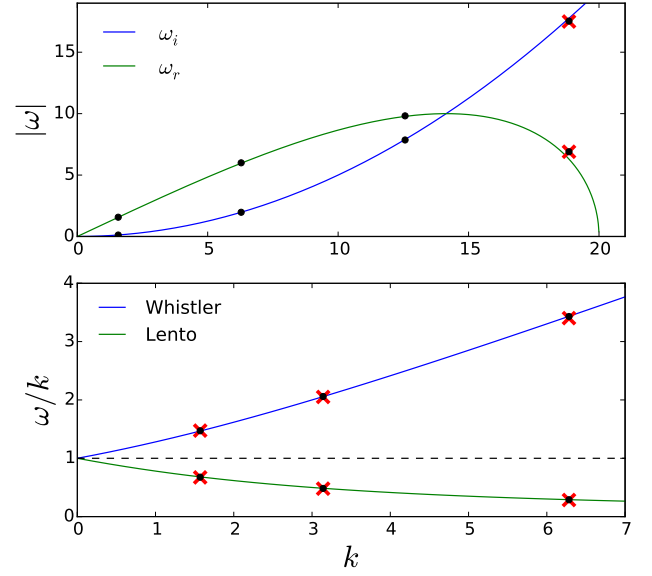


Figura 1: En el panel superior se muestran las soluciones cuando se considera la difusión ambipolar. Los puntos negros corresponden a la resolución $\lambda/128$ y las cruces rojas a $\lambda/64$. El panel inferior corresponde a las soluciones considerando el efecto Hall. Los puntos negros corresponden a la resolución $\lambda/32$ y las cruces rojas a $\lambda/16$. En ambos casos las curvas azules y verdes son las soluciones analíticas. Para el efecto Hall, la línea de puntos corresponde al modo de Alfvén (ver imagen color en versión electrónica).

4.2. Efecto Hall

Si solo se considera el término de Hall, se puede probar que las ondas de Alfvén circularmente polarizadas tienen una relación de dispersión de la forma (Bai, 2014):

$$\frac{\omega}{k} = \frac{1}{2} \left\{ \pm \eta_H k B_0 \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4v_A^2}{k^2 B_0^2 \eta_H^2}} \right] \right\}. \quad (5)$$

Esta ecuación tiene dos soluciones, una conocida como solución de Whistler (ω_R) y la otra, como modo lento (ω_L).

Para probar que nuestra implementación recupera estas soluciones, definimos nuevamente un cubo de lado $\lambda = 2\pi/k$ con condiciones de contorno periódicas y números de onda $k = \pi/2, \pi, 2\pi$. Para cada uno de estos valores realizamos dos simulaciones con resoluciones $\lambda/32$ y $\lambda/16$, y fijamos $\eta_H = 0.5$. Iniciamos la simulación con una densidad uniforme $\rho = 1.0$ y una velocidad nula en todo el cubo. El campo magnético inicial es $\mathbf{B} = (B_0, \delta B \cos(kx), \delta B \sin(kx))$ con $B_0 = 1.0$ y $\delta B = 10^{-4}$.

En el panel inferior de la Fig. 1 mostramos los resultados obtenidos para las simulaciones que consideran el efecto Hall. Tanto el modo de Whistler como el modo lento se recuperan para todas las resoluciones utilizadas.

4.3. MRI bajo el efecto Hall y la difusión de Ohm

La MRI, en régimen lineal, se caracteriza por la excitación de distintos modos que surgen de pequeñas pertur-

baciones en un fluido con rotación diferencial, es decir que la velocidad angular $\Omega = \Omega(r)$.

La relación de dispersión considerando los términos de Hall y Ohm es (Bai, 2014):

$$\sigma^4 + \frac{2k^2}{\Lambda}\sigma^3 + \mathcal{B}_2\sigma^2 + \frac{2k^2}{\Lambda}(k^2 + 1)\sigma + \mathcal{B}_0 = 0, \quad (6)$$

donde

$$\mathcal{B}_2 = 2k^2 + 1 + \frac{k^2}{\Lambda^2} + \frac{k^2}{2\chi} \left(\frac{2k^2}{\chi} - 3 \right) \quad (7)$$

y

$$\mathcal{B}_0 = \frac{k^4}{\Lambda^2} + k^2 \left(k^2 + \frac{2k^2}{\chi} - 3 \right) \left(1 + \frac{1}{2\chi} \right), \quad (8)$$

con $\Lambda = \frac{v_A^2}{\eta_O \Omega}$ y $\chi = \frac{v_A^2}{\eta_H \Omega}$.

Para estudiar el comportamiento de la MRI considerando el efecto Hall y la difusión de Ohm realizamos simulaciones adoptando un modelo de disco no estratificado, de densidad uniforme y orbitando alrededor de un objeto central, cuyo potencial gravitatorio es $\Phi(r) = -G/r$. La velocidad del sonido se considera uniforme y constante durante toda la simulación, con valor 0.1. Se utilizan coordenadas cilíndricas en un marco de referencia inercial. El dominio considerado corresponde a una caja bidimensional de tamaño $n_r \times n_z = 256 \times 256$ con condiciones de contorno periódicas en z y reflectantes en r . La extensión radial de la malla es $[0.9, 1.1]$, mientras que la extensión vertical se varía en cada prueba. El campo magnético acimutal se deja evolucionar libremente. El campo magnético inicial es uniforme en la dirección z y su valor es $B_{z0} = c_s \sqrt{2\rho_0/\beta}$, con $\beta = 500$. Se lo define nulo entre los radios $[0.9, 0.95]$ y $[1.05, 1.1]$, a fin de minimizar problemas de borde. Para generar los distintos modos perturbamos los campos de velocidad radial y vertical con un ruido uniforme de intensidad $10^{-6} c_s$.

Estudiamos los modos en torno al radio $R = 1.0$ y diferentes extensiones verticales $\Delta z = 0.4$ o 0.1 según sea el caso. La relación de dispersión (6) se verifica mediante el cálculo del espectro de B_y fijando el modo radial $k_r = 0$. Obtenemos la amplitud de cada modo en función del tiempo, y mediante ajustes lineales obtenemos las tasas de crecimiento σ para cada modo entre las órbitas 1 y 2 aproximadamente, excepto en los casos con difusión de Ohm en donde se considera la medición hasta la órbita 2.5. Para incrementar el valor de la señal y mejorar la precisión en los valores de σ derivados de las simulaciones realizamos promedios entre los modos adyacentes resueltos.

En la Fig. 2 mostramos los resultados obtenidos para la tasa de crecimiento de la ecuación (6), y los comparamos con las soluciones analíticas.

Los valores obtenidos en las simulaciones están en buen acuerdo con los resultados analíticos, aunque en el caso con $\eta_H = -0.006$ se observa un leve apartamiento en σ respecto a la curva analítica para frecuencias altas. Para estimar el error en la tasa de crecimiento realizamos dos simulaciones con perturbaciones iniciales aleatorias y tomamos la diferencia entre las tasas calculadas para cada modo.

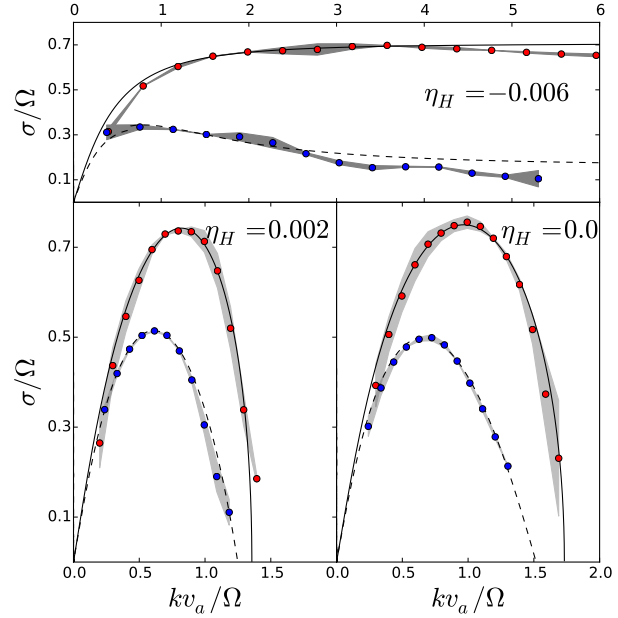


Figura 2: En rojo la soluciones con el término de Hall y en azul con Hall y difusión de Ohm. Las curvas negras son las soluciones analíticas. La sombra gris corresponde al error asociado a los valores obtenidos. $\Delta z = 0.1$ para el caso $\eta_H = -0.006$ y $\Delta z = 0.4$ para el resto. $\eta_O = 0.00002$ en todos los casos mostrado en color azul (ver imagen color en versión electrónica).

5. Conclusiones

En este trabajo describimos la implementación realizada de los efectos de difusión ambipolar, efecto Hall y difusión de Ohm y mostramos una serie de pruebas que la validan. Este trabajo, junto con aproximaciones realistas para los cálculos de las difusividades, nos permitirá profundizar en el estudio de la dinámica de los discos protoplanetarios.

Agradecimientos: Agradecemos al IATE por proveer los recursos computacionales necesarios para el desarrollo de este trabajo y a CONICET por el soporte financiero brindado a través de nuestras becas doctorales.

Referencias

- Bai X.-N., 2014, ApJ, 791, 137
 Bai X.-N., Stone J. M., 2013, ApJ, 769, 76
 Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, ApJ, 376, 214
 Benítez-Llambay P., Masset F. S., 2016, ApJS, 223, 11
 Blandford R. D., Payne D. G., 1982, MNRAS, 199, 883
 Choi E., Kim J., Wiita P. J., 2009, ApJS, 181, 413
 Evans C. R., Hawley J. F., 1988, ApJ, 332, 659
 Stone J. M., Norman M. L., 1992a, ApJS, 80, 753
 Stone J. M., Norman M. L., 1992b, ApJS, 80, 791



Determinación de la masa evacuada en una región de oscurecimiento coronal y su relación con la masa de su CME asociada

F.M. López¹, H. Cremades^{2,3}, F.A. Nuevo^{4,5}, L. Balmaceda^{1,6} & A.M. Vásquez^{4,7}

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina

² Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

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

⁵ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁶ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil

⁷ Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

Contacto / flopez@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Los oscurecimientos coronales se caracterizan por ser regiones de la baja corona solar en donde se detecta una disminución considerable en la intensidad observada en ciertas longitudes de onda en el extremo ultravioleta (EUV) y rayos X. Dichos oscurecimientos están normalmente asociados a erupciones de plasma y campos magnéticos que luego son detectadas en la corona solar como eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés). Aquí se presenta un estudio de la evolución temporal de la masa evacuada de un evento de oscurecimiento coronal observado en EUV. El evento analizado ocurrió el 23 de mayo de 2010. La caracterización del oscurecimiento, y el estudio de pérdida de masa en la baja corona se realizó con imágenes del instrumento *Atmospheric Imaging Assembly* a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory*. Para la estimación de la densidad electrónica del plasma coronal se utilizó una técnica de medida de emisión diferencial. Por otro lado, se determinó la evolución temporal de la masa exhibida por la CME asociada a dicho oscurecimiento a partir de las imágenes del coronógrafo de luz blanca COR2-B a bordo de la nave *STEREO*. Los resultados obtenidos muestran que la masa evacuada de la región del oscurecimiento representa un porcentaje considerable de la masa estimada para la CME en luz blanca, siendo de un 67.5%.

Abstract / Coronal dimmings are regions in the low corona characterized by depletions in the coronal EUV and X-ray intensity. Dimmings are usually related to the loss of plasma and magnetic fields associated with the eruption of a Coronal Mass Ejection (CME). In this work we present a study of the temporal evolution for the mass loss of a dimming event observed in EUV wavelengths on 23 May 2010. The study of the mass loss was performed using EUV images obtained by the Atmospheric Imaging Assembly instrument on board the *Solar Dynamics Observatory* (AIA/SDO). For the estimation of the plasma electronic density in the low corona, we used a differential emission measure technique. On the other hand, we used coronagraphic data from the *STEREO* mission to estimate the temporal evolution of the mass for the associated CME in white light. The obtained results show that the mass loss of the dimming represents 67.5% of the associated CME mass determined using white light data, which accounts for a considerable amount of the CME mass.

Keywords / Sun: activity — Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs)

1. Introducción

Los primeros estudios de eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés) mostraron que las mismas están asociadas con erupciones de filamentos y fulguraciones (Munro et al., 1979), sin embargo no estaba claro de donde provenía el material que formaba las CMEs. Los datos de la misión *SKYLAB*, permitieron observar por primera vez pequeñas regiones en la corona caracterizadas por el decaimiento de la intensidad en rayos X (Rust & Hildner, 1976), las que presentaban similitudes con los agujeros coronales. Por esta razón, fueron inicialmente llamados agujeros coronales transitorios. En estudios posteriores (por ej., Harrison et al., 2003) se encontró una relación espacial y temporal de esos agujeros coronales transitorios con el inicio

de CMEs.

Los agujeros coronales transitorios son conocidos en la actualidad con el nombre de oscurecimientos coronales (*dimmings*). Estas estructuras juegan un papel fundamental para determinar el vínculo entre las CMEs detectadas en imágenes coronográficas y sus respectivas regiones fuente observadas en el disco solar en EUV.

Harrison & Lyons (2000) y Harrison et al. (2003) realizaron las primeras determinaciones de masa evacuada en regiones de oscurecimientos coronales observados en el limbo solar. Los autores encontraron que la masa evacuada de la baja corona era del mismo orden de magnitud que la de sus CMEs asociadas. En un estudio posterior, Aschwanden et al. (2009) encontraron un buen acuerdo entre la masa evacuada determinada de la

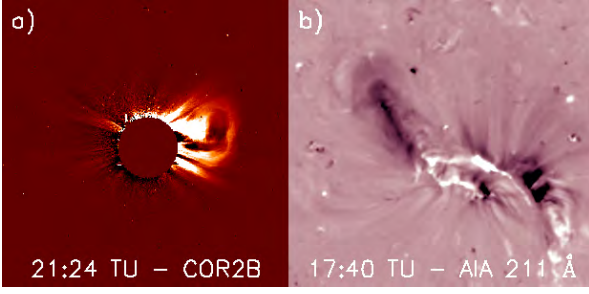


Figura 1: Evento del 23 de mayo de 2010. a) La CME observada por COR2-B. b) La región de interés luego de la erupción, observada por AIA en 211 Å. Se observan los oscurecimientos coronales localizados principalmente en la región de los pies del filamento eyectado. En ambos casos se ha realizado la substracción de una imagen preevento.

baja corona y la masa obtenida a partir de imágenes en luz blanca de las CMEs asociadas para 8 eventos, observados fundamentalmente en el limbo. En un estudio más reciente, Tian et al. (2012) obtuvieron que la masa evacuada de 6 regiones de oscurecimientos coronales, estaba en el rango de 20 % a 60 % de la masa de sus CMEs asociadas.

Este trabajo se diferencia de los anteriores en que el evento analizado corresponde a un oscurecimiento coronal cerca del centro del disco solar, y es el primero en determinar masa evacuada a partir de observaciones llevadas a cabo por el instrumento *Atmospheric Imaging Assembly* a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO/AIA).

2. Descripción del evento y observaciones

El evento analizado ocurrió el 23 de mayo de 2010, comenzando a las 16:52 (tiempo universal, TU) como una fulguración de magnitud B1.4 (catálogo XRT, Watanaabe et al., 2012). Las imágenes de la baja corona en EUV muestran un filamento quiescente en erupción, localizado aproximadamente en las coordenadas heliográficas [N19, W12], no estando asociado a ninguna región activa catalogada. La Fig. 1b muestra la región de interés alrededor de la erupción, observada con el filtro centrado en 211 Å de AIA. Se observan regiones oscuras asociadas a la erupción del plasma (oscurecimientos), localizados principalmente en las regiones de los pies del filamento que se eyectó. Se observa también en la imagen la base de los arcos poseruptivos, como dos franjas brillantes, entre las dos regiones principales de oscurecimiento.

Para la fecha del evento, la separación de las naves A y B del *Solar-Terrestrial RElations Observatory* (STEREO) era de $\sim 70^\circ$ con respecto a la línea Sol-Tierra. Las imágenes coronográficas obtenidas en luz blanca por COR2-A y B muestran en ambos casos la CME asociada al oscurecimiento coronal, propagándose con una dirección cercana al plano del cielo para cada una de las naves (ver Fig. 1b y Sec. 4. para la determinación de la dirección de propagación).

Dada la rápida variación temporal que presentan los oscurecimientos coronales, la alta cadencia y resolución espacial de las imágenes de AIA proveen una herramienta

ta excepcional para el estudio de su evolución temporal. Dichas imágenes fueron reducidas con el procesamiento estándar, y redimensionadas a 1024^2 píxeles para aumentar la relación señal/ruido y disminuir los tiempos de cómputo. Se corrigió a las imágenes por rotación diferencial. Se seleccionó una cadencia de 20 segundos para cada una de las longitudes de onda utilizadas. Posteriormente se calculó una imagen promedio por cada tres imágenes, obteniendo una imagen por minuto. Finalmente, se aplicó un filtro de media de 2×2 píxeles para eliminar el ruido de alta frecuencia.

Se aplicó el proceso de reducción estándar a las imágenes de brillo total del instrumento COR2 de *STEREO*. Con el fin de aumentar la relación señal/ruido, las imágenes se redimensionaron a un tamaño de 512^2 píxeles.

3. Estimación de la masa evacuada en la baja corona

3.1. Caracterización del oscurecimiento coronal

En la actualidad, es ampliamente aceptado que los oscurecimientos coronales son debidos a evacuación de plasma de la baja corona que emerge de la región de erupción de una CME. Un oscurecimiento en EUV puede presentar diferentes apariencias de acuerdo a la longitud de onda en la cual se observa. Para evitar una selección arbitraria de los píxeles que pertenecen o no al oscurecimiento coronal, debido al uso de un determinado filtro de AIA, se utilizaron mapas de medida de emisión (EM, por sus siglas en inglés) para caracterizar los oscurecimientos. Dado que la EM es proporcional al cuadrado de la densidad de plasma coronal local, esta es un mejor indicador para la detección de un evento de evacuación de plasma.

Para el cálculo de los mapas de EM se utilizaron tres filtros coronales de AIA: 171 Å (Fe IX), 193 Å (Fe XII/Fe XXIV) y 211 Å (Fe XIV), siguiendo el procedimiento descrito por Nuevo et al. (2015).

Para definir el área del oscurecimiento coronal, seleccionamos una región de interés (RI, ver Fig. 1a) conteniendo al respectivo oscurecimiento. La determinación de los píxeles dentro de la RI que pertenecen al oscurecimiento, se realiza sustrayendo a las EM obtenidas para las imágenes posevento (EM_p), la EM de preevento (EM_0). Consideraremos que un píxel j pertenece al oscurecimiento coronal si se cumple la condición que:

$$\Delta EM^j = (EM_p^j - EM_0^j) \leq \delta/\theta, \quad (1)$$

donde δ es el valor medio de aquellos píxeles cuyo $\Delta EM \leq 0$, mientras que θ es un parámetro que puede tomar un valor en el intervalo de $0.3 \leq \theta \leq 1.0$. El valor de θ es elegido para cada evento mediante inspección visual del oscurecimiento resultante. De esta manera, se incrementa o disminuye el valor de corte, a fin de eliminar sólo aquellos oscurecimientos que no estén asociados físicamente a la erupción.

3.2. Cálculo de la masa evacuada

Para determinar la masa evacuada por la erupción, debemos determinar la masa perdida en cada píxel que forma parte del oscurecimiento. Una vez determinada la EM es posible determinar la densidad basal del plasma coronal para cada píxel con la relación directa $EM = \frac{1}{2} n_e^2 \lambda_p$ (donde λ_p es la escala de presión y n_e la densidad electrónica basal).

La escala de presión para cada píxel es calculada con la siguiente expresión:

$$\lambda_p = \frac{2k_B T}{\mu m_H g_\odot}, \quad (2)$$

donde T es la temperatura media obtenida a partir de la medida de emisión diferencial, k_B es la constante de Boltzmann, μ es el peso molecular medio, m_H es la masa del átomo de hidrógeno y g_\odot es la gravedad en la superficie solar. La Masa M para un determinado píxel será:

$$M = \mu m_H A_p \lambda_p n_e, \quad (3)$$

donde A_p es el área del píxel comprendida sobre la superficie solar.

Para determinar la masa evacuada del píxel j se considera la diferencia entre la masa del píxel j para un tiempo posterior a la erupción (M_j^{pos}) y la masa del mismo píxel para un tiempo de preevento (M_j^{pre}). Luego, la masa evacuada total será la suma de la masa evacuada de todos los píxeles del oscurecimiento.

La Fig. 2 muestra la evolución de la masa evacuada determinada para la región de oscurecimiento, donde se realizó una estimación de masa evacuada a intervalos de 10 minutos. Se observa que inicialmente la masa se evacúa rápidamente hasta alcanzar un valor máximo de 2.16×10^{15} gr a las 18:50 TU.

4. Determinación de la masa de la CME

La masa de la CME fue determinada a partir de las imágenes de los coronógrafos de luz blanca de *STEREO* COR2. La emisión en luz blanca de las CMEs y de la corona K, surgen del proceso de dispersión Thomson de luz fotosférica por electrones libres en la corona. Esta emisión incluye la contribución de todo el material dispersante a lo largo de la visual. De esta manera, cada píxel contiene la intensidad integrada de todos los electrones a lo largo de la visual. La intensidad detectada en los coronógrafos depende del ángulo con respecto al plano del cielo del observador, en que se encuentra el elemento dispersante (Billings, 1966). El brillo registrado es máximo cuando el material se encuentra sobre el plano del cielo. Por lo tanto, un factor clave en la determinación de la masa es conocer el ángulo de propagación de la CME con respecto al plano del cielo, para cada una de las naves *STEREO*. La determinación de la dirección real de propagación, se realizó ajustando un modelo de cuerda de flujo (Thernisien et al., 2009) a las imágenes de la CME en COR2. Mediante el modelo de ajuste se determinaron valores de 5° y 34° para el ángulo de propagación de la CME con respecto al plano del cielo de *STEREO-B* y *STEREO-A* respectivamente.

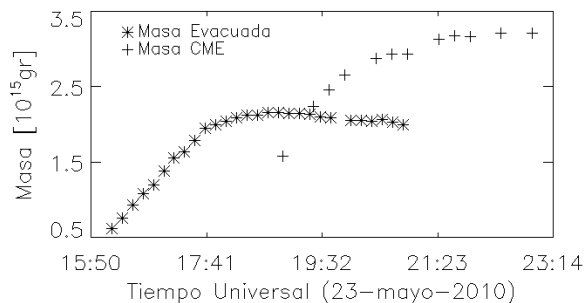


Figura 2: Evolución de la masa evacuada de la región del oscurecimiento coronal y de la masa de la CME en luz blanca.

La determinación de la masa de la CME se llevó a cabo utilizando las imágenes de brillo total de COR2-B, debido a que la CME viaja a un ángulo más cercano al plano del cielo que para COR2-A. El cálculo de la masa se realizó con las rutinas de la biblioteca de SOLARSOFT, donde se utilizó la opción de RI para la selección manual de los píxeles de la CME.

La Fig. 2 muestra la evolución de la masa de la CME obtenida en función del tiempo. Se observa que la misma se incrementa a medida que emerge sobre el ocultador del coronógrafo hasta estabilizarse en un valor de 3.2×10^{15} g.

5. Conclusiones

El análisis de la variación temporal de la masa evacuada, muestra que el plasma se evacúa rápidamente dentro de las primeras 2 horas luego del inicio de la fulguración, e incluso desde minutos antes del mismo, coincidiendo con la erupción del filamento quiescente y alcanzando un máximo a las 18:50 TU. A partir de ese momento, la región de oscurecimiento recupera lentamente la masa perdida.

La masa obtenida para la CME aumenta a medida que la misma se aleja del Sol en el campo de visión de COR2-B, estabilizándose a una distancia proyectada de unos 8 radios solares (a partir de las 22:24 TU).

El valor hallado para la masa evacuada de la región de oscurecimiento representa un 67.5% de la masa medida para la CME. Esto indica que para el evento analizado, la baja corona solar contribuyó con una importante cantidad de masa para la CME resultante.

Referencias

- Aschwanden M. J., et al., 2009, ApJ, 706, 376
 Billings D. E., 1966, A guide to the solar corona. New York: Academic Press, —c1966
 Harrison R. A., et al., 2003, A&A, 400, 1071
 Harrison R. A., Lyons M., 2000, A&A, 358, 1097
 Munro R. H., et al., 1979, Sol. Phys., 61, 201
 Nuevo F. A., et al., 2015, ApJ, 811, 128
 Rust D. M., Hildner E., 1976, Sol. Phys., 48, 381
 Thernisien A., Vourlidas A., Howard R. A., 2009, Sol. Phys., 256, 111
 Tian H., et al., 2012, ApJ, 748, 106
 Watanabe K., Masuda S., Segawa T., 2012, Sol. Phys., 279, 317



Comparative analysis of solar minima with EUV tomography

D.G. Lloveras¹, F.A. Nuevo^{2,1}, A.M. Vásquez^{2,3}, & R.A. Frazin⁴

¹ *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

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

³ *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina*

⁴ *Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, Ann Arbor, EE.UU.*

Contact / lloverasdiego@gmail.com

Resumen / Debido al mecanismo de dínamo del Sol, la actividad magnética de su atmósfera presenta un ciclo periódico de unos 11 años de duración. Los últimos tres ciclos parecen indicar una disminución sistemática de la actividad solar. En particular el último mínimo (2008/2009) presentó características anómalas, habiendo sido considerablemente más calmo que el mínimo previo (1996), así como magnéticamente más débil. Presentamos un estudio observacional comparativo de la estructura termodinámica tridimensional de la baja corona durante los dos últimos mínimos solares basado en la técnica de tomografía de medida de emisión diferencial. El estudio es complementado con extrapolaciones potenciales del campo magnético coronal. Para estudiar los mínimos de los años 1996 y 2009 utilizamos datos de los instrumentos EIT/SOHO y EUVI/STEREO, respectivamente. El objetivo del trabajo es establecer si existieron diferencias sistemáticas en el estado termodinámico global de la baja corona durante ambos mínimos.

Abstract / Due to the dynamo mechanism of the Sun, the magnetic activity of its atmosphere presents a periodic cycle about 11 years long. The last three solar cycles have shown a systematic decrease of activity, with the last minimum (2008/2009) being considerably more quiet than the previous one (1996), as well as magnetically weaker. We present a comparative analysis of three-dimensional thermodynamical structure of the lower corona for last two minima, based on differential emission measure tomography. The study is combined with potential extrapolations of the coronal magnetic field. To study the minima of 1996 and 2009 we use data taken by the instruments EIT/SOHO and EUVI/STEREO, respectively. The aim of the work is to establish if there were systematic thermodynamical differences in the lower corona during the two minima.

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

1. Introduction

The last three sunspot cycles have shown a systematic decrease of activity*. The last solar minimum has been particularly extended, showing a very low level of activity for almost one full year, between 2008 and 2009. During that period, several rotations actually showed virtually no sunspots at all, one of which, Carrington rotation (CR)-2081, is analyzed in this work. The last solar minimum has also been also magnetically weaker than previous solar minima.

A recent study by Lamy et al. (2014) has compared the white light radiance of the solar corona of the last two minima, based on LASCO/C2 images, which observes the range of heights 2.3 to 6.1 R_{\odot} . In this work we have carried on a comparative analysis of the 3D structure of the solar corona by means of the differential emission measure tomography (DEMT) technique, which uses EUV imaging data, covering the height range 1.03 to 1.23 R_{\odot} . DEMT reveals then physical information of the corona in a height range not covered by current instrumentation in the white light range. In addition, while white light image analysis allows determination of the electron density alone, the DEMT tech-

nique allows determination of both electron density and temperature.

Specifically, we analyzed CR-1915 (1996) and CR-2081 (2009), corresponding to the last two solar minima. CR-1915 was chosen due to the fact that it was the period for which the Extreme ultraviolet Imaging Telescope (EIT) database has best full-rotation coverage during the deep minimum between solar cycles 22 and 23. CR-2081 was chosen as it was the most quiet rotation (less number of active regions) near the end of the 1-year long period with almost no sunspots during the lengthy low activity period between solar cycles 23 and 24 mentioned above, as shown by a previous study developed by Nuevo et al. (2013). To study the 1996 minimum we used data taken by the EIT on board the *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)* mission. To study the 2008/2009 minimum we used data taken by the Extreme UltraViolet Imager (EUVI) on board the *Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO)* mission.

2. Method

In DEMT, a time series of EUV images is used to tomographically determine the 3D distribution the plasma emission in a given band (the FBE). To that end the

*<http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/Cycle22Cycle23Cycle24big.gif>

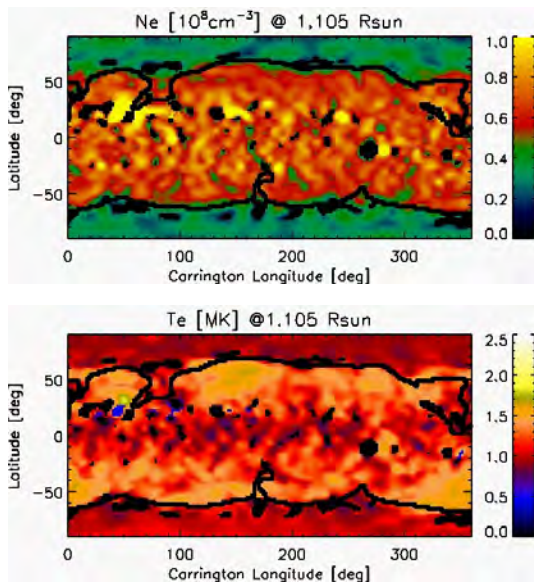


Figure 1: Spherical shells of the electron density (top) and temperature (bottom) at the height $1.105 R_{\odot}$ derived by DENT, for CR-2081. The thick solid black curves demarcate the boundary between the magnetically closed (streamer) and open (coronal holes) structures (see electronic color figure).

corona is discretized in a spherical computational grid. This task is independently performed for each EUV band. In a second step, the FBE values of all bands are used to determine in each tomographic voxel the local differential emission measure (LDEM). The LDEM is then a quantitative description of the thermal distribution of the plasma within each voxel. By taking moments of the resulting LDEM, three-dimensional maps of the coronal electron density and temperature can be computed. For a detailed explanation of the DENT technique the reader should consult Frazin et al. (2009). For a recent review on all published work on DENT the reader should read Vásquez (2015).

An extrapolation of the photospheric magnetic field is required to model the coronal magnetic field. We used the potential field source surface (PFSS) method. The combination of the DENT results with the PFSS models allows determination of the electron density and temperature along individual magnetic field lines. For a detailed explanation of how this is done, the reader should read Huang et al. (2012) and Nuevo et al. (2013).

3. Results

As an example of the products of the DENT technique, Fig. 1 shows spherical shells of the electron density and temperature for the last solar minimum at a single height selected near the middle of the range of heights of the tomographic grid.

The PFSS model of the coronal magnetic field was computed using the FDIPS code developed by Tóth et al. (2011), based on the synoptic magnetogram of the Michelson Doppler Imager (MDI) instrument on board the *SOHO* mission. Fig. 2 shows a 3D visualization of

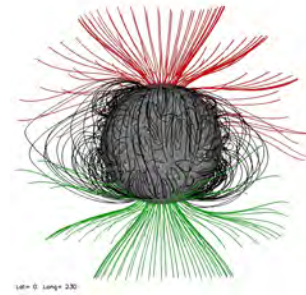


Figure 2: A 3D view of the PFSS model based on the MDI/*SOHO* synoptic magnetogram for CR-2081. Black lines are closed, while red and green lines are open with positive and negative polarity, respectively. In this view the East limb corresponds to Carrington longitude 140° (see electronic color figure).

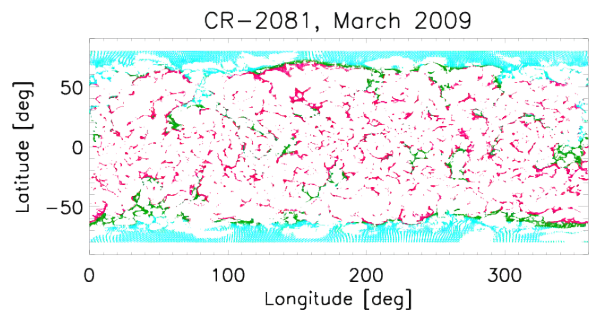


Figure 3: Physical location of the footpoint of traced field lines. Cyan points correspond to open field lines, in the coronal holes. Green and magenta points correspond to closed loops with apex at a height greater or lower than the maximum tomographic grid point ($1.23 R_{\odot}$), respectively (see electronic color figure).

the resulting magnetic model.

Next, a large number of field lines of the PFSS model is numerically traced. To this end, one tracing start point is selected at the center of each tomographic voxel. From each starting point, the field line that goes through it is traced both inwards and outwards. Fig. 3 shows the physical location (latitude and longitude) of the footpoint (i.e. at height $1.0 R_{\odot}$) of each magnetic field line that was traced.

Combination of the tracing of the magnetic field lines of the PFSS model with the DENT reconstructions, allows determination of the electron density and temperature along each field line. The electron density data versus height is fitted to an isothermal hydrostatic model, from where the electron density scale height (λ_N) is determined for each field line, as well as the electron density N_{e0} at the base of the corona (taken to be at a height of $1.025 R_{\odot}$). For this statistical analysis, we have selected field lines for which the coefficient-of-determination (r) meets the condition $r^2 > 0.8$. This ensures the fits are representative of the DENT-PFSS results (see also Huang et al., 2012; Nuevo et al., 2013). Fig. 3 shows the results for the closed field lines of both solar minima.

While electron density shows a strong decay with

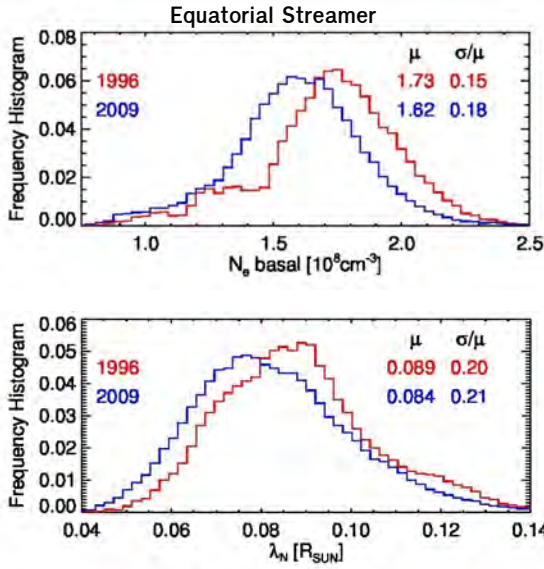


Figure 4: For the closed field lines of the equatorial streamer belt of both minima, the top panel shows histograms of the electronic density at the coronal base $N_{e0} = N_e(1.025R_{\odot})$, while the bottom panel shows the histograms of the density scale height (λ_N) (see electronic color figure).

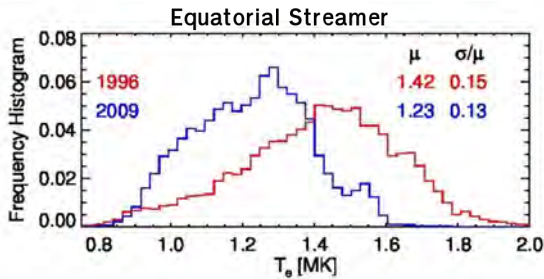


Figure 5: Histograms of the mean electronic temperature (T_e) for the closed field lines of the equatorial streamer belt of both minima (see electronic color figure).

height, as expected, the electron temperature shows small variations along each field line in the range of height of the tomographic grid. To characterize the temperature along each field line we determine the mean electron temperature along each field line. Fig. 5 shows the results for the closed field lines of both solar minima.

Figs. 6 and 7 show the results for the Southern coronal holes of both minima.

4. Concluding Remarks

Compared to the 2008/2009 solar minimum, the previous one of 1996 shows (in average):

- In the equatorial streamer belt: a 15% higher temperature, a 7% higher density at the coronal base, and a 6% higher density scale height. In addition the magnetic strength recorded by the magnetogram was 28% stronger.
- In coronal holes: a 20% lower temperature, nearly the same density at the coronal base, and a 32%

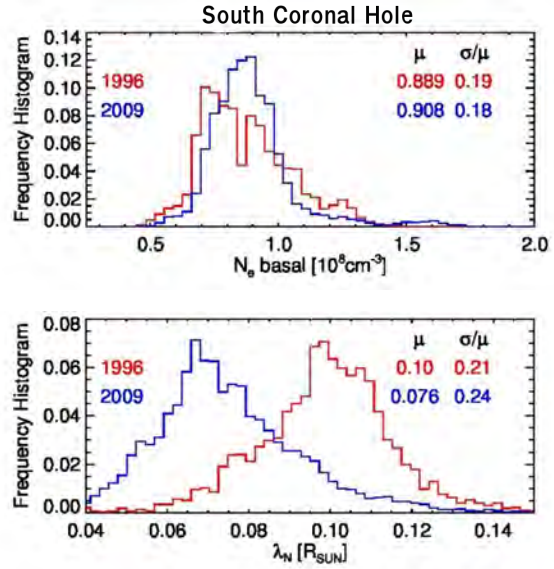


Figure 6: Idem than Fig. 4 but for the open field lines of the Southern coronal hole of both minima.

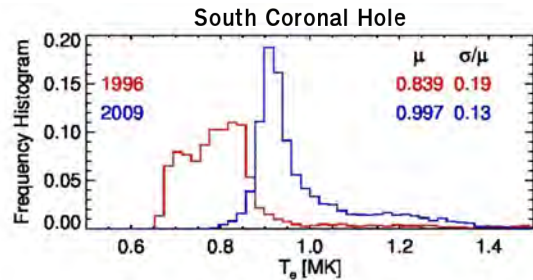


Figure 7: Idem than Fig. 5 for the open field lines of the Southern coronal hole of both minima.

higher density scale height. In addition, the magnetic strength recorded by the magnetogram was 97% stronger.

The systematic differences we found are consistent with those found by a recent comparative analysis of the coronal radiance in white light at larger heights ($2.3 - 6.1 R_{\odot}$) by Lamy et al. (2014). In a next step, we will determine the uncertainty in the determination of the electron density and temperature due to the dominating systematic sources of uncertainty in DGMT, namely: a) the tomographic regularization level and, b) the relative radiometric calibration of the different filters of the EUV telescopes.

References

- Frazin R. A., Vásquez A. M., Kamalabadi F., 2009, *ApJ*, 701, 547
 Huang Z., et al., 2012, *ApJ*, 755, 86
 Lamy P., et al., 2014, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119, 47
 Nuevo F. A., et al., 2013, *ApJ*, 773, 9
 Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, *ApJ*, 732, 102
 Vásquez A. M., 2015, *Advances in Space Research*, in press, doi:10.1016/j.asr.2015.05.047



Energy budget in the magnetic loops of the quiet Sun

C. Mac Cormack¹, F.A. Nuevo^{2,1}, A.M. Vásquez^{2,3}, M. López Fuentes², R.A. Frazin⁴, E. Landi⁴ & C.H. Mandrini^{2,1}

¹ *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

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

³ *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina*

⁴ *Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, Ann Arbor, USA*

Contact / ceciliamaccormack@gmail.com

Resumen / La corona solar tiene temperaturas características $\gtrsim 1$ MK, un factor ~ 200 más caliente que la fotosfera. El fenómeno responsable de tal calentamiento es de origen magnético y se han propuesto diversos posibles mecanismos. La mayoría de los estudios existentes sobre calentamiento coronal se focalizan en regiones activas, pero el así llamado sol tranquilo, o corona difusa, es también escenario del fenómeno de calentamiento. Utilizando tomografía de medida de emisión diferencial aplicada a series temporales de imágenes EUV (*Extreme Ultraviolet*), en combinación con extrapolaciones potenciales del campo magnético coronal, es posible estimar la pérdida de energía radiativa de los arcos coronales difusos, y el flujo de inyección de energía requerido en su base para generar estructuras termodinámicamente estables. En este trabajo mostramos primeros resultados de esta técnica.

Abstract / The $\gtrsim 1$ MK characteristic temperature of the solar corona is ~ 200 hotter than that of the photosphere. The causes for such heating are of a magnetic nature and several possible mechanisms have been proposed. Most studies on coronal heating focus on active regions, but the so called quiet sun, or diffuse corona, is also subject to heating phenomena. By combining differential emission measure tomography applied to EUV (*Extreme Ultraviolet*) images time series, with potential extrapolations of the coronal magnetic field, it is possible to estimate the radiative loss energy along coronal loops of the diffuse corona, and the energy flux at their foot-points that is required to maintain thermodynamically stable structures. In this work we show the first results of this technique.

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

1. Introduction and methodology

While most coronal heating studies focus on active regions (ARs), the quiet diffuse corona is also subject to heating phenomena. Bright loops in ARs are directly seen in EUV images, revealing the shape of the magnetic flux tubes, that can be described by means of force free magnetic models. Opposite to that, in the global quiet corona no individual bright loops can be seen although its whole volume is, of course, threaded by magnetic fields.

To study the thermodynamics of the global diffuse corona, differential emission measure tomography (DEMT) can be applied. DEMT uses time series of EUV images in different bands, covering a full solar rotation, to determine the three-dimensional (3D) distribution of the so called local differential emission measure (LDEM). In DEMT the corona is discretized in a spherical computational grid, and the LDEM describes the thermal distribution of the electron plasma contained in each individual tomographic grid voxel. For a detailed description of the DEMT technique the reader should consult Frazin et al. (2009). For a recent review on all published work based on DEMT we refer the reader to the work by Vásquez (2015).

By taking moments of the LDEM, the final prod-

uct of the DEMT are 3D maps of the coronal electron density and temperature. In this work, we analyze Carrington rotation (CR) 2081 (March 2009), which corresponds to one of the most quiet periods of the last solar minimum. To feed the DEMT codes we used data taken by the Extreme UltraViolet Imager (EUVI) telescope on board the *Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO)* mission.

To model the global corona magnetic field, on the other hand, we apply the potential field source surface (PFSS) model developed by Tóth et al. (2011) to the synoptic magnetogram of the same period taken by Michelson Doppler Imager (MDI) on board the *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)* mission.

Once the DEMT 3D maps of electron density and temperature are obtained, and the magnetic field model is computed, the tomographic electron density and temperature can be traced along individual magnetic field lines of the PFSS model. Using this approach we can then study the energy budget along individual magnetic loops, as described in detail in the next Section.

2. Magnetic loop model and energy balance

We will consider a simple model for a stationary steady state coronal magnetic flux tube (or loop). In the mag-

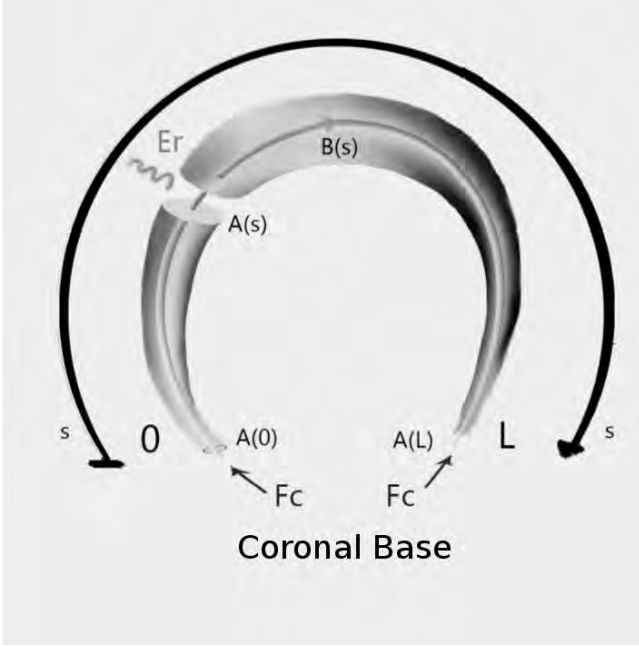


Figure 1: Sketch of a closed coronal magnetic flux tube and the coordinate axis s along it. The radiative power (per unit volume) $E_r(s)$ emitted at a position where the tube has transverse area $A(s)$ is indicated, as well as the heat conductive flux F_c at both coronal footpoints of the closed tube.

netically dominated corona, while radiative energy is emitted in every direction, the heat conductive flux is strongly confined to flow along magnetic field lines. Fig. 1 sketches the closed flux tube and several quantities (see caption).

In a stationary steady state, the (unknown) coronal heating power $E_h(s)$ is balanced by the radiative power $E_r(s)$ and the thermal conduction power $E_c(s)$ (Aschwanden, 2005),

$$E_h(s) = E_r(s) + E_c(s), \quad (1)$$

where the three quantities are per unit volume, i.e. have units of $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$, and s is the position (in cm) along the closed coronal magnetic flux tube. The thermal conduction power E_c can be expressed as the divergence of the heating conductive flux F_c , given by the Spitzer model,

$$E_c(s) = \frac{1}{A(s)} \frac{d}{ds} [A(s)F_c(s)], \quad (2)$$

$$F_c(s) = -\kappa T(s)^{5/2} \frac{dT}{ds}(s), \quad (3)$$

where $A(s)$ indicates the transverse area of the flux tube at position s . For the three power quantities per unit volume in Eq. (1) the corresponding total power γ [erg s^{-1}] in the flux tube is computed by integrating over its whole volume,

$$\gamma = \int_0^L ds A(s) E(s). \quad (4)$$

A corresponding flux quantity can then be computed dividing the total power by the total basal area of the flux tube, $\phi \equiv \gamma / (A(0) + A(L))$, with units of $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

From Eq. (1) we then obtain,

$$\phi_h = \phi_r + \phi_c, \quad (5)$$

$$\phi_r = \int_0^L ds \frac{E_r(s)}{B(s)} \left(\frac{B_0 B_L}{B_0 + B_L} \right), \quad (6)$$

$$\phi_c = \frac{B_0 F_c(L) - B_L F_c(0)}{B_0 + B_L}. \quad (7)$$

where B_0 and B_L denote the magnetic field strength at both footpoints of the magnetic loop, and the magnetic null divergence condition along the flux tube, $A(s)B(s) = \text{constant}$, has been used. Note that, by defining flux quantities we are freed from the basal area quantities and the resulting Eqs. (5)–(7) hold for each individual magnetic field line, rather than magnetic flux tubes.

All terms in Eqs. (6)–(7) can be numerically computed by tracing the results of the DGMT technique along the magnetic field lines of the PFSS model. The reader is referred to Huang et al. (2012) and Nuevo et al. (2013) to see details on how this is done. In particular, the radiative power is computed from the LDEM as $E_r = \int dT \text{LDEM}(T) \Lambda(T)$, where the radiative loss function $\Lambda(T)$ is in turn computed with the CHIANTI atomic database and emission model (Dere et al., 1997).

3. Results

Using the DGMT results for CR-2081, in combination with the PFSS model based on the MDI/SOHO synoptic magnetogram of the same rotation, we have computed all quantities in Eq. (5) for a large number of magnetic field lines.

For the analysis below we discriminate the data between magnetic loops with footpoints on low latitudes ($< 30^\circ$) of the Sun and those on middle latitudes. The reason for this is that Carrington maps of the electron temperature show distinct thermodynamical states in the two regions (Nuevo et al., 2013). Figs. 2 and 3 show the results for closed magnetic field lines with footpoints at low and middle latitudes, respectively.

In the top panels of both Figs. 2 and 3, the violet/red dots correspond to magnetic loops with apex within/outside the tomographic computational volume. In the case of loops with apex located outside the tomographic volume, the radiative loss power was extrapolated to larger heights by means of an exponential decay fit.

It can be noted that, while the radiative (ϕ_r) and heating (ϕ_h) energy fluxes are always positive, the conductive flux (ϕ_c) is dominated by positive values at mid latitudes. Low latitudes show both positive and negative values, being the former the dominating population. In magnetic loops for which $\phi_c > 0$ the temperature increases with height, while the opposite holds when the temperature decreases with height. The structures for which the temperature increases/decreases with height have been dubbed as up/down loops by Huang et al. (2012) and Nuevo et al. (2013). Our results concerning energy budget calculations are consistent with those previously published results.

For a few field lines, the histograms of the heating energy flux show $\phi_h < 0$, which is an unphysical re-

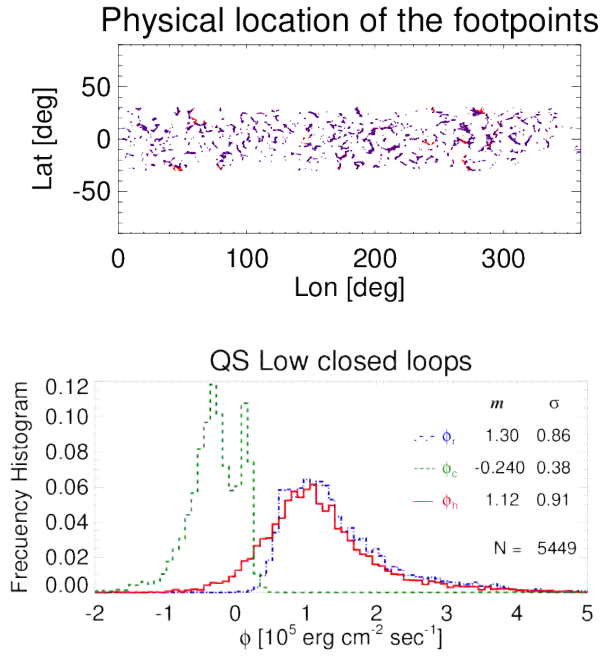


Figure 2: Top panel: physical location of the footpoints of the low latitude magnetic loops. Violet/red dots correspond to magnetic loops with apex within/outside the tomographic computational volume. Bottom panel: histograms of the values of the different flux quantities defined in Sec. 2..

sult. One possible reason for this is that, in computing, the radiative loss term in Eq. (5), we take into account the thermal plasma emission detected by the three EUV bands of EUVI, used as the input to DEMT. Even if that should account in principle the bulk emission of the diffuse corona, extra emission outside the sensitivity range of the data could explain the values $\phi_h < 0$.

4. Conclusions

A new DEMT tool was developed that allows calculation of the heating energy flux ϕ_h required at the coronal base of magnetic loops of the quiet sun to sustain thermodynamically stable structures.

The characteristic values we obtain are consistent with estimates for quiet corona (Withbroe & Noyes, 1977), and have different characteristics in different sub-regions of the equatorial streamer, related to the presence of different types of thermodynamic structures (Huang et al., 2012; Nuevo et al., 2013).

Using an enthalpy based model of the thermal evolution of loops (Klimchuk et al., 2008) we have also confirmed that the heating fluxes obtained are consistent with the observed temperatures and densities. Details of this comparison are deferred to a future expanded publication.

In a next step, we will apply the new tool to data taken by the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) telescope on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO) mission. We anticipate that the extended sensitivity range provided by AIA could increase the radiative loss

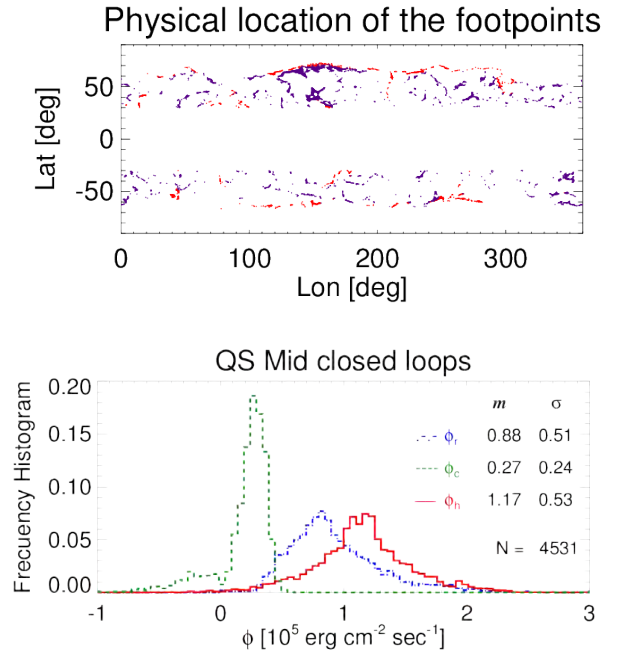


Figure 3: Same as Fig. 2 but for magnetic loops with footpoints located at middle latitudes.

calculations by about 15% (Nuevo et al., 2015) and potentially eliminate negative values of ϕ_h .

This new tool is able to provide a semi-empirical constraint to global coronal heating models. We plan to use it as a validation tool on predictions of the energy flow in the coronal base of the 3D MHD upper-chromosphere/coronal model component of the Space Weather Modeling Framework (SWMF) developed by van der Holst et al. (2014).

References

- Aschwanden M. J., 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition)
- Dere K. P., et al., 1997, *A&AS*, 125, 149
- Frazin R. A., Vázquez A. M., Kamalabadi F., 2009, *ApJ*, 701, 547
- Huang Z., et al., 2012, *ApJ*, 755, 86
- Klimchuk J. A., Patsourakos S., Cargill P. J., 2008, *ApJ*, 682, 1351
- Nuevo F. A., et al., 2013, *ApJ*, 773, 9
- Nuevo F. A., et al., 2015, *ApJ*, 811, 128
- Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, *ApJ*, 732, 102
- van der Holst B., et al., 2014, *ApJ*, 782, 81
- Vázquez A. M., 2015, *Advances in Space Research*, in press, doi:10.1016/j.asr.2015.05.047
- Withbroe G. L., Noyes R. W., 1977, *ARA&A*, 15, 363



Desarrollo de un detector de rayos cósmicos de la colaboración LAGO en Buenos Aires. Aplicaciones en meteorología espacial

M. Coppola^{1,2}, F. Bezzechi^{1,2}, A.M. Gulisano^{1,2,3}, J.J. Masías-Meza², O. Areso¹, M. Ramelli¹ &
S. Dasso^{1,2,4}, para la colaboración LAGO⁵

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

² Instituto de Física de Buenos Aires, CONICET-UBA, Argentina

³ Instituto Antártico Argentino, Dirección Nacional del Antártico, Argentina

⁴ Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Facultad de Cs. Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁵ Latin American Giant Observatory (miembros e instituciones en lagoproject.org/collab.html)

Contacto / maxx.coppola@gmail.com

Resumen / El estudio de partículas cósmicas de baja energía permite analizar varios aspectos de gran interés en meteorología espacial. Detectores en la superficie terrestre permiten observar partículas secundarias generadas durante las cascadas desarrolladas en la atmósfera. En este trabajo se presenta la caracterización de un prototipo de detector de partículas por radiación Cherenkov en agua que se enmarca en la colaboración LAGO (acrónimo de su nombre en inglés *Latin American Giant Observatory*), y que se planea enviar al sitio antártico de LAGO. Se detalla el sistema de adquisición que se desarrolló, el método usado para la calibración de energía del detector y la corrección realizada a la tasa de conteo por efectos atmosféricos.

Abstract / The study of low energy cosmic particles allows to analyze several aspects of major interest for space weather. Ground detectors permit to observe secondary particles produced during the cascades developed in the atmosphere. The characterization of a prototype for a water Cherenkov radiation particles detector, in the frame of the LAGO collaboration (Latin American Giant Observatory), is presented in this work. The collaboration plans to install this detector at the LAGO antarctic site. The developed acquisition system and the method used to make the energy callibration of the detector are detailed here, as also corrections for atmospheric effects.

Keywords / cosmic rays — solar wind — Sun: flares

1. Introducción

Uno de los principales objetivos de la colaboración *Latin American Giant Observatory* (LAGO, Asorey et al., 2016) es el diseño, la instalación, la puesta en marcha y la operación de un observatorio extendido de astropartículas a escala global. La red abarca una amplia distribución en latitudes (actualmente desde México hasta la Patagonia y próximamente la Antártida, y altitudes desde el nivel del mar hasta más de 5000 m s.n.m.), cubriendo un extenso rango de rigideces de corte geomagnéticas y de niveles de absorción y reacción atmosféricas. El estudio de los rayos cósmicos desde observatorios en la superficie terrestre ofrece la oportunidad de estudiar varios aspectos de la meteorología espacial, como los flujos de partículas energéticas durante una fulguración solar o la modulación de rayos cósmicos galácticos que ocurre durante el paso de una eyección de masa solar en las cercanías de la Tierra. La cascada de partículas secundarias generada por un rayo cósmico al interactuar con los núcleos presentes en la atmósfera puede ser detectada a nivel del suelo usando los detectores apropiados. Los detectores de radiación por efecto Cherenkov en agua permiten medir parte de

la componente muónica y electromagnética de la lluvia de partículas secundarias a nivel del suelo, esencialmente dominada por μ^\pm , e^\pm y fotones de altas energías (que generan creación de pares e^+e^-), y además logran discriminar su energía.

En este trabajo se presenta un prototipo de detector de partículas por radiación Cherenkov en agua desarrollado en Buenos Aires en el marco de la colaboración LAGO. En la Sec. 2. se dan detalles del detector y del sistema que se desarrolló para adquirir su señal. En la Sec. 3. se muestra la forma en que se calibra la energía del detector y en la Sec. 4., cómo se realiza la corrección de las señales del detector por los efectos del cloro incorporado y atmosféricos. Finalmente, en la Sec. 5. se presenta un resumen y se discuten los resultados.

2. Detector de partículas Cherenkov

El cuerpo del detector consiste en un recipiente cilíndrico de acero inoxidable no magnetizado, de radio $R=48$ cm y altura $h=120$ cm, para contener la masa de agua del detector. En la parte superior del detector se encuentra un tubo fotomultiplicador (PMT, por sus siglas

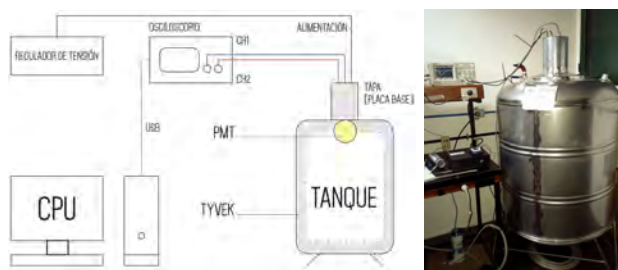


Figura 1: Esquema (izquierda) y foto (derecha) del detector.

en inglés) Photonis XP1805 hemisférico, de 228 mm de diámetro y 256 mm de largo total. El PMT magnifica en un factor de 10^6 los fotoelectrones desprendidos por la radiación, entregando una señal eléctrica que puede ser leída fácilmente por un osciloscopio. El recipiente se completa con 725 l de agua. Dado que el cloro absorbe fotones en el rango ultravioleta, siendo este el rango central de la emisión Cherenkov en agua, se filtra el agua de cloro mediante un purificador comercial PSA[®] Senior. En el marco de la colaboración LAGO se están estudiando los efectos del uso de otros tipos de filtros.

El esquema experimental se muestra en la Fig. 1. Se diseñó un sistema propio que busca garantizar la protección de la placa base del PMT de la humedad del agua. Para ello, el encamisado metálico, que evita filtraciones de luz, sostiene una tapa encima del recipiente que alberga la placa base. La misma se alimenta con una tensión fija, y se controla una fuente de alta tensión, que también se encuentra en la placa base y alimenta al PMT, con una tensión variable entre 0 mV y 2400 mV. Para proveer protección extra, se aplicaron dos capas de laca antihumedad a la placa y se colocaron bolsas de sílica gel dentro del encamisado. Para optimizar la llegada de los fotones al PMT se encuentra instalada contra las paredes interiores y el suelo del recipiente una bolsa de Tyvek[®]. Este material funciona como un difusor, evitando que la luz sea absorbida o reflejada especularmente por las paredes. De esta manera, los fotones permanecen durante más tiempo en el recipiente, prolongando la exposición del PMT al destello. El PMT posee dos salidas, una corresponde al ánodo y otra al último dínodo. Estas salidas se conectan a los canales de un osciloscopio Rigol DS1102E. Finalmente, el osciloscopio se conecta por USB a una computadora que mediante un programa apropiado lo controla remotamente. El recipiente se aisló de la luz exterior usando cinta metalizada.

Se diseñó un programa propio desarrollado en PYTHON 2.7 que permite controlar el osciloscopio remotamente y automatizar la adquisición de los pulsos generados por las partículas en el detector mediante dos modos: pulso y tasa. En el modo pulso se adquieren cuatro parámetros para estimar su área. La forma típica del pulso puede hallarse en Sofo Haro et al. (2016). El área del pulso depende de la geometría del recipiente que contiene el agua y de la energía de una partícula dada. Se adquieren los valores del voltaje mínimo y máximo y los tiempos de subida y bajada (son los tiempos que tarda la señal en ir desde el 10% al 90% de su amplitud y viceversa), que servirán para aproximar el área

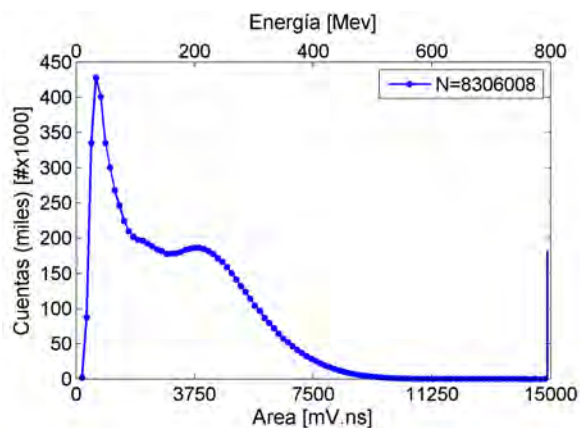


Figura 2: Histograma de área/energía para tres meses de adquisición. En $E=200$ MeV se observa el pico del muón vertical. La altura de la barra final corresponde al número de pulsos que no se pueden representar en la Figura, debido a que su área está fuera de escala.

del pulso. Este modo tiene una importante limitación: la velocidad de transferencia de datos entre el osciloscopio y la computadora limita el tiempo de adquisición entre pulsos. Este tiempo muerto alcanza un límite inferior de aproximadamente 0.6 s luego de varias optimizaciones en los tiempos de espera del código de adquisición. Sin embargo, un intervalo típico entre dos pulsos (este tiempo depende de la configuración del detector, como por ejemplo la tensión que alimenta al PMT o el valor del umbral para detectar pulsos en el osciloscopio) resulta ser de 0.006 s ($f \sim 170$ Hz). Para poder contar el número de pulsos se diseñó el modo tasa, que no logra discriminar las propiedades de cada pulso pero consigue contar todos los pulsos a nivel del osciloscopio, para luego transferir esta tasa a la PC.

El osciloscopio impone, además, limitaciones en el voltaje de los pulsos a medir; cuanto más amplio es el rango de escalas de tensión que se configura, peor resulta la resolución, no permitiendo caracterizar los pulsos asociados con partículas muy energéticas. Los valores elegidos de tensión de control y nivel de disparo son: $V_c = 1300$ mV y $T_r = 20$ mV. En esta primera etapa se realizaron mediciones de forma continua durante tres meses registrando un gran número de datos ($\sim 10^7$), cuyo análisis se muestra en las secciones siguientes.

3. Calibración

En esta sección se presenta cómo se calibra en energía al detector. A partir de los parámetros medidos, es posible aproximar el área del pulso como la suma del área de dos triángulos. En la Fig. 2 se ilustra el histograma del área obtenido para tres meses de medición (unos 8 millones de pulsos). El pico de menor energía en el histograma está determinado por el nivel del umbral del disparo en el osciloscopio, y es generado por la componente electromagnética de la lluvia.

El pico que se observa cerca de $E = 200$ MeV está asociado con la componente muónica. La energía depositada por muones energéticos con incidencia vertical es proporcional a la distancia recorrida en el agua del

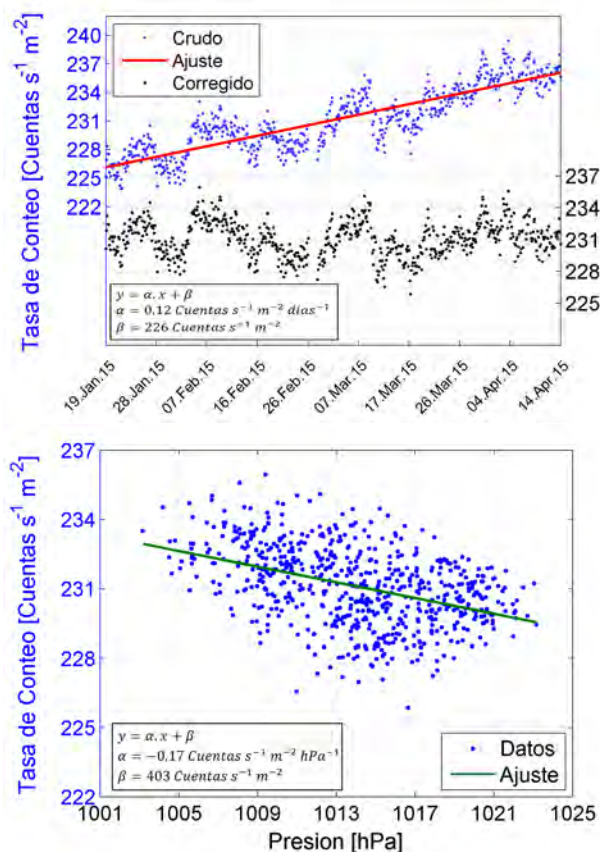


Figura 3: Panel superior: Tasa de conteo sin corregir y corregida en función del tiempo para 3 meses de medición. Se remueve el efecto de la evaporación del cloro mediante un ajuste lineal. Inferior: Ajuste lineal de la tasa de conteo corregida por evaporación del cloro vs. presión atmosférica. La pendiente negativa corresponde a la anticorrelación esperada.

detector, ya que la cantidad de agua que atraviesan no es suficientemente grande para frenarlos (Pierre Auger Collaboration et al., 2011). Dado que un muón en agua deposita 2 MeV cm^{-1} de energía debido al efecto Cherenkov y que la altura efectiva del recipiente con agua es $h_{\text{ef}} = 100 \text{ cm}$, es posible asignar un valor de energía de 200 MeV a las partículas cuya traza sean pulsos con áreas iguales a las del máximo del muón vertical, y calibrar así los histogramas en unidades de VEM (*Vertical-Equivalent Muon*) (Pierre Auger Collaboration et al., 2011).

4. Flujo de partículas

La tasa de conteo de partículas posee una gran dispersión debido a fluctuaciones propias del flujo de partículas. Para reducirla, se realiza un promedio en ventanas temporales de 3 horas de duración.

El cloro afecta el desempeño del detector en el rango ultravioleta (ver Sec. 2.), por lo que durante el llenado se filtra el cloro del agua de red que se utilizó. Luego, para preservar la calidad del agua se le agrega una pequeña dosis ($\sim 100 \text{ cm}^3$) de cloro comercial (utilizado comúnmente en piscinas) con el fin de mantener el agua

purificada y libre de bacterias. De esta manera se conoce y controla el cloro presente en el agua.

La tasa de conteo presenta un crecimiento sostenido en el tiempo (Fig. 3) consecuencia de la progresiva evaporación del cloro comercial que se agregó. Para corregir esta tendencia se determinó el factor de corrección a partir de un ajuste lineal del crecimiento de la tasa de conteo, que se ilustra en la curva roja de la Fig. 3. Las observaciones corregidas por el efecto del cloro se muestran como puntos negros en la misma Figura.

Debido a la absorción de partículas producida por la masa de la atmósfera, se espera una anticorrelación entre la presión atmosférica y el flujo de partículas observado en superficie, siendo la correlación con la temperatura y con otros factores atmosféricos significativamente menor; similares resultados han sido previamente publicados (e.g. Pierre Auger Collaboration et al., 2011). Nuestras observaciones muestran esta anticorrelación esperada (Fig. 3). Con el objeto de corregir este efecto atmosférico, a partir de observaciones de la presión atmosférica obtenidas de una estación meteorológica ubicada a aproximadamente 500 metros del detector se realiza un ajuste entre la presión atmosférica observada y la tasa (una vez removido el efecto de la evaporación del cloro), este ajuste junto con las observaciones se ilustra en la Fig. 3.

5. Resumen y discusión

En este trabajo se presentó un prototipo de detector LAGO, desarrollado en Buenos Aires. Se caracterizó el detector y la adquisición y almacenamiento remoto de sus pulsos. Se mostró como se calibra en energía, en unidades VEM, se desarrollaron correcciones al número de cuentas (tasa de partículas) debido a la presencia de cloro y por efectos atmosféricos y se mostraron resultados para 3 meses de adquisición, que equivalen a unos 8 millones de pulsos analizados. Un detector de similares características se planea enviar al sitio antártico de LAGO (Dasso et al., 2016), que es apropiado para realizar estudios de meteorología espacial. El trabajo presentado es muy importante para analizar el flujo de rayos cósmicos, y constituye un importante progreso en el desarrollo de detectores Cherenkov en agua de bajo costo.

Agradecimientos: Este trabajo se encuentra apoyado por UBACyT 20020120100220 (UBA), PICT-2013-1462 (FONCyT-ANPCyT), PIP-11220130100439CO (CONICET) y PIDDEF-2014-2017 Nro.8.

Referencias

- Asorey H., Dasso S., for the LAGO Collaboration 2016, Proc. of Science, ICRC-2015, in press
- Dasso S., et al. for the LAGO Collaboration 2016, Proc. of Science, ICRC-2015, in press
- Pierre Auger Collaboration et al., 2011, Journal of Instrumentation, 6, 1003
- Sofo Haro M., Arnaldi L., for the LAGO Collaboration 2016, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, in press



Caracterización de los cinturones de radiación durante tormentas geomagnéticas de origen solar

V. Lanabere¹ & S. Dasso^{1,2,3}

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

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

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

Contacto / vaninalanabere@gmail.com

Resumen / Un cinturón de radiación en el entorno espacial de un planeta magnetizado contiene partículas energéticas, eléctricamente cargadas, que están confinadas por el campo magnético del planeta. En el caso terrestre, el cinturón de radiación interior de van Allen se extiende a alturas de (1–3) radios terrestres sobre el ecuador y el cinturón exterior a (3–9) radios terrestres sobre el ecuador. El objetivo principal de este trabajo es caracterizar diversos aspectos de la población de electrones en el rango de energías (0.249–3) MeV, a 660 km de altitud a partir de mediciones realizadas por el detector ICARE-NG/CARMEN-1 a bordo del satélite argentino de órbita polar SAC-D. Se cuantifican las variaciones de estos flujos en condiciones calmas y condiciones perturbadas para un evento de tormenta geomagnética ocurrido en marzo de 2012. Durante la tormenta se observa un aumento muy significativo del flujo de electrones en altas latitudes correspondiente al cinturón de radiación externo, que alcanza $\approx 2000\%$ respecto a su valor medio anual, y una lenta relajación a valores típicos tal que luego de unas dos semanas aún continúa siendo más alto, $\approx 500\%$ mayor que el promedio anual.

Abstract / A radiation belt in the space environment of a magnetized planet contains energetic particles, electrically charged, trapped by the magnetic field of the planet. In the terrestrial case, the inner van Allen belt extends from (1–3) Earth radii at the equator and the outer van Allen belt from (3–9) Earth radii at equator. The purpose of this work is to characterize different aspects of the population of electrons in the energy range (0.249–3) MeV, at 660 km altitude using measurements made by the detector ICARE-NG/CARMEN-1 on board the polar Argentinean satellite SAC-D. The variations of the electron flux in quiet periods and disturbed conditions for an event of magnetic storm in March 2012 are quantified. During the storm, an enhancement of the electron flux at high latitudes associated with the outer radiation belt, reaching $\approx 2000\%$ respect the annual mean value is observed. The relaxation toward the typical values found during non-storm periods is slow, showing that even two weeks later, the difference reaches values of $\approx 500\%$.

Keywords / interplanetary medium — planets and satellites: magnetic fields — radiation: dynamics

1. Introducción

Los cinturones de radiación son regiones del entorno espacial terrestre caracterizados por presentar partículas cargadas eléctricamente de muy alta energía (\sim MeV) atrapadas por el campo geomagnético. Fueron descubiertos en el año 1958, por el físico estadounidense James van Allen a partir de datos del satélite de órbita elíptica Explorer 1, cuyo apogeo se ubicaba a 2550 km de altitud (van Allen, 1959).

Durante una tormenta geosférica, término utilizado para designar un evento extremo con fuerte disipación de energía del viento solar dentro del entorno espacial terrestre (Prölss, 2004) algunas propiedades en las diversas regiones del entorno espacial (magnetósfera, termosfera, ionósfera, etc.) se ven fuertemente afectadas. Dichos eventos pueden tener una duración de 1 a 3 días.

La corriente de anillo es una región del entorno espacial terrestre con partículas cargadas con energías entre 10 y 200 keV ubicadas a \sim 2–9 radios terrestres (Daglis et al., 1999). En condiciones de tormenta geomagnética

se produce un aumento en la intensidad de la corriente de anillo debido al aumento de energía y cantidad de movimiento transferida a la magnetósfera por la interacción entre el campo magnético terrestre y el campo magnético del viento solar.

El índice Dst (por su siglas en inglés Disturbed Storm Time) es una medida de la intensidad de la energía contenida en la corriente de anillo (e.g., Prölss, 2004; Dasso et al., 2002). Durante una tormenta magnética intensa ($Dst < -100$ nT), según la clasificación de Gonzalez et al. (1989), se produce un aumento del flujo de electrones en el cinturón exterior de van Allen. La intensidad del forzado interplanetario se puede estimar a partir de la velocidad del viento solar (V) y de la intensidad de la componente sur del campo magnético interplanetario (B_s) (e.g., Burton et al., 1975).

Actualmente, conocer la actividad en los cinturones de radiación presenta un especial interés, principalmente debido a los efectos que puede producir sobre los satélites. En particular, los electrones de alta energía producen riesgos importantes relacionados con la carga

interna de los satélites, (e.g., Wrenn, 1995; Frederickson, 1996; Gubby, 2002). Los electrones del cinturón de radiación pueden penetrar la protección exterior del satélite y acumularse en los materiales aislantes como cables y provocar cargas electrostáticas internas. Estas cargas electrostáticas internas pueden producir un daño permanente del dieléctrico, fallas de los componentes y comportamientos anómalos del satélite (Wrenn et al., 2002).

En la Sec. 2 se detalla la base de datos y la metodología que se utilizaron para caracterizar el medio interplanetario y el flujo de electrones en el cinturón de radiación. Los resultados y análisis se presentan en la Sec. 3. Finalmente en la Sec. 4 se detallan las conclusiones del trabajo.

2. Datos y metodología

A partir de la base de datos de OMNI, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public, se determinaron las condiciones del medio interplanetario durante todo el año 2012. Para aproximar el forzado interplanetario se utilizaron datos de velocidad del viento solar (V) y de la componente sur del campo magnético interplanetario (B_s) medidos en el frente de la magnetósfera, con una resolución temporal de un minuto.

Para encontrar los eventos de tormentas magnéticas que han ocurrido en el año 2012, se utilizaron datos horarios del índice Dst, obtenidos del Centro Mundial de Datos de Geomagnetismo <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/index.html>. Se definió el período calmo como aquel rango de tiempo para el cual el índice Dst era mayor a -20 nT por al menos 3 días consecutivos. El presente estudio analiza un caso de tormenta magnética ocurrida durante el año 2012.

El satélite argentino SAC-D de órbita polar sol-sincrónica, con inclinación de 98° y a 660 km de altitud, fue lanzado en junio de 2011. El detector ICARE-NG/CARMEN-1 presenta tres cabezales, permitiendo así almacenar datos de flujo de electrones (0.249–3) MeV y flujo de protones (12–190) MeV, con una resolución temporal de 16 segundos. Este satélite estuvo operativo, registrando datos, durante el período agosto de 2011 a junio de 2015. Más información acerca del detector, se puede encontrar en Boscher et al. (2014) y en Boscher et al. (2011).

A partir de los datos registrados durante 2012, se procedió a calcular el valor medio del flujo de electrones (F_m^e) de energías E tal que $0.249 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$ a 660 km de altura en el globo terrestre.

Para ello se definió una retícula de $5^\circ \times 5^\circ$ y se promedió el valor del flujo de electrones medido por el satélite durante el 2012 para cada retícula.

La Fig. 1 muestra el campo medio de flujo de electrones con energías mayores a 0.249 MeV; este campo fue utilizado para calcular la diferencia porcentual relativa para el día i , ΔF_i^e :

$$\Delta F_i^e = 100 \frac{F_i^e - F_m^e}{F_m^e}, \quad (1)$$

donde F_i^e es el flujo de electrones de energías $E > 0.249 \text{ MeV}$ para el día i . De esta manera, es posible construir este tipo de mapa para cada día.

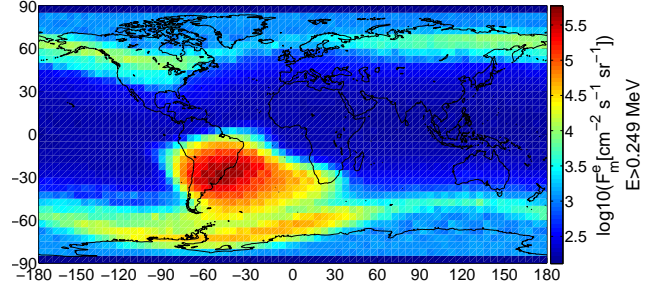


Figura 1: Campo medio del flujo de electrones con energías entre 0.249 MeV y 3 MeV, para el año 2012 y retícula de $5^\circ \times 5^\circ$.

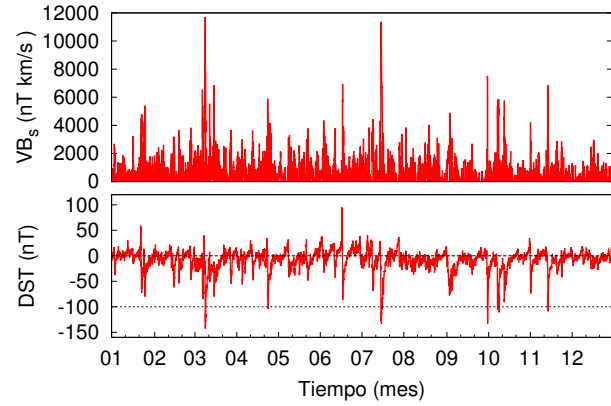


Figura 2: Arriba: Forzado interplanetario (VB_s). Abajo: Índice Dst. Ambos para el período enero 2012 a diciembre 2012.

3. Resultados y Análisis

La Fig. 1 muestra el campo medio del flujo de electrones para el año 2012.

En la región comprendida por el océano Atlántico sur y el sudeste de Sudamérica se observa un máximo de flujo de electrones, con valores superiores a $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Esta región es conocida como la Anomalía del Atlántico Sur, caracterizada por una depresión del campo geomagnético ocasionada por el hecho de que el centro del campo magnético de la Tierra está desviado de su centro geográfico. Un segundo máximo es observado en altas latitudes, el cual corresponde al cinturón de radiación exterior, en esta región el flujo de electrones es de aproximadamente $10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

La Fig. 2 muestra las condiciones del medio interplanetario y el índice Dst para el período enero 2012 a diciembre 2012. Se observa la ocurrencia de 6 eventos de tormenta magnética, siendo el evento que comienza el día 09/03/2012 el más intenso de ese año, con un valor del índice Dst = -143 nT, y una duración de ~ 60 horas.

Se observa además que hay una correspondencia entre los eventos de tormenta magnética con forzados que superan los $6000 \text{ nT km s}^{-1}$. Esto indica que la tormenta de marzo del año 2012 está asociada a condiciones del viento solar en el entorno terrestre con componente sur del campo magnético interplanetario y viento so-

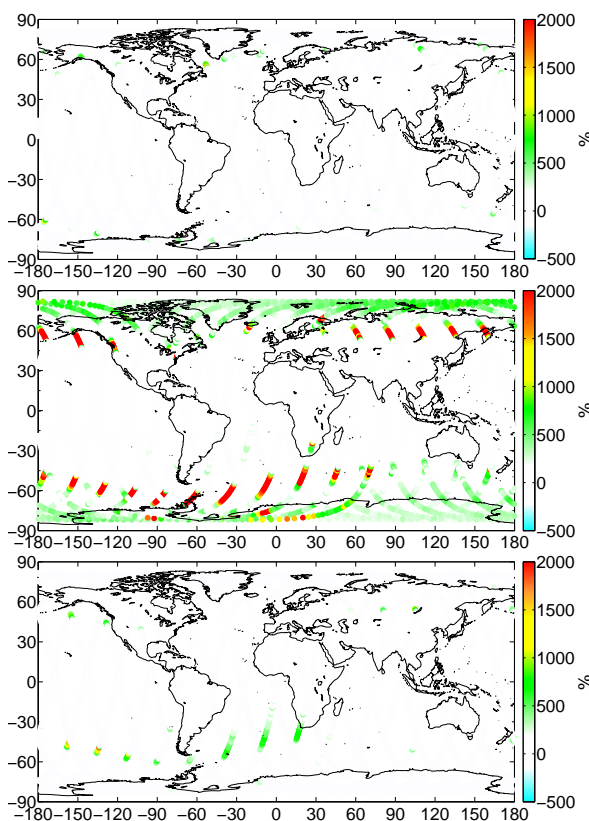


Figura 3: Diferencia porcentual del flujo de electrones con energías mayores que 0.249 MeV. Arriba: Para un día calmo, 02/03/2012. Centro: Para el período de tormenta magnética, 10/03/2012. Abajo: Para condiciones posteriores a la tormenta, 25/03/2012.

lar rápido. Una vez determinado el período de tormenta magnética más intensa, se procedió a definir un período calmo cercano a dicha fecha; para este estudio se consideró el día 02 de marzo.

La Fig. 3 muestra la diferencia porcentual del flujo de electrones para tres días diferentes, calculada con la Ec. 1. El primer panel corresponde a un período calmo anterior a la ocurrencia de la tormenta magnética; como es de esperar, no existen grandes diferencias respecto al valor medio anual. El día siguiente al comienzo de la tormenta se muestra en el panel central (10/03/2012): un incremento entre el 500% y el 2000% es observado en latitudes altas, el cual corresponde al cinturón de radiación exterior. Dos semanas posteriores a la tormenta (25/03/2012, panel inferior de la Fig. 3) se observa que el flujo de electrones es 500% veces mayor al valor medio anual. Por lo que se concluye que el flujo tiende a volver a las condiciones normales en forma lenta, con tiempos mayores que ~ 15 días.

4. Resumen y conclusiones

Las tormentas geomagnéticas intensas producen aumentos en la población de partículas de la corriente de anillo, provocando un incremento de la intensidad de la corriente. Están caracterizadas por valores de índice $Dst < -100$ nT y generalmente asociadas con un

forzado $VB_s > 6000$ nT km s^{-1} . Las mediciones del flujo de electrones con $E > 0.249$ MeV del instrumento ICARE-NG/CARMEN-1, a bordo del satélite SAC-D (0.249 MeV $< E < 3$ MeV) mostraron que en períodos calmos y a una altitud de 660 km, la región de la Anomalia del Atlántico Sur presenta flujos de electrones de $\approx 10^5$ cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} y en latitudes altas de $\approx 10^4$ cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} . Durante una tormenta magnética, el flujo de electrones se ve fuertemente incrementado en el cinturón exterior de van Allen, con aumentos que van de 500% a 2000%. Finalmente, luego de dos semanas desde el inicio de la tormenta geomagnética, el flujo decae a valores de 500%, con tiempos mayores que ~ 15 días. En un futuro trabajo se planea estudiar la distribución de flujos, en particular la distribución de flujos extremos y cuantificar la probabilidad de ocurrencia de eventos severos.

Agradecimientos: Este trabajo se encuentra apoyado por UBACyT 20020120100220 (UBA), PICT-2013-1462 (FONCyT-ANPCyT), PIP-11220130100439CO (CONICET) y PIDDEF-2014-2017 Nro. 8. Se agradece a la Comisión Nacional de Actividades Espaciales de la República Argentina (CONAE) por brindar la base de datos completa de los detectores del instrumento CARMEN a bordo del satélite argentino SAC-D.

Referencias

- Boscher D., et al., 2011, IEEE Transactions on Nuclear Science, 58, 916
 Boscher D., et al., 2014, IEEE Transactions on Nuclear Science, 61, 3395
 Burton R. K., McPherron R. L., Russell C. T., 1975, Journal of Geophysical Research, 80, 4204
 Daglis I. A., et al., 1999, Reviews of Geophysics, 37, 407
 Dasso S., Gómez D., Mandrini C. H., 2002, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1059
 Frederickson A. R., 1996, IEEE Transactions on Nuclear Science, 43, 426
 Gonzalez W. D., et al., 1989, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 94, 8835
 Gubby R., 2002, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 64, 1723
 Prölss G., 2004, Physics of the Earth's Space Environment: An Introduction, 2004 edn. Springer
 van Allen J. A., 1959, Scientific American, 200, 39
 Wrenn G. L., 1995, Journal of Spacecraft and Rockets, 32, 514
 Wrenn G. L., Rodgers D. J., Ryden K. A., 2002, Annales Geophysicae, 20, 953



Estrellas, ríos, planetas, bacterias y telescopios

P. Mauas¹

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

Contacto / pablo@iafe.uba.ar

Resumen / En este trabajo presento un resumen de las áreas de investigación en las que he trabajado a lo largo de los años: modelos de atmósfera estelar, actividad solar y estelar, influencia de la actividad solar en el clima terrestre, astrobiología y planetas extrasolares.

Abstract / In this paper I present a summary of the research areas I was involved over the years: stellar atmospheric models, solar and stellar activity, impact of solar activity on terrestrial climate, astrobiology and extrasolar planets.

Keywords / stars: atmospheres — stars: activity — astrobiology — planets and satellites: detection

1. Introducción

A lo largo de los años y en colaboración con distintos colegas, he realizado investigaciones en varias áreas de la astrofísica. Mis Tesis de Licenciatura y de Doctorado se dedicaron al estudio de fulguraciones solares, en particular a la realización de modelos semiempíricos de la atmósfera solar. Posteriormente, mi trabajo evolucionó naturalmente a estudiar fulguraciones en otras estrellas tardías, y a cómo la atmósfera estelar varía con el tipo espectral y con el nivel de actividad. En particular me interesé en las estrellas más activas, las dMe.

Pronto me encontré con la falta de espectros de este tipo de estrellas, muy oscuras, por lo que comencé a realizar mis propias observaciones en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Posteriormente, al continuar con estas observaciones y realizarlas en forma sistemática, nació el proyecto HK α , que desde 1999 estudia la actividad en una muestra de más de 160 estrellas tardías. En la actualidad, este es el único proyecto activo que continúa los estudios de actividad a largo plazo en el mundo, ya que los otros que existían fueron cerrando por falta de financiación.

Posteriormente, me interesé en cómo esta variabilidad afecta el entorno estelar. Por un lado, estudiamos cuál es la influencia de la radiación ultravioleta, y de su variación con las fulguraciones, en la habitabilidad de hipotéticos planetas que pudieran orbitar alrededor de estas estrellas. De esta área se derivaron investigaciones en astrobiología, dando lugar a los primeros estudios de este tipo en el país. Por otra parte, ha sido propuesto que la variabilidad solar puede afectar el clima en la Tierra. En este tema hemos estudiado la relación entre dicha actividad y el caudal del río Paraná.

En paralelo, me interesé en el estudio y búsqueda de planetas extrasolares, en particular a partir de los tránsitos. Investigamos la existencia de variaciones en el tiempo de tránsito (*transit timing variations*, o TTV), con observaciones tomadas en distintos observatorios. El interés por estos estudios llevó a la instalación de dos

telescopios pequeños en El Leoncito, a los que próximamente esperamos agregar más, que funcionan en forma automática y permiten realizar fotometría diferencial de precisión.

En lo que sigue comentaré los principales resultados de las distintas áreas mencionadas.

2. Atmósferas estelares

Los modelos semiempíricos han sido utilizados durante décadas para el estudio de las cromósferas solar y estelar. Estos modelos, sin hacer ninguna suposición *a priori* sobre los procesos físicos responsables por el calentamiento de la cromósfera, buscan describir las variaciones de los parámetros físicos, en particular de la temperatura, a lo largo de la misma. A partir de una cierta distribución de temperatura vs. altura, se calcula el espectro emergente, que se compara con las observaciones, y el resultado es iterado hasta obtener un ajuste satisfactorio.

Durante mi Tesis, que realicé en el *Harvard Smithsonian Center for Astrophysics* bajo la dirección de Marcos Machado y Eugene Avrett, estudié una fulguración en luz blanca (ver también Machado et al., 1986; Gan & Mauas, 1994). En Mauas (1990) presenté las observaciones para tres regiones: FLA es la región más brillante en H α , y una de las más brillantes en el continuo. FLB es brillante en luz blanca, pero no en H α . Finalmente, FLC es la más brillante en las otras líneas cromosféricas, pero no en H α , y es incluso oscura en el continuo. En Mauas et al. (1990) y Mauas (1993) desarrollé modelos para estas regiones, que pueden verse en la Fig. 1.

Estos fueron los primeros modelos semiempíricos de una fulguración consistentes no sólo con las observaciones del continuo, sino también con un conjunto de líneas espectrales que se forman a distintas alturas de la cromósfera y la alta fotosfera. Además de las líneas de Balmer, usé líneas de Mg I, cuya formación estudié en particular (Mauas et al., 1988; Chang et al., 1991).

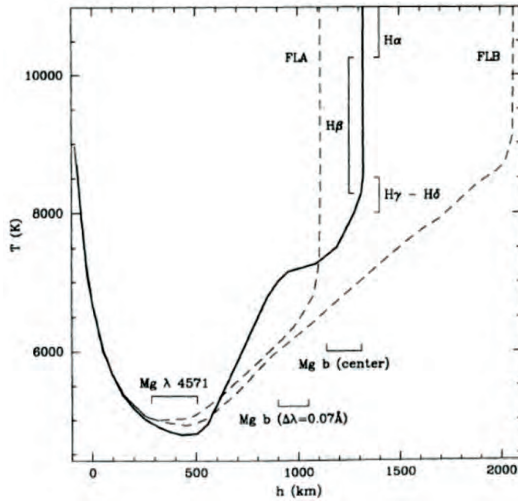


Figura 1: Modelos de las tres regiones de la fulguración en luz blanca estudiadas y la altura de formación de las distintas líneas (de Mauas, 1993).

Posteriormente, estudié en detalle cuáles son los diagnósticos necesarios para que el modelo quede bien determinado (Mauas, 2000), y cómo afectan al modelo las suposiciones que usualmente se hacen para simplificar el problema físico (Falchi & Mauas, 1998). También analicé la formación de líneas de CO (Mauas et al., 1990), de C I (Mauas et al., 1989) y de He I (Mauas et al., 2005; Andretta et al., 2008).

En colaboración con Ambretta Falchi, del *Osservatorio di Arcetri* en Florencia, Italia, construimos modelos para una fulguración en los que reproducimos, por primera vez, las asimetrías en las líneas espectrales. Para esto incluimos, en los modelos, campos de velocidad (Falchi & Mauas, 2002). En este trabajo incorporamos como diagnóstico líneas de Si I y de Al I que estudié en Cincunegui & Mauas (2001) y en Mauas et al. (2002).

También construimos modelos para estrellas dM (Mauas & Falchi, 1994; Mauas et al., 1997) y estudiamos fulguraciones en estrellas dMe, que son mucho más activas que el Sol (Mauas & Falchi, 1996). Y en colaboración con Carla Cacciari, del *Osservatorio di Bologna* y Luca Pasquini, del *European Southern Observatory*, construimos distintos modelos para estrellas en el brazo de las gigantes rojas (Mauas et al., 2006; Vieytes et al., 2011; Pasquini et al., 2011).

Finalmente, en colaboración con Mariela Vieytes, construimos, por un lado, modelos para el Sol como estrella y para otras 9 estrellas de color similar al del Sol y diferentes niveles de actividad (Vieytes et al., 2005) y, por el otro, modelos para estrellas K de diferentes niveles de actividad (Vieytes et al., 2009). El resultado principal de ambos trabajos se muestra en la Fig. 2, donde la tasa de enfriamiento radiativo Φ de cada modelo es integrada en toda la cromósfera (Φ_{int}) y normalizada por el flujo bolométrico de la estrella, σT_{ef}^4 , donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann y T_{ef} es la temperatura efectiva. En la figura graficamos $\Phi_{\text{int}}/(\sigma T_{\text{ef}}^4)$ en función de S , el indicador habitual de actividad estelar (esencialmente el flujo de Ca II H+K normalizado al

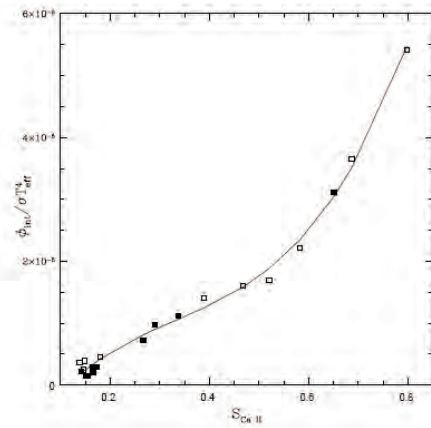


Figura 2: $\Phi_{\text{int}}/(\sigma T_{\text{ef}}^4)$ vs. S para las estrellas K y G.

continuo cercano). Podemos ver que S es efectivamente un buen indicador de la actividad, ya que da un valor unívoco de la fracción de la luminosidad total que es radiada en la cromósfera.

3. El Proyecto HK α

Mi interés por las estrellas dMe pronto se encontró frente al problema representado por las pocas observaciones espectroscópicas de este tipo de estrellas, muy débiles. Por eso, en 1999 empecé a observar estas estrellas en el CASLEO. Estas observaciones aisladas pronto se convirtieron en un proyecto sistemático, el Proyecto HK α , que aún continúa.

En este proyecto, obtenemos sistemáticamente espectros de estrellas tardías, para estudiar en particular su actividad cromosférica. Utilizamos el espectrógrafo REOSC, montado en el telescopio del CASLEO, cubriendo el rango de 3860 a 6690 Å, con $R = \lambda/\delta\lambda \approx 26\,400$. Incluimos estrellas de tipo espectral F a M, con particular interés en estas últimas, con distintos niveles de actividad. En Cincunegui & Mauas (2004) pueden encontrarse también más detalles sobre los procedimientos de reducción y calibración.

El interés en la actividad de estrellas dM se debe a que, mientras que estrellas más tempranas que alrededor de dM3.5 tienen una zona radiativa por debajo de la fotosfera, las estrellas más tardías son completamente convectivas, y no pueden soportar dinamos tipo $\alpha\Omega$.

Por otra parte, en los últimos años estas estrellas se convirtieron en blancos de alta prioridad para la búsqueda de planetas extraterrestres, porque representan el 88% de las estrellas de nuestra Galaxia y porque es más fácil encontrar planetas pequeños alrededor de estrellas más pequeñas. Como además son más frías, la zona de habitabilidad está más cerca de la estrella, por lo que es más fácil encontrar alrededor de estas estrellas el próximo “Santo Grial” de las búsquedas planetarias: un planeta de tipo terrestre habitable. Pero el conocimiento de la actividad de la estrella es importante para estos estudios, por un lado porque la actividad puede simular la señal de tránsitos o velocidades radiales, y por el otro, como veremos más abajo, porque puede afectar la habi-

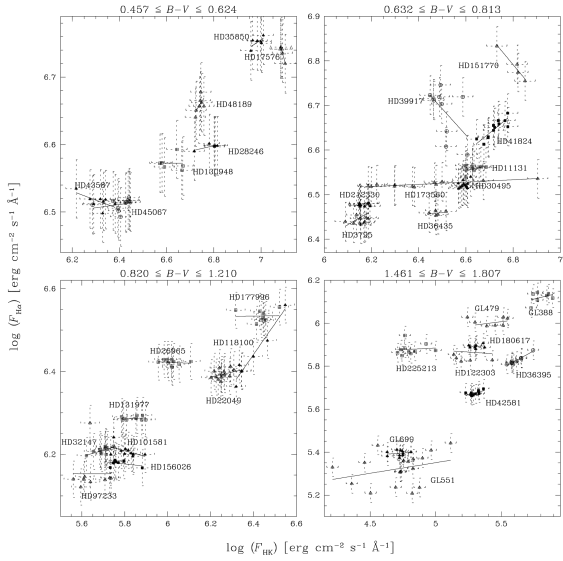


Figura 3: Flujos de H α vs. Ca II. Se muestra en cada caso el ajuste lineal para cada estrella (de Cincunegui et al., 2007b).

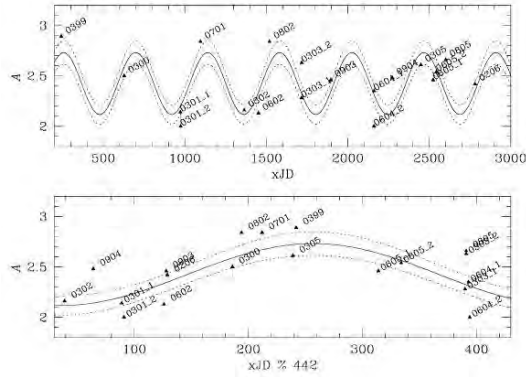


Figura 4: Nuestras observaciones de Prox Cen vs. el tiempo (arriba), y la fase (abajo) (de Cincunegui et al., 2007a).

tabilidad. Por lo tanto, el inicio temprano del Proyecto HK α nos deja en una posición privilegiada en este tema.

En colaboración con Carolina Cincunegui, estudiamos primero la correlación entre el flujo de las líneas de Ca II, usadas habitualmente para estos estudios, y el de H α , más fácilmente observable en estrellas rojas. En estudios anteriores se había concluido que estos flujos están estrechamente relacionados, aunque se utilizaron en general flujos medios de estas líneas, usualmente tomados en épocas distintas, y hasta de fuentes distintas. Como nuestras observaciones incluyen ambas líneas en el mismo espectro, pudimos estudiar varias observaciones simultáneas para cada estrella, como se muestra en la Fig. 3 (Cincunegui et al., 2007b). Podemos ver que el comportamiento es distinto en cada caso: en algunas estrellas ambos flujos están correlacionados, en otras no, y hay incluso estrellas donde la correlación es negativa (para más detalle, ver el trabajo de Folgueiras et al. en este volumen). También estudiamos la influencia de la actividad en las líneas de Mg II (Buccino & Mauas, 2008, 2009) y de Na I (Díaz et al., 2007).

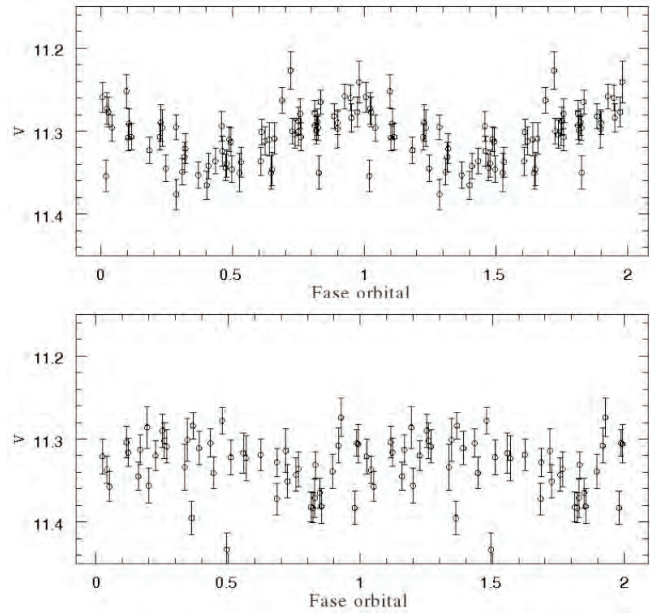


Figura 5: Fotometría de ASAS para Gl 375 en función de la fase orbital para dos épocas distintas: 2002.5–2003.5 (arriba); 2006 (abajo) (de Díaz et al., 2007).

4. Ciclos de actividad en estrellas dM

La primera estrella que estudiamos fue Proxima Centauri, una dMe 5.5 muy activa y con fulguraciones muy frecuentes. Calculando el periodograma de las observaciones, obtuvimos evidencia muy fuerte de un ciclo de actividad con un período de ~ 442 días, que confirmamos con tres métodos distintos en el dominio temporal (ver Cincunegui et al., 2007a, para más detalles). En la Fig. 4 se muestran nuestras observaciones, superpuestas con el ciclo que obtuvimos.

Como esta estrella es completamente convectiva, no podría mantener una dínamo $\alpha\Omega$ como la solar, y es necesario recurrir a otro mecanismo para explicar el ciclo observado. Por ejemplo, Chabrier & Küker (2006) propusieron que estos objetos pueden mantener campos magnéticos de gran escala a través de una dínamo tipo α^2 , que puede explicar los altos niveles de actividad observados. Sin embargo, la dínamo α^2 no predice un ciclo de actividad.

En colaboración con Rodrigo Díaz estudiamos el sistema binario espectroscópico Gl 375 (Díaz et al., 2007). Obtuvimos valores muy precisos para los parámetros orbitales, y luego separamos el espectro compuesto en espectros para cada componente, lo que nos permitió confirmar que se trata de dos estrellas dMe 3.5.

Para estudiar la variabilidad de este sistema, además de nuestros datos obtenidos en CASLEO, usamos observaciones fotométricas obtenidas del *All Sky Automated Survey* (ASAS, Pojmanski, 2002). Calculamos el periodograma de Lomb-Scargle de estos datos, y obtuvimos un período fotométrico de rotación $P_{\text{rot}} = 1.876667$ días. Si graficamos los datos en función de la fase, para dos épocas distintas, se obtienen los resultados de la Fig. 5. La variación sinusoidal es evidente, aunque la amplitud de la modulación es diferente, probablemente porque el

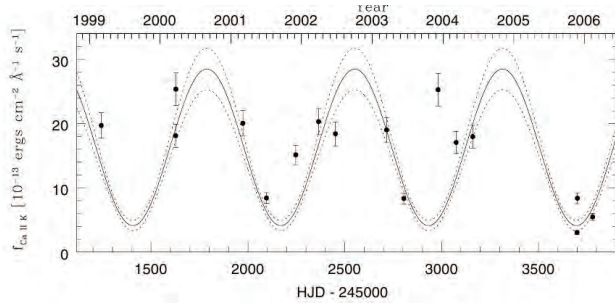


Figura 6: Observaciones de Ca II para Gl 375 en función del tiempo, con el período superpuesto (de Díaz et al., 2007).

área cubierta por manchas estelares es distinta, debido a un distinto nivel de actividad. Por lo tanto, la amplitud de la modulación puede ser usada como un indicador del nivel de actividad de la estrella. Analizando esta amplitud, obtuvimos un período de 2.2 años (~ 800 días). El mismo período se observa en la magnitud media del sistema y en el flujo de Ca II, aunque las variaciones en Ca II ocurren 140 días antes que las fotométricas. Este adelantamiento ya había sido observado para otras estrellas por Gray et al. (1996). El acuerdo entre los tres observables es notable debido a la naturaleza diferente de las observaciones, obtenidas en momentos distintos, con instrumentos diferentes y en distintos observatorios.

En la Fig. 6 mostramos las observaciones de Ca II obtenidas por el Proyecto HK α en función del tiempo, con el período superpuesto.

También estudiamos la actividad a largo plazo de otras estrellas dM: Gl 229 A, Gl 752 A (Buccino et al., 2011) y AD Leo (Buccino et al., 2014), usando nuestros datos de CASLEO y los datos fotométricos de ASAS. Para estas estrellas, obtuvimos ciclos de actividad de ~ 4 , ~ 7 y ~ 7 años, respectivamente. En colaboración con otros autores, encontramos también un ciclo para la estrella dK Eps Eri (Metcalf et al., 2013).

5. Habitabilidad

Se denomina zona de habitabilidad estelar (HZ por sus siglas en inglés) a la región alrededor de una estrella en la que se dan las condiciones para que pueda existir vida en un planeta que orbite dentro de esta zona. Aunque existen muchos parámetros a tener en cuenta para determinar la habitabilidad, como la excentricidad orbital, la rotación planetaria, las propiedades atmosféricas del exoplaneta o la existencia de fuentes de calor adicionales a la radiación estelar —como por ejemplo el calentamiento de marea—, el criterio más extendido es el que establece que debe existir agua líquida en la superficie del planeta, dando lugar a la zona de habitabilidad de agua líquida (LWHZ, de su denominación en inglés).

En colaboración con Andrea Buccino y Guillermo Lemarchand, mostramos que también la radiación UVB (280–315 nm) y UVC (< 280 nm) puede restringir las HZ de los sistemas planetarios. Efectivamente, se conoce que la radiación ultravioleta inhibe la fotosíntesis, daña el material genético (ADN), y altera la estructura de proteínas y lípidos. Por otro lado, Toupance et al. (2002)

consideraron que la radiación UV constituyó también una de las principales fuentes de energía en la síntesis 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.

En Buccino et al. (2006) definimos una nueva zona de habitabilidad UV, HZ $_{UV}$, con límites determinados por el número de fotones estelares que pudiesen iniciar la vida (N_{UV}^*) y que pudiesen destruir el ADN (N_{DNA}^*). Para ello utilizamos el “Principio de Mediocridad”, que establece que las condiciones que dieron lugar al origen y la evolución de la vida en la Tierra fueron condiciones promedio en comparación con 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.

Definimos el límite externo (HZ $_{UV}^{ext}$) a partir de la radiación UV que intervino en los procesos que dieron origen a la vida en nuestro planeta ($N_{UV}^{\odot}(1 \text{ ua})|_{t=t_{arc}^{\odot}}$) hace aproximadamente 3.8×10^9 años, cuando el Sol arcaico emitía el 75 % de la actual radiación ultravioleta 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.

Por otro lado, se puede cuantificar la acción negativa de la radiación UV a partir del espectro de acción biológica (*biological action spectrum*) $B(\lambda)$, que representa el daño que produce en el ADN un fotón de energía hc/λ , donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz y λ la longitud de onda del fotón. En nuestro trabajo realizamos un ajuste semiempírico de los datos de Cockell (1998) para $B(\lambda)$, y definimos el número de fotones dañinos que emite una estrella de edad t a una distancia d en ua, según la siguiente ecuación:

$$N_{DNA}^*(d) = \int_{200 \text{ nm}}^{315 \text{ nm}} B(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \frac{F(\lambda, t)}{d^2} d\lambda, \quad (1)$$

donde F representa el flujo de la estrella a 1 ua.

Luego, el límite interno de la zona de habitabilidad HZ $_{UV}^{int}$ quedará definido por la radiación máxima que tolera el ADN; usando nuevamente el Principio de Mediocridad, consideramos que esta radiación es el doble de la que recibió la Tierra primitiva.

Estudiamos la evolución temporal de las HZ $_{UV}$ 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 edades similares a la solar, consideramos que su radiación UV sigue a gran escala las predicciones del modelo estándar del Sol.

Aplicamos los criterios de habitabilidad UV para 17 estrellas con planetas, y encontramos que en el 41 % de los casos analizados la HZ no coincide en ningún momento con la 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 procesos de biogénesis es insuficiente para originar la vida en estas condiciones, por lo que se necesitaría otro mecanismo. En la Fig. 7 se muestran algunos ejemplos. Por el contrario, en otras estrellas la HZ y la HZ $_{UV}$ coinciden prácticamente en su totalidad.

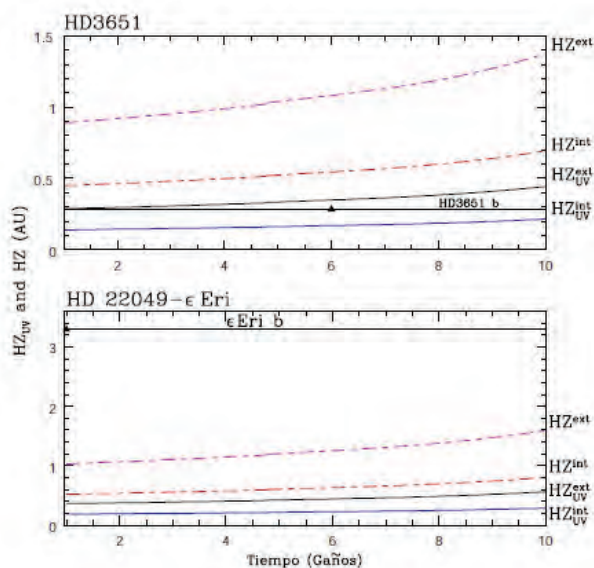


Figura 7: Ejemplos de la evolución temporal de la zona de habitabilidad UV y de agua líquida (de Buccino et al., 2006).

Posteriormente, en Buccino et al. (2007) analizamos la zona de habitabilidad UV alrededor de estrellas dM. En particular, estudiamos las estrellas dM planetarias y dos estrellas dMe, Ad Leo y EV Lac, durante una fulguración y en estado tranquilo. Encontramos que una fulguración moderada podría entregar la energía necesaria para generar la vida en planetas de tipo terrestre ubicados en la LWHZ de estrellas M, mientras que, contrariamente a lo que se pensaba, una fulguración fuerte podría no destruir la vida, pero sí generar mutaciones y formar parte de los factores de selección que intervienen en el surgimiento y la evolución de organismos vivos.

6. Astrobiología

A partir de estos estudios, me interesé en analizar el efecto de la radiación UV sobre la vida y, más en general, en el área conocida como astrobiología. Evidentemente, la noción de habitabilidad se encuentra delimitada por nuestro conocimiento de la vida en la Tierra. Por lo tanto, al ampliar nuestro conocimiento sobre formas de vida extremas en nuestro planeta, expandimos el rango de ambientes extraterrestres que podrían albergar vida. Por esta razón, un objeto habitual de estudio en astrobiología son los organismos extremófilos, formas de vida capaces de sobrevivir en condiciones extremas que hasta un corto tiempo atrás hubieran sido inimaginables para el desarrollo de la vida, tales como elevadas presiones, temperaturas o niveles de radiación, o concentraciones elevadas de metales, sales, sustancias tóxicas, etc.

En colaboración con Ximena Abrevaya y Eduardo Cortón de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, estudiamos en el laboratorio la resistencia de algunos extremófilos a niveles de radiación UV como los que podrían recibir de una fulguración estelar. En particular, irradiamos cultivos de organismos halófilos (resistentes a altas concen-

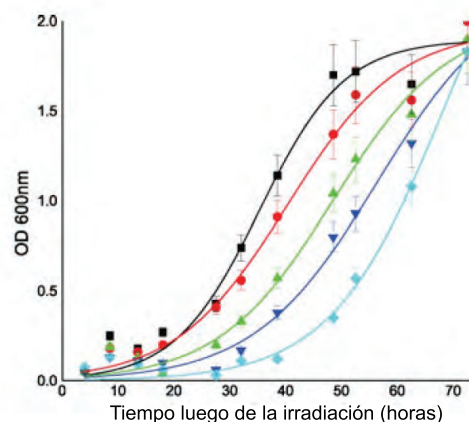


Figura 8: Curvas de crecimiento de *Natrialba magadii*. La curva muestra esencialmente la población de la bacteria en el cultivo en función del tiempo.

traciones de sal) y estudiamos las curvas de crecimiento, que muestran esencialmente la población de la bacteria en el cultivo en función del tiempo, para distintas dosis de irradiación (Fig. 8). Encontramos que, si bien los organismos sobreviven a esta irradiación, se produce un retraso significativo en su crecimiento. Estos estudios permitirán elaborar modelos de habitabilidad UV más sofisticados.

Posteriormente, mediante experimentos llevados a cabo en el Laboratorio Nacional de Luz Sincrotrón de Campinas, Brasil, estudiamos la capacidad de algunos extremófilos para sobrevivir en condiciones de vacío interplanetario sometidos a radiación VUV (*Vacuum UV*), y encontramos fracciones de supervivencia mayores a lo esperado (Abrevaya et al., 2011). Este estudio, que fue el primero en reportar este tipo de supervivencia, está relacionado con la teoría de la panspermia, que postula que la vida no se originó en la Tierra sino que habría llegado en meteoritos o cometas desde el espacio. Por otra parte, este resultado es también relevante para estudios de contaminación inversa, donde la vida terrestre es llevada en vehículos de exploración espacial, y para estudios de posible vida en ambientes salinos extraterrestres como Marte o Europa. Un resultado reciente confirma nuestros resultados en otros extremófilos, con experimentos en la *Estación Espacial Internacional* (Mancinelli, 2015).

Para facilitar el estudio del crecimiento microbiano, diseñamos un instrumento llamado AMC-d (*Automated Measuring and Cultivation device*), que permite la medición semiautomática de la absorbancia directamente durante el cultivo. Este instrumento puede medir simultáneamente 16 muestras. Obtuvimos curvas de crecimiento para organismos de crecimiento rápido y lento, como *Escherichia coli* y *Haloferax volcanii*, una arquea halófila (Abrevaya et al., 2013).

También estudiamos la factibilidad de utilizar celdas de combustible microbianas (CCM) para detectar vida en medios hostiles (no sólo extraterrestres), en forma similar a los experimentos incluidos en las sondas *Viking*. Mostramos que la potencia y la densidad de corriente de las CCM que usan cultivos con microorganismos son

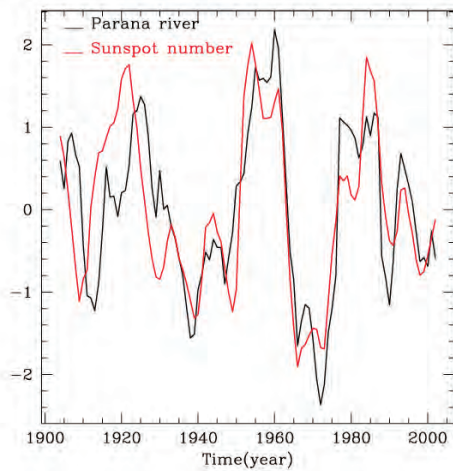


Figura 9: Caudal del río Paraná y número de manchas. Ambas series fueron suavizadas con un filtro de 11 años para eliminar el ciclo solar y normalizadas (de Mauas et al., 2008).

mucho mayores que aquellas en las que se usa medio estéril (Abrevaya et al., 2010). También estudiamos con más detalle el funcionamiento de este tipo de celdas, y sus aplicaciones (Abrevaya et al., 2011).

7. Ríos

La mayoría de los estudios sobre la influencia de la actividad solar sobre el clima terrestre se han basado en registros de temperatura, aunque el clima es un sistema complejo que abarca muchas otras variables. Recientemente, en colaboración con Andrea Buccino y Eduardo Flamenco (del Instituto Nacional de Tecnología Agropecuaria, INTA), estudiamos si la actividad solar tiene alguna influencia en el caudal del río Paraná (Mauas et al., 2008). Dado que se trata de uno de los ríos más extensos del mundo, su caudal es un buen indicador climático de la región, que integra las lluvias desde el extremo sur de la selva amazónica y por todo el litoral argentino.

Estudiamos el caudal desde 1904 y encontramos que, en escala de tiempos largos, el número de manchas y la irradiancia solar correlacionan muy bien con el caudal del Paraná, como puede verse en la Fig. 9. Además de la importancia para comprender la influencia de la actividad solar en el clima, estos resultados son un primer paso para la predicción de las variaciones del caudal del Paraná, relevante para pronosticar condiciones agrícolas e hidroenergéticas y para la predicción de inundaciones. Este trabajo tuvo una gran repercusión tanto a nivel nacional como internacional; fue comentado en las revistas *Physics World* y *New Scientist*, y formó parte de un documental de la cadena radial BBC de Londres titulado *Wonders Of The Solar System: Empire Of The Sun*, para que el fui entrevistado, y que fue emitido en nuestro país durante 2011.

Para discernir si la alta correlación encontrada se extendía a otras cuencas de la región, analizamos los caudales de ríos cuyanos pertenecientes a la cuenca del río Colorado. Encontramos que, efectivamente, una componente multidecadal del caudal de los ríos correlaciona

con la actividad solar (Mauas et al., 2011). De esta manera, se evidencia la influencia de la actividad solar en el caudal de ríos de diferentes regímenes y el resultado original se extiende en latitud en el territorio argentino.

8. Planetas

Actualmente se conocen más de 2000 planetas extrasolares (<http://exoplanet.eu>), y más de 130 sistemas con más de un planeta. La mayor parte fue detectada a partir de la modulación de la velocidad radial de la estrella central, pero una fracción creciente proviene de los grandes relevamientos de tránsitos, que miden periódicamente el flujo de miles de estrellas en grandes campos, en busca de pequeñas disminuciones del brillo (menores al 1%) producidas por planetas en órbita alrededor de estas estrellas. Si el planeta transita, las mediciones de velocidad radial se pueden combinar con curvas de luz de un tránsito para obtener la masa y el radio del planeta, y por lo tanto su densidad media, lo que abre la puerta para el estudio de la composición de estos cuerpos. Además, en estos planetas se puede estudiar la composición atmosférica. Por otra parte, se puede buscar también compañeros adicionales en el sistema a través de variaciones en la cadencia de los tránsitos.

En colaboración con Rodrigo Díaz y Dante Minitti (de la Pontificia Universidad Católica, Chile) hemos utilizado observaciones obtenidas principalmente en el *European Southern Observatory* (ESO) para estudiar y caracterizar algunos planetas con tránsitos. En particular, estudiamos la curva de luz de OGLE-TR-113, refinamos los parámetros planetarios y orbitales, y confirmamos que es una estrella enana (Díaz et al., 2007). Estudiamos observaciones de OGLE-TR-111 que parecían confirmar la presencia de TTV (Díaz et al., 2008), pero el estudio de cinco tránsitos adicionales muestran que la variación es espuria (Hoyer et al., 2011).

En colaboración con Romina Petrucci y Emiliano Jofre observamos seis tránsitos del sistema WASP-4, utilizando el telescopio Horacio Ghilmetti (THG) que nuestro grupo opera en el CASLEO (ver más abajo) y el telescopio de Bosque Alegre, en Córdoba. Un ejemplo de tránsito observado con el THG puede verse en la Fig. 10. Estudiamos estos tránsitos conjuntamente con 28 curvas de luz publicadas en la literatura, calculando sus parámetros en forma homogénea. Los valores finales confirman los obtenidos por estudios previos, salvo por la inclinación, que nos da un poco menor. También estudiamos la presencia de TTV, y encontramos que estas son menores que 54 s (Petrucci et al., 2013).

También observamos con los mismos telescopios cuatro nuevos tránsitos de WASP-28b, que analizamos junto a otros once de la literatura. Calculamos las efemérides y redeterminamos los parámetros físicos del sistema, y no encontramos indicios de TTV ni variaciones en la inclinación de la órbita o en la profundidad del tránsito que puedan ser evidencia de la presencia de otro planeta en el sistema (Petrucci et al., 2015).

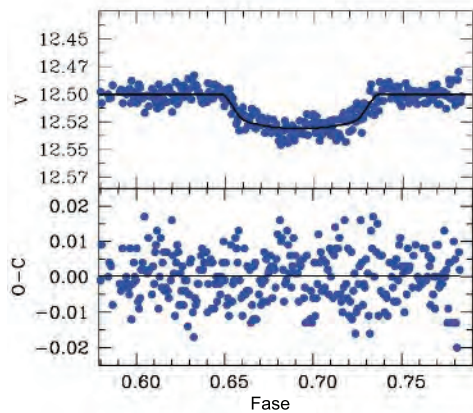


Figura 10: Tránsito de WASP-4 observado con el THG.

9. Telescopios

En el año 2009 el Instituto de Astronomía y Física del Espacio adquirió, con un subsidio del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, el telescopio Meade de 16" Horacio Ghielmetti, que fue instalado en el Cerro Burek en CASLEO. Comenzó así un proyecto de observatorio de operación automática que dirijo, y cuyos principales objetivos científicos son la detección de nuevos planetas a través de la observación de tránsitos planetarios (mediante TTV o por detección directa), y la realización de estudios de variabilidad estelar.

En colaboración con Carolina von Essen y Martín Schwartz, entre fines de 2009 y principios de 2010 se obtuvieron las primeras observaciones *in situ* con este instrumento. A partir de setiembre de 2010 se logró utilizar el telescopio en forma remota y se inició, en colaboración con Romina Petrucci, un programa de observación sistemática de tránsitos planetarios conocidos, con el objetivo de detectar TTV (Petrucci et al., 2013, 2015). En la actualidad se ha logrado automatizar el funcionamiento del THG. En marzo de 2013 compramos e instalamos en el Observatorio Astronómico Félix Aguilar un telescopio similar denominado MATE (*Magnetic Activity and Transiting Exoplanets*), que ya funciona en forma automática. Con este telescopio se realizarán estudios de variabilidad estelar y detección de exoplanetas utilizando filtros y tiempos de muestreo diferentes a los del THG. Actualmente estamos realizando los trámites para comprar dos telescopios más, con un subsidio ya otorgado.

Agradecimientos: Quisiera agradecer a mi director de Tesis, Marcos Machado; a quienes dirigieron mi trabajo en el *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics*, Gene Avrett, y en el *Osservatorio di Arcetri*, Ambretta Falchi y Roberto Falciani, quienes fueron transformándose de directores en colegas; a Carla Cacciari, del *Osservatorio di Bologna*. Agradezco también a quienes confiaron en mí para que dirija sus Tesis de Doctorado: Carolina Cincunegui, Mariela Vieytes, Andrea Buccino, Rodrigo Díaz, Ximena Abrevaya, Romina Petrucci y Emiliano Jofre. O sus Tesis de Licenciatura: Guillermo Stemborg, Daniela Cirigliano y Carolina Von Essen. Y a quienes confían hoy en mí para esta tarea: Ricardo Zinn, Cristian Martínez y Daniela Maizer. Y a Martín Schwartz.

Referencias

Abrevaya X. C., et al., 2013, *Instruments and Experimental*

- Techniques*, 56, 472
 Abrevaya X. C., Mauas P. J. D., Cortón E., 2010, *Astrobiology*, 10, 965
 Abrevaya X. C., et al., 2011, *Astrobiology*, 11, 1034
 Abrevaya X. C., et al., 2011, *Extremophiles*, Volume 15, Issue 6, pp 633-642, 15
 Andretta V., et al., 2008, *ApJ*, 681, 650
 Buccino A. P., et al., 2011, *AJ*, 141, 34
 Buccino A. P., Lemarchand G. A., Mauas P. J. D., 2006, *Icarus*, 183, 491
 Buccino A. P., Lemarchand G. A., Mauas P. J. D., 2007, *Icarus*, 192, 582
 Buccino A. P., Mauas P. J. D., 2008, *A&A*, 483, 903
 Buccino A. P., Mauas P. J. D., 2009, *A&A*, 495, 287
 Buccino A. P., et al., 2014, *ApJL*, 781, L9
 Chabrier G., Küker M., 2006, *A&A*, 446, 1027
 Chang E. S., et al., 1991, *ApJL*, 379, L79
 Cincunegui C., Díaz R. F., Mauas P. J. D., 2007a, *A&A*, 461, 1107
 Cincunegui C., Díaz R. F., Mauas P. J. D., 2007b, *A&A*, 469, 309
 Cincunegui C., Mauas P. J. D., 2001, *ApJ*, 552, 877
 Cincunegui C., Mauas P. J. D., 2004, *A&A*, 414, 699
 Cockell C., 1998, *J. Theor. Biol.*, 193, 717
 Díaz R. F., Cincunegui C., Mauas P. J. D., 2007, *MNRAS*, 378, 1007
 Díaz R. F., et al., 2007, *A&A*, 474, 345
 Díaz R. F., et al., 2007, *ApJ*, 660, 850
 Díaz R. F., et al., 2008, *ApJL*, 682, L49
 Falchi A., Mauas P. J. D., 1998, *A&A*, 336, 281
 Falchi A., Mauas P. J. D., 2002, *A&A*, 387, 678
 Gan W. Q., Mauas P. J. D., 1994, *ApJ*, 430, 891
 Gray D. F., et al., 1996, *ApJ*, 465, 945
 Hoyer S., et al., 2011, *ApJ*, 733, 53
 Machado M., Emslie A., Mauas P. J., 1986, *A&A*, 159, 33
 Mancinelli R., 2015, *International J. of Astrobiology*, 14, 123
 Mauas P. J., Avrett E. H., Loeser R., 1988, *ApJ*, 330, 1008
 Mauas P. J., Avrett E. H., Loeser R., 1989, *ApJ*, 345, 1104
 Mauas P. J., Avrett E. H., Loeser R., 1990, *ApJ*, 357, 279
 Mauas P. J. D., 1990, *ApJS*, 74, 609
 Mauas P. J. D., 1993, *ApJ*, 414, 928
 Mauas P. J. D., 2000, *ApJ*, 539, 858
 Mauas P. J. D., et al., 2005, *ApJ*, 619, 604
 Mauas P. J. D., Borda R., Luoni M., 2002, *ApJS*, 142, 285
 Mauas P. J. D., Buccino A. P., Flamenco E., 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 377
 Mauas P. J. D., Cacciari C., Pasquini L., 2006, *A&A*, 454, 609
 Mauas P. J. D., Falchi A., 1994, *A&A*, 281, 129
 Mauas P. J. D., Falchi A., 1996, *A&A*, 310, 245
 Mauas P. J. D., et al., 1997, *A&A*, 326, 249
 Mauas P. J. D., Flamenco E., Buccino A. P., 2008, *Physical Review Letters*, 101, 168501
 Mauas P. J. D., Machado M. E., Avrett E. H., 1990, *ApJ*, 360, 715
 Metcalfe T. S., et al., 2013, *ApJL*, 763, L26
 Pasquini L., et al., 2011, *A&A*, 531, A35
 Petrucci R., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 1389
 Petrucci R., et al., 2013, *ApJL*, 779, L23
 Pojmanski G., 2002, *Acta Astron.*, 52, 397
 Toupance G., Bossard F., Raulin A., 2002, *Origins Life Evol. Biosphere*, 8, 259
 Vieytes M., et al., 2011, *A&A*, 526, A4
 Vieytes M., Mauas P., Cincunegui C., 2005, *A&A*, 441, 701
 Vieytes M. C., Mauas P. J. D., Díaz R. F., 2009, *MNRAS*, 398, 1495

Efectos dinámicos de las resonancias orbitales en el Sistema Solar

T. Gallardo¹

¹ *Facultad de Ciencias, Universidad de la República, Montevideo, Uruguay*

Contacto / gallardo@fisica.edu.uy

Resumen / Describimos las diferentes resonancias orbitales que en el Sistema Solar afectan fundamentalmente a los cuerpos menores y algunos satélites. Presentamos una idea de cómo se pueden estudiar las resonancias de movimientos medios de dos y tres cuerpos, las resonancias seculares y el mecanismo de Kozai-Lidov y las conclusiones que pueden extraerse de estos estudios. Las resonancias débiles generan sutiles variaciones orbitales periódicas y producen concentraciones temporarias de objetos mientras que las resonancias fuertes pueden generar grandes variaciones en excentricidad e inclinación poniendo en riesgo la estabilidad orbital.

Abstract / We describe the different orbital resonances in the Solar System that primarily affect minor bodies and some satellites. We present an idea of how to study the two body and three body mean motion resonances, secular resonances and Kozai-Lidov mechanism and the conclusions that can be drawn from these studies. Weak resonances generate subtle periodic orbital variations and produce temporary concentrations of objects while strong resonances can generate large variations in eccentricity and inclination risking the orbital stability.

Keywords / celestial mechanics — minor planets, asteroids: general — comets: general

1. Introducción

Técnicamente las resonancias orbitales ocurren cuando existe una commensurabilidad entre las frecuencias asociadas con el movimiento o la evolución orbital de los cuerpos. Estas frecuencias están asociadas al movimiento medio, n , en torno al cuerpo central, al movimiento de la línea de los nodos, Ω , y al de la dirección del pericentro ϖ . Dentro de estas resonancias se suelen incluir las resonancias de dos y tres cuerpos, las resonancias seculares y el mecanismo de Kozai-Lidov (KL), al que nos referiremos en la Sec. 3.2.. En el Sistema Solar existe una gran variedad de ejemplos de resonancias orbitales que involucran a planetas, satélites, anillos, asteroides, cometas, transneptunianos y corrientes meteóricas. El objeto resonante puede ser tanto interior a la órbita del planeta perturbador como exterior. El efecto dinámico puede ser notable como lo podemos comprobar en el ejercicio de integración numérica de órbitas que mostramos en la Fig. 1. Allí vemos la superposición de estados orbitales de un conjunto de partículas ficticias que inicialmente tenían las mismas condiciones iniciales, excepto sus semiejes que fueron tomados a intervalos regulares entre 2.3 y 2.6 ua. Aquellas con semieje inicial próximo a 2.5 ua experimentaron variaciones drásticas en la excentricidad generadas por la resonancia 3:1 con Júpiter. Es lógico pensar que no puedan existir muchos asteroides en esa región.

Para entender las resonancias debemos tener presente que no se trata de un efecto instantáneo sobre la órbita del asteroide como lo sería el encuentro próximo con un planeta que le generaría cambios orbitales de forma impulsiva. El movimiento resonante surge luego de promediar el efecto acumulativo de las pequeñas pertur-

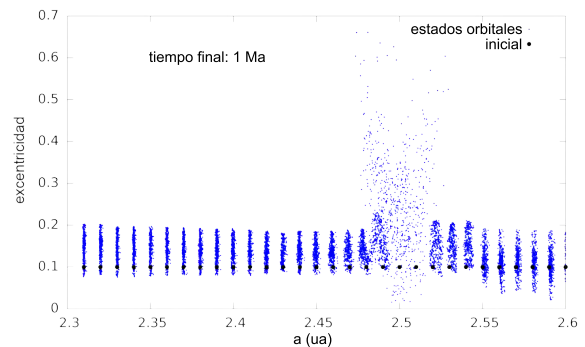


Figura 1: Evolución de 30 partículas ficticias a lo largo de 1 millón de años.

baciones del planeta sobre el asteroide luego de muchas revoluciones heliocéntricas. Pensemos en el caso de un asteroide que no está en resonancia con Júpiter, es decir que su movimiento medio no guarda una relación sencilla con el de Júpiter. Si graficamos las posiciones relativas del asteroide en el sistema rotante Sol-Júpiter comprobaremos que al cabo de algunos centenares de revoluciones la trayectoria del asteroide define una especie de toro (Fig. 2). En promedio la perturbación de Júpiter será únicamente en la dirección Sol-Júpiter pues en la dirección transversal o perpendicular los efectos se compensan. Gauss, y nosotros en los cursos de mecánica celeste, probamos que sólo la componente transversal de una perturbación acaba afectando a la evolución del semieje orbital de un objeto. Como aquí no hay componente transversal neta, entonces el semieje orbital del asteroide se mantendrá constante, típico de lo que lla-

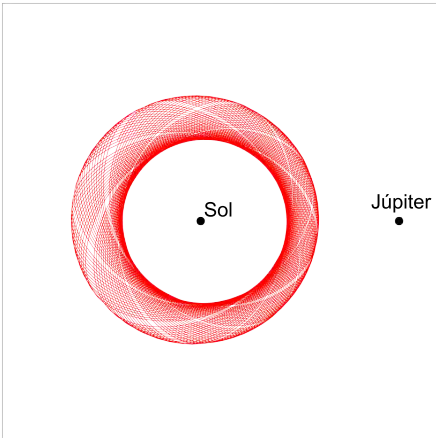


Figura 2: Posiciones relativas de un asteroide no resonante (en rojo) en el sistema rotante Sol-Júpiter.

amos evolución secular. En el caso de un asteroide en resonancia con Júpiter, la trayectoria ya no es un toro sino una especie de banda que suele ser una figura muy bonita y que en general no es simétrica respecto a la dirección Sol-Júpiter, y en consecuencia aparece una componente transversal que generará un cambio en el semieje del asteroide. Esta variación en a , una oscilación de período de algunos cientos de años para el caso de los asteroides, es lo que caracteriza al movimiento resonante y se denomina “libración”.

Un asteroide dominado por una resonancia tenderá a permanecer en ella frente a otras perturbaciones. En cambio un asteroide no resonante no cuenta con esta protección por lo que frente a otras perturbaciones puede acabar variando su semieje en forma errática. De ahí que en las resonancias se producen concentraciones de objetos que son capturados al menos temporariamente.

2. Resonancias de dos cuerpos

2.1. Descubrimiento

El primer hallazgo relacionado con el movimiento resonante es debido a Lagrange en 1772 cuando encuentra sus famosos puntos de equilibrio en el problema de tres cuerpos. En este caso se trata de la resonancia 1:1, es decir, objetos en movimiento coorbital con el planeta perturbador. La estabilidad fue confirmada con el descubrimiento 134 años después del troyano (588) Aquiles. Algunos de los troyanos que hoy conocemos no describen oscilaciones en torno de los puntos de equilibrio L_4 o L_5 sino que describen una especie de herradura abarcando a ambos puntos. Incluso tenemos el ejemplo de los satélites de Saturno, Jano y Epimeteo, que son troyanos mutuos pues ambos se perturban conservando la resonancia 1:1. Hoy, además de conocer más de seis mil troyanos, algunos de ellos coorbitando un planeta diferente de Júpiter, sabemos que existen otros movimientos producto de la resonancia 1:1, por ejemplo los cuasi satélites. No son satélites planetarios pues están bastante más allá de la esfera de Hill del planeta, pero como son coorbitales el movimiento relativo resultante es una

especie de elipse muy amplia alrededor del planeta, que es recorrida en sentido retrógrado. Varios planetas, incluyendo los terrestres, poseen cuasi satélites. Más adelante, en 1784, Laplace explica la curiosa relación entre los períodos orbitales de los tres satélites galileanos más internos como una superposición de resonancias que da lugar a una resonancia de tres cuerpos, una de las situaciones orbitales más complejas que conocemos. En 1846, con el descubrimiento de Neptuno, queda claro también que los planetas gigantes se encuentran muy próximos a resonancias mutuas, situación que recién en las últimas décadas comenzamos a entender como el resultado de un proceso de migración orbital en las primeras etapas evolutivas de los sistemas planetarios (Batygin, 2015).

El más conocido efecto de las resonancias son las fallas o *gaps* de Kirkwood. En un histograma de semiejes orbitales de los asteroides estas fallas aparecen como regiones en donde hay una falta notoria de objetos. Kirkwood en 1866 asocia estas fallas a evoluciones inestables generadas por resonancias con Júpiter. Finalmente, el primer asteroide resonante, (153) Hilda, se descubre en 1875. Este asteroide da nombre al grupo de más de mil asteroides que se encuentran en la resonancia 3:2 con Júpiter, es decir que sus movimientos medios verifican $2n = 3n_J$, con n_J el movimiento medio de Júpiter. La dinámica resonante no es tan simple como para suponer que todas las resonancias generan fallas o concentraciones de asteroides. En general las resonancias generan un crecimiento en la excentricidad orbital de los asteroides, pero esto no llega a terminar en una colisión con el planeta perturbador pues justamente sus movimientos están sincronizados de forma que se evitan mutuamente. Sin embargo, puede ocurrir un encuentro con otro planeta ajeno a la resonancia como Marte o la Tierra, generándose una perturbación excesivamente alta que quita al asteroide de la resonancia produciéndose una falla. Los Hildas se encuentran lejos de los planetas interiores y pueden existir como un grupo estable por miles de millones de años. En la Fig. 3 mostramos cómo la distribución de asteroides está esculpida por las resonancias con Júpiter, con Marte y también por resonancias de tres cuerpos involucrando a Júpiter y Saturno simultáneamente y que explicaremos más adelante en la Sección 4.

2.2. Teoría

Sean p, q dos números enteros llamados grado y orden de la resonancia, respectivamente. La localización aproximada de la resonancia $|p + q| : |p|$ con Júpiter es trivial aplicando la tercera ley de Kepler:

$$pn = (p + q)n_J, \tag{1}$$

$$a \simeq \left(\frac{p}{p + q} \right)^{2/3} a_J, \tag{2}$$

donde a_J es el semieje de Júpiter, y el orden es siempre $q \geq 0$ mientras que $p > 0$ para resonancias interiores al planeta y $p < 0$ para las exteriores. Dado que existen infinitas resonancias, el problema es encontrar aquellas con cierta fuerza o relevancia dinámica. Las teorías

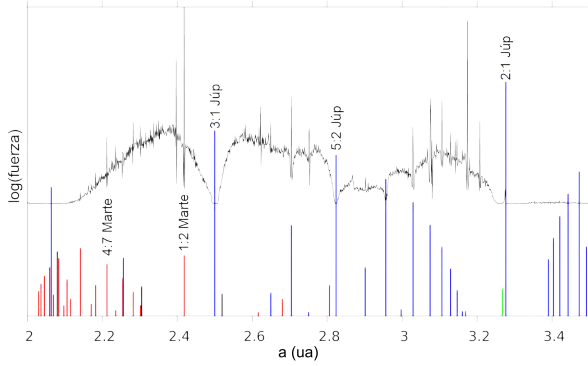


Figura 3: Histograma de semiejes propios o medios de los asteroides (en negro) superpuesto a algunas resonancias de dos cuerpos con Marte (rojo) y con Júpiter (azul). Las fuerzas de las resonancias están en escala logarítmica. Los picos y las fallas en el histograma son generados por resonancias.

se elaboran a partir de diferentes versiones del método de variación de parámetros utilizando o no variables canónicas (Murray & Dermott, 1999; Morbidelli, 2002; Nesvorný et al., 2002; Ferraz-Mello, 2007). En todo caso se debe conocer la función perturbadora resonante R en función de las variables utilizadas y se puede probar que la variación temporal en el semieje de un asteroide está dada por

$$\frac{da}{dt} \propto \frac{\partial R}{\partial \sigma}. \quad (3)$$

En el caso más simple de movimientos coplares y despreciando la excentricidad de Júpiter, se puede probar que la parte relevante de R es

$$R \sim m_J e^q \cos \sigma, \quad (4)$$

siendo m_J la masa de Júpiter, e la excentricidad del asteroide y σ el ángulo crítico

$$\sigma = (p + q)\lambda_J - p\lambda - q\varpi, \quad (5)$$

donde λ se refiere a las longitudes medias. El ángulo crítico es el que define cuán profundo se encuentra el asteroide en la resonancia. Si presenta pequeñas libraciones, nos indica que el asteroide está capturado en una región profunda, mientras que si la amplitud es grande, se encuentra en un borde y fácilmente podría escapar. Tenemos entonces que

$$\frac{da}{dt} \propto m_J e^q \sin \sigma, \quad (6)$$

de donde deducimos que la amplitud máxima de la libración es $\propto m_J e^q$. Puede verse que en este modelo los puntos de equilibrio están en $\sigma = 0^\circ$ o $\sigma = 180^\circ$. Sin embargo, en el caso de resonancias externas de tipo 1: x , R es más compleja y los puntos de equilibrio están en posiciones que dependen de la excentricidad orbital, razón por la cual estas resonancias se llaman “asimétricas” (Beaugé, 1994).

Podemos entonces definir un ancho de la resonancia en a expresado en ua que depende de la excentricidad, del orden de la resonancia y de la masa del perturbador y que tiene forma de V en el plano (a, e) . Cuando e es muy pequeña o el orden q es grande, las resonancias son muy débiles y angostas; pero a medida que consideramos excentricidades mayores, las resonancias se vuelven más

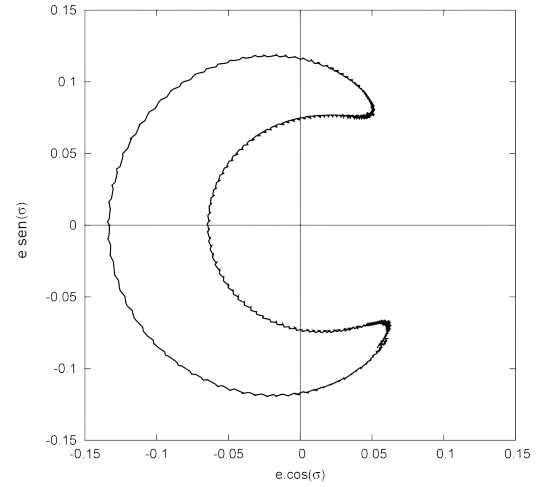


Figura 4: Típica trayectoria de libración de un asteroide resonante.

anchas y pueden llegar a superponerse generando una dinámica caótica. Los objetos muy excéntricos como los cometas suelen evolucionar saltando de una resonancia a otra hasta su destrucción física por efecto de la radiación solar. Las libraciones en a están correlacionadas con libraciones en e y esto da lugar a las famosas trayectorias tipo banana como se muestra en la Fig. 4. Como se puede ver en la figura, en este caso el ángulo crítico libra en torno de un punto de equilibrio estable ubicado en $\sigma = 180^\circ$. Si el asteroide no estuviera en resonancia, el ángulo crítico circularía de 0° a 360° en un sentido o en otro dependiendo del valor de su semieje, y la figura sería aproximadamente un círculo con centro próximo al origen, es decir que mientras circula el ángulo crítico, la excentricidad prácticamente no varía. En un movimiento resonante siempre se verifica que las oscilaciones en σ están correlacionadas con las de a y e . Se puede probar que cuanto más fuerte es la resonancia más alta es la frecuencia de libración.

La teoría para órbitas inclinadas respecto al planeta perturbador es considerablemente más complicada, pues la función R también lo es. Ésta es una sumatoria de varios términos resonantes y la dinámica final es el resultado de la suma de todos estos efectos, generándose lo que se conoce como múltiple (Murray & Dermott, 1999). Ignorando la excentricidad y la inclinación de Júpiter, se puede probar que los términos más importantes de R en la resonancia genérica $k_2:k_1$ son del tipo

$$R = m_J \sum_j C_j(a, e, i) \cos(\sigma_j) \quad (7)$$

con

$$\sigma_j = k_1\lambda + k_2\lambda_J + k_3\varpi + k_4\Omega, \quad (8)$$

donde k_3 y k_4 pueden ser arbitrarios pero deben verificar:

$$k_1 + k_2 + k_3 + k_4 = 0 \quad (9)$$

y donde el término principal verifica

$$C_0(a, e, i) \propto e^{|k_3|} (\sin i)^{|k_4|}, \quad (10)$$

lo que da lugar a resonancias tipo excentricidad cuando $k_4 = 0$, tipo inclinación cuando $k_3 = 0$ o mixtas cuando ambos k son no nulos. En el caso general con órbitas

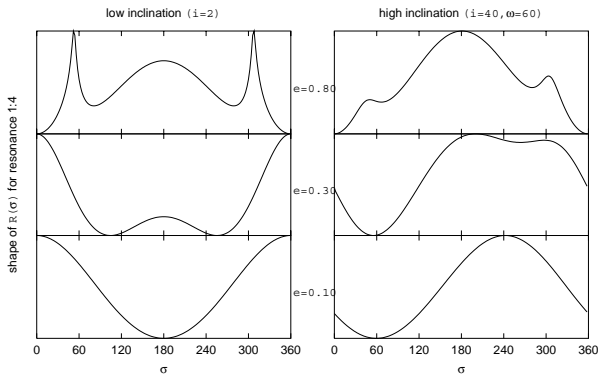


Figura 5: $R(\sigma)$ para diferentes excentricidades e inclinaciones para la resonancia externa 1 : 4. Los puntos de equilibrio estable se encuentran en los mínimos. Adaptado de Gallardo (2006).

excéntricas e inclinadas existirán varios ángulos críticos para una misma resonancia $k_2:k_1$

$$\sigma_j = k_1\lambda + k_2\lambda_J + k_3\varpi + k_4\varpi_J + k_5\Omega + k_6\Omega_J, \quad (11)$$

donde k_3, k_4, k_5, k_6 pueden ser arbitrarios siempre que verifiquen que la suma de todos los k_i sea 0. Si bien los σ_j pueden ser un conjunto infinito, sólo son relevantes dinámicamente algunos de ellos. Finalmente digamos que si alguno de los σ_j relevantes dinámicamente tiene una frecuencia de oscilación conmensurable con la frecuencia de circulación del nodo o del perihelio, se produce una “resonancia secundaria”. Ésta existe en determinadas regiones del espacio (a, e, i) y genera una difusión caótica a lo largo de la misma.

2.3. Métodos numéricos

Los métodos analíticos nos permiten identificar los efectos dinámicos de cada uno de los términos de R por separado, es decir nos permiten encontrar las causas de las dinámicas observadas, pero la complejidad de la manipulación algebraica involucrada en la resolución puede ser tan grande que a veces es preferible calcular $R(\sigma)$ numéricamente y a partir de esto deducir el movimiento. Si queremos tener un panorama global de la localización y fuerza de todas las resonancias en un sistema planetario es necesario apelar a un método numérico como el que presentamos en Gallardo (2006). La idea es calcular la perturbación promedio que sufre un asteroide en resonancia con elementos orbitales que se suponen fijos. La construcción numérica de $R(\sigma)$ nos permite hallar los puntos de equilibrio para órbitas resonantes con elementos orbitales arbitrarios, lo cual sería muy difícil de obtener por métodos puramente analíticos. La Fig. 5 nos muestra un ejemplo en donde podemos apreciar cómo cambia la forma de $R(\sigma)$ y sus puntos de equilibrio según cual sea la excentricidad e inclinación del asteroide.

A partir de $R(\sigma)$ definimos como “fuerza” de la resonancia a la semiamplitud de la variación de R . De esta manera podemos obtener un atlas de posiciones y fuerzas de todas las resonancias con todos los planetas en un cierto rango de semiejes orbitales. En la Fig. 6 podemos ver este atlas para la región transneptuniana

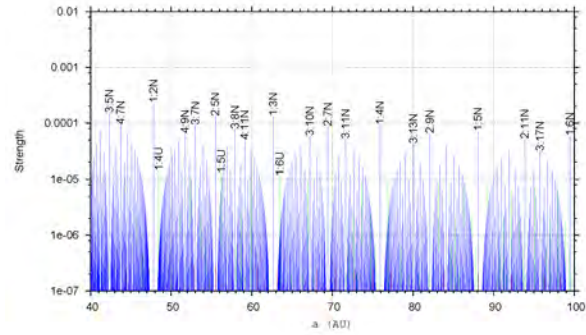


Figura 6: Atlas de resonancias entre 40 ua y 100 ua. Adaptado de Gallardo (2006).

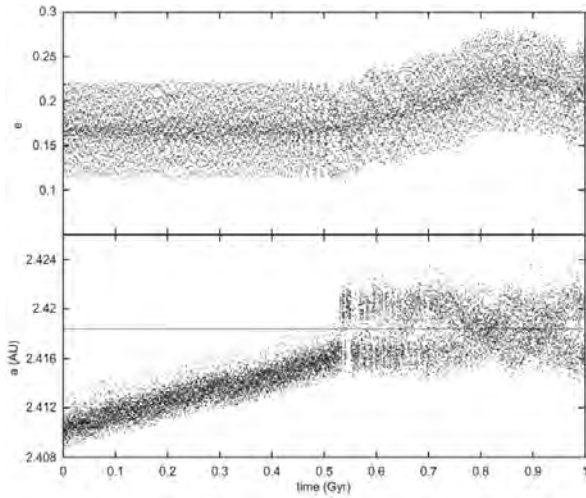


Figura 7: Simulación de un asteroide ficticio migrando por efecto Yarkovsky que queda atrapado por *stickiness* en la resonancia 1 : 2 con Marte, cuya localización en a se indica con la línea horizontal. Obsérvese el cambio en el comportamiento de la excentricidad al entrar en régimen de *stickiness*. Adaptado de Gallardo et al. (2011).

donde queda en evidencia lo relevante que son las resonancias asimétricas tipo 1 : x con Neptuno, pues son las más fuertes y además están desprovistas de resonancias próximas que las perturben. La fuerza así definida puede ser relacionada con el ancho en ua de la resonancia (Soja et al., 2011).

Otra característica importante de las resonancias es el *stickiness* o pegajosidad, que es la capacidad para retener órbitas pegadas a la resonancia pero por fuera de la misma, es decir órbitas que evolucionan en la región del borde. Esto ocurre frecuentemente con los asteroides que migran por efecto Yarkovsky (Bottke et al., 2006) y son capturados temporariamente por este mecanismo como se muestra en la Fig. 7. La fuerza y el *stickiness* también están correlacionados como lo probaron Lykawka & Mukai (2007) en la región transneptuniana. Recientemente, Milić Žitnik & Novaković (2016) probaron que la fuerza también está relacionada con el tiempo durante el cual es retenido un asteroide en la resonancia.

Morais & Namouni (2013b,a) estudiaron la estabilidad de resonantes en órbitas de alta inclinación y

retrógradas y encontraron resultados en extremo curiosos, como por ejemplo que un objeto coplanar coorbital con Júpiter pero retrógrado es estable para ciertas condiciones iniciales. Lo notable es que esta predicción teórica, que parece absurdo pensar en aplicarla a la naturaleza, ya se confirmó con la existencia del objeto 2015 BZ509, coorbital con Júpiter y con inclinación de 163° . En los cometas retrógrados son muy frecuentes las resonancias como lo acabamos de estudiar en un trabajo a publicar con colegas de nuestro grupo.

3. Resonancias seculares y mecanismo de Kozai-Lidov

3.1. Resonancias seculares

Olvidémonos del movimiento orbital y pensemos en las órbitas como figuras geométricas. Las órbitas de los planetas oscilan así como las de los cuerpos menores. Cuando estas oscilaciones resultan conmensurables tenemos las llamadas resonancias seculares. Por ejemplo, si la frecuencia de circulación de la dirección del perihelio de un asteroide es igual a la del perihelio de Saturno (planeta 6) entonces el asteroide experimentará la resonancia secular ν_6 . Estas resonancias no ocurren en valores fijos de a como con las de movimientos medios, sino que tenemos un vínculo funcional $a(e, i)$ (Knezevic et al., 1991). Algunas son muy fuertes y pueden generar notables cambios en las órbitas de los cuerpos menores, como en el ejemplo de la Fig. 8. En escalas del orden de $10^5 - 10^6$ años la excentricidad puede aumentar tanto que la distancia perihélica q puede llegar a ser inferior a 1 ua, pudiendo ocurrir una colisión con la Tierra. De hecho, las resonancias seculares son una de las principales fuentes de meteoritos. Si no hay impacto con los planetas interiores ni ningún encuentro suficientemente próximo como para ser expulsado de la resonancia secular, la distancia perihélica puede tender a cero generándose una colisión con el Sol, es decir un *sungrazer*. En un modo general las resonancias seculares ocurren cuando una de las frecuencias propias de la órbita del objeto puede escribirse como una combinación sencilla entre una o más frecuencias fundamentales del sistema planetario (Carruba & Michtchenko, 2007).

3.2. Mecanismo de Kozai-Lidov (KL)

Es un efecto dinámico de largo plazo, es decir secular, que puede ser considerado como un tipo de resonancia secular pues ocurre cuando la frecuencia propia asociada a la longitud del perihelio es igual a la de la longitud del nodo; en consecuencia, se observa que el argumento del perihelio $\omega = \varpi - \Omega$ oscila. Este mecanismo está muy bien estudiado suponiendo que los planetas perturbadores tienen órbitas coplanares y circulares, lo cual lleva a que la componente del momento angular perpendicular al plano del sistema se conserve, y en consecuencia la excentricidad y la inclinación tengan oscilaciones acopladas con la oscilación de ω . Estas oscilaciones pueden ser muy grandes y llevar a cambios orbitales como vemos en la Fig. 9. El método para estudiar estos efectos consiste en sustituir los planetas puntuales por anillos circula-

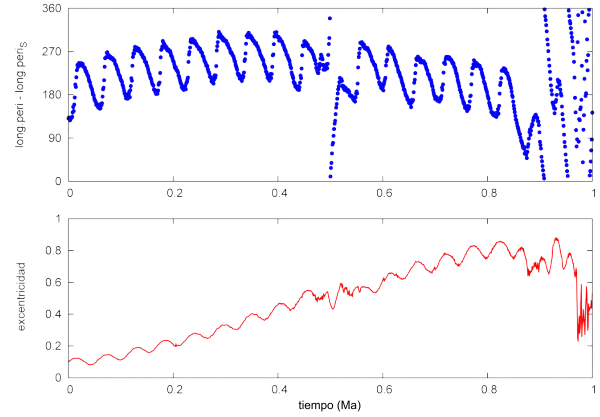


Figura 8: Asteroide ficticio evolucionando en la resonancia secular ν_6 . La dirección de su perihelio varía con la misma frecuencia que la dirección del perihelio de Saturno, ϖ_S , lo que genera un incremento progresivo de la excentricidad acoplada con la evolución de $\varpi - \varpi_S$.

res de materia ya sea analíticamente o numéricamente, lo que lleva a que el potencial gravitacional del sistema sea independiente del tiempo y como consecuencia la energía total de la partícula en estudio sea constante, lo que permite estudiar la dinámica mediante curvas de nivel de energía llamadas mapas de Kozai. Este efecto es típico en objetos de alta inclinación y retrógrados como los cometas y los satélites irregulares.

Tanto las resonancias seculares como el mecanismo KL suelen aparecer también dentro de las resonancias de movimientos medios. En estos casos las variaciones orbitales pueden ser extremas como ocurre en la región transneptuniana, en donde objetos con perihelios inicialmente próximos a la órbita de Neptuno por este mecanismo pueden crecer y llegar hasta $q = 60$ ua o más (Fig. 10) convirtiéndose en un objeto desacoplado del disco, es decir, que no tiene un vínculo con las perturbaciones directas de Neptuno y por lo tanto resultaría difícil explicar su existencia a menos que se apele a un compañero solar desconocido (Gomes et al., 2005; Gallardo et al., 2012).

4. Resonancias de tres cuerpos

Consideremos dos planetas P_1 y P_2 que no están en resonancia mutua. Consideremos un asteroide P_0 que tampoco está en resonancia ni con P_1 ni con P_2 pero sin embargo su movimiento medio n_0 verifica

$$k_0 n_0 + k_1 n_1 + k_2 n_2 = 0. \quad (12)$$

En este caso decimos que el asteroide se encuentra en una resonancia de tres cuerpos con P_1 y P_2 . Su efecto dinámico, aunque muy débil, puede ser verificado numéricamente y de hecho existen miles de asteroides evolucionando en este tipo de resonancias (Smirnov & Shevchenko, 2013). Algunas de las concentraciones de asteroides que se aprecian en la Fig. 3 son generadas por resonancias de tres cuerpos con Júpiter y Saturno. Una de las primeras resonancias estudiadas en la historia de la mecánica celeste fue la resonancia laplaciana que es la que verifican los satélites galileanos. Si bien

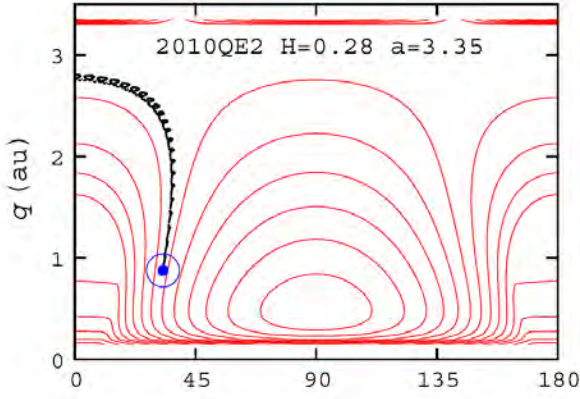


Figura 9: Mapa de Kozai (curvas rojas) para un asteroide que se aproxima a la Tierra. En las abscisas se indica el argumento del perihelio, ω , y en las ordenadas la distancia perihélica, q . La posición actual está marcada con un círculo azul y la línea en negra muestra el camino recorrido en los últimos 10^4 años. Véase el cambio de distancia perihélica que este mecanismo es capaz de generar. Adaptado de Fernández et al. (2014).

las duplas Io–Europa y Europa–Ganímedes están cada una en la resonancia 2 : 1, éstas son casi inexistentes dinámicamente pues las excentricidades de los satélites son muy pequeñas, por lo cual el efecto dinámico más importante debería ser el de la resonancia de tres cuerpos $n_I - 3n_E + 2n_G$ que resulta de la superposición de las dos resonancias de dos cuerpos (Ferraz-Mello, 1979). Un estudio analítico de estas resonancias es en extremo complejo debido a que la función perturbadora también lo es. En principio R tendría la forma

$$R = m_1 m_2 \sum_j C_j \cos(\sigma_j), \quad (13)$$

donde los C_j son funciones de los elementos (a, e, i) de los tres cuerpos y los σ_j son funciones lineales de las variables $(\lambda, \varpi, \Omega)$ para los tres cuerpos, lo que significa que hay 18 parámetros involucrados. Hasta la fecha no existe ningún trabajo analítico que trate el caso general; en cambio, existen algunos trabajos que desarrollan el caso plano, es decir las tres órbitas coplanares (Nesvorný & Morbidelli, 1999; Quillen, 2011). Los efectos dinámicos son similares a los de las resonancias de dos cuerpos pero de menor magnitud, pues R está factorizada por el producto de las masas de los planetas expresadas en masas solares, que es un pequeño parámetro siempre.

En Gallardo (2014) desarrollamos un método numérico que permite estimar la amplitud de variación de $R(\sigma)$ y con ello tener una idea de la fuerza de las resonancias de tres cuerpos. Aplicando este método encontramos que las libraciones asimétricas son más comunes que en el caso de resonancias de dos cuerpos y también pudimos estimar la fuerza de decenas de miles de resonancias de tres cuerpos involucrando todos los posibles pares de planetas en el Sistema Solar. De esta forma construimos un atlas global que presentamos en la Fig. 11.

Tanto por vía analítica como numérica se puede probar que las resonancias más fuertes son las de orden cero,

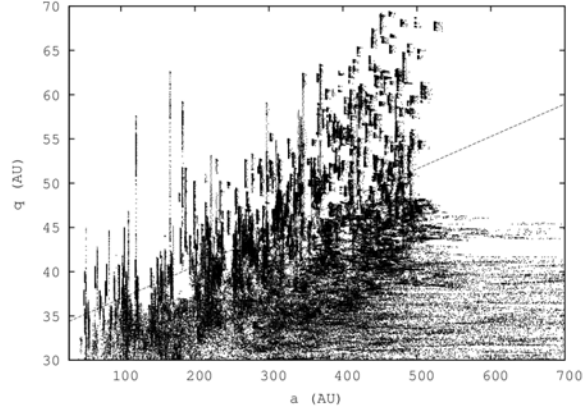


Figura 10: Superposición de estados orbitales de 700 partículas evolucionando por 1000 millones de años en la región transneptuniana. Las líneas verticales ponen en evidencia el efecto KL (grandes cambios en q) mientras permanecen capturadas en resonancias de movimientos medios con Neptuno (a constante). Adaptado de Gallardo et al. (2012).

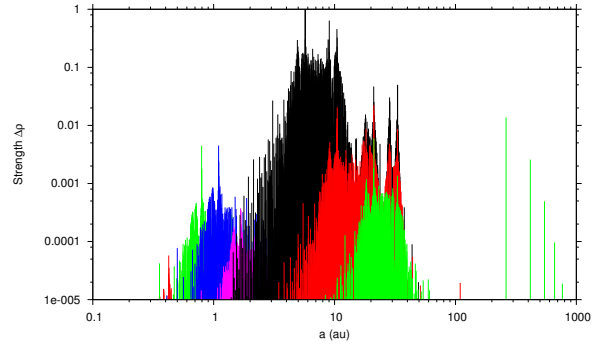


Figura 11: Atlas de resonancias de tres cuerpos en el Sistema Solar. Las resonancias que involucran a Mercurio y a algún otro planeta, pocas y a la izquierda, están en rojo. Las que involucran a Venus y algún otro planeta externo a Venus en verde, en azul las de la Tierra con planetas externos, lila las de Marte, negro para las de Júpiter, rojo para las de Saturno y en verde las de Urano y Neptuno. Adaptado de Gallardo (2014).

es decir, las que cumplen $k_0 + k_1 + k_2 = 0$. En este caso la relación de resonancia puede escribirse como

$$k_1(n_1 - n_0) + k_2(n_2 - n_0) = 0, \quad (14)$$

lo que significa que los cuerpos P_1 y P_2 están en resonancia mutua de dos cuerpos $k_1 : k_2$ cuando se los observa desde el sistema rotante que gira según el movimiento medio del objeto P_0 . Esto hace que las resonancias de orden cero sean las más fuertes y además se prueba que su fuerza es independiente de las excentricidades e inclinaciones. Lo cual implica que incluso órbitas de excentricidad cero sienten los efectos de las resonancias de tres cuerpos, que es una diferencia importante con las de dos cuerpos, en las que es necesario que alguno de los objetos sea excéntrico, de lo contrario la fuerza sería nula, con excepción del caso de los troyanos que es justamente una resonancia 1:1, o sea de orden cero.

Aunque más débiles, el número de resonancias de tres cuerpos en el Sistema Solar es muy superior al de las resonancias de dos cuerpos pues el número posible de combinaciones es mayor. Esto hace que en ciertas regiones del Sistema Solar la concentración de resonancias sea tan alta que para ciertas excentricidades comienza a haber superposición lo que lleva a una difusión caótica. Es interesante notar que la región menos densa de resonancias de dos y tres cuerpos dentro del sistema planetario es la región que coincide con el cinturón de asteroides (Fig. 12). Allí existen resonancias muy fuertes pero son pocas.

5. Conclusiones

Existen infinitas combinaciones de conmensurabilidades en los objetos del Sistema Solar pero sólo algunas de éstas son dinámicamente relevantes, y hallarlas es el principal desafío. Los objetos capturados en resonancias de movimientos medios ya sea por migración orbital o por evolución caótica presentan cierta resistencia a ser expulsados de las mismas, lo que genera concentraciones. Pero cuando la resonancia es muy inestable se genera una falla y se convierte en una especie de región prohibida. Las inestabilidades pueden ser propias de la resonancia pero en general son producidas por resonancias seculares, secundarias o por el mecanismo KL actuando dentro de la misma. Para altas excentricidades orbitales el espacio de semiejes está saturado de resonancias, por lo que objetos como los cometas suelen evolucionar en un mar de caos generado por la superposición de las mismas. Algunas resonancias seculares y el mecanismo KL, especialmente dentro de resonancias de movimientos medios, pueden generar grandes variaciones en (e, i) , siendo una de las principales causas de la existencia de objetos rasantes con el Sol. Son también el principal mecanismo que genera asteroides con órbitas de colisión con la Tierra y meteoritos. En la región transneptuniana pueden ser la causa de la existencia de los objetos desacoplados como alternativa a la hipótesis de la existencia de un compañero solar no descubierto. Para órbitas de muy baja excentricidad las resonancias de dos cuerpos son tan débiles que las de tres cuerpos de orden cero pueden ser más fuertes como ocurre con los satélites galileanos capturados en la resonancia laplaciana. Varias gráficas, tablas y códigos para cálculo de resonancias están disponibles en <http://www.fisica.edu.uy/~gallardo/atlas/>.

Agradecimientos: Agradezco a los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la AAA, por la invitación a participar de un estimulante encuentro y por su apoyo económico.

Referencias

- Batygin K., 2015, MNRAS, 451, 2589
 Beaugé C., 1994, Cel. Mech. and Dyn. Ast., 60, 225
 Bottke Jr. W. F., et al., 2006, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 34, 157
 Carruba V., Michtchenko T. A., 2007, A&A, 475, 1145
 Fernández J. A., et al., 2014, Icarus, 238, 1

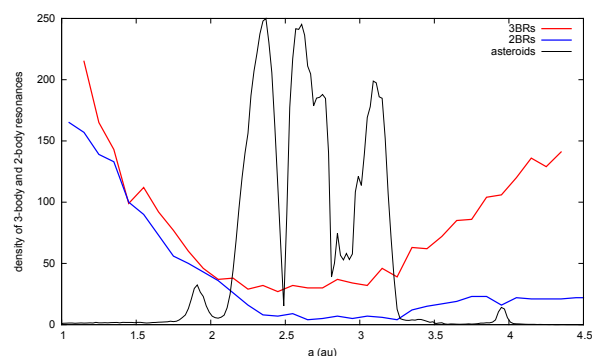


Figura 12: Densidad de resonancias de dos y de tres cuerpos en la región de los asteroides superpuesta con un histograma de semiejes orbitales. Adaptado de Gallardo (2014).

- Ferraz-Mello S., 1979, Dynamics of the Galilean satellites - an introductory treatise. Universidade de São Paulo
 Ferraz-Mello S., ed. 2007, Canonical Perturbation Theories - Degenerate Systems and Resonance, Vol. 345 of Astrophysics and Space Science Library
 Gallardo T., 2006, Icarus, 184, 29
 Gallardo T., 2014, Icarus, 231, 273
 Gallardo T., Hugo G., Pais P., 2012, Icarus, 220, 392
 Gallardo T., et al., 2011, Icarus, 214, 632
 Gomes R. S., et al., 2005, Cel. Mech. and Dyn. Ast., 91, 109
 Knezevic Z., et al., 1991, Icarus, 93, 316
 Lykawka P. S., Mukai T., 2007, Icarus, 192, 238
 Milić Žitnik I., Novaković B., 2016, ApJL, 816, L31
 Morais M. H. M., Namouni F., 2013a, MNRAS, 436, L30
 Morais M. H. M., Namouni F., 2013b, Cel. Mech. and Dyn. Ast., 117, 405
 Morbidelli A., 2002, Modern celestial mechanics: aspects of solar system dynamics. CRC Press
 Murray C. D., Dermott S. F., 1999, Solar system dynamics. Cambridge University Press
 Nesvorný D., et al., 2002, Asteroids III, pp 379-394
 Nesvorný D., Morbidelli A., 1999, Cel. Mech. and Dyn. Ast., 71, 243
 Quillen A. C., 2011, MNRAS, 418, 1043
 Smirnov E. A., Shevchenko I. I., 2013, Icarus, 222, 220
 Soja R. H., et al., 2011, MNRAS, 414, 1059



FOTOMCAP: a new quasi-automatic code for high-precision photometry

R. Petrucci^{1,2} & E. Jofré^{1,2}

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contact / romina@oac.unc.edu.ar

Resumen / La búsqueda de planetas parecidos a la Tierra utilizando la técnica de tránsitos ha impulsado el desarrollo de estrategias que permiten obtener curvas de luz cada vez más precisas. En este contexto desarrollamos el programa FOTOMCAP. Éste es un código cuasi-automático en lenguaje de programas IRAF que emplea el método de corrección por apertura y permite obtener curvas de luz de alta precisión. En esta contribución describimos cómo funciona el nuevo código y mostramos los resultados obtenidos para curvas de luz de tránsitos planetarios.

Abstract / The search for Earth-like planets using the transit technique has encouraged the development of strategies to obtain light curves with increasing precision. In this context we developed the FOTOMCAP program. This is an IRAF quasi-automatic code which employs the aperture correction method and allows to obtain high-precision light curves. In this contribution we describe how this code works and show the results obtained for planetary transits light curves.

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

1. Introduction

To date, more than 1900 extrasolar planets* have been discovered using different detection methods. Almost 50 per cent of these new worlds were found by the KEPLER satellite (Borucki et al., 2010) through the techniques of transit (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000) and transit timing variations or TTV (Holman & Murray, 2005). The analysis of data provided by the mission has revealed a wide variety of planetary systems. Some of the most amazing discoveries include the existence of Earth-like planets located in the habitable zone of their stars (Quintana et al., 2014; Jenkins et al., 2015), multi-planetary systems with more than one transiting planet (Masuda et al., 2013; Becker et al., 2015), or disintegrating minor planets orbiting a white dwarf (Croll et al., 2015).

For ground-based observatories, the detection of light curves with shallow minima caused by small transiting planets represents an enormous challenge. Besides the precautions taken to acquire the best possible data, it is highly desirable that the procedure to obtain differential magnitudes ensures the determination of the most precise light curves. In this sense, almost all the groups carrying out systematic photometric follow-ups to find planets have developed their own pipelines to analyse the photometric data. However, most of these codes are not publicly available.

In this contribution we present the quasi-automatic program FOTOMCAP, written in IRAF language, developed to determine precise instrumental magnitudes. In Sec. 2, we describe the code. In Sec. 3, we examine pos-

sible differences between the results obtained with FOTOMCAP and those with our previous code FOTOMCC. In Sec. 4 we compare several algorithms to determine the stellar centre and flux, and the sky level value. Finally, in Sec. 5 we present our conclusions.

2. The FOTOMCAP code

The aim of this program is to automatically measure instrumental magnitudes of several stars that belong to a same field for which a large number of images is available, which is the usual scenario in the study of planetary transits or variable stars. As input, this code requires: a) all the images of the field under study, b) the values of different parameters that characterize the employed CCD (i.e. readout noise, gain, and saturation level) and the telescope (i.e. primary mirror diameter and the elevation of the observatory above sea level), c) a file with information provided by the DAOFIND task of an *i*-number of previously selected bright and isolated field stars, and d) a reference image. This reference image is chosen by the user considering that it contains all the stars of interest and where each one presents an optimum level of analog-to-digital units (ADUs). As last requirement, FOTOMCAP needs a shift estimation (in pixels) of the positions of the stellar objects with respect to those of the reference image. Once the centres of all the stars in all the images are identified, the code carries out a sequence of fully automatic steps to measure the instrumental magnitude of each star in each image by applying the method of aperture correction (Howell, 1989; Stetson, 1990). This method is performed by the program as follows:

*<http://exoplanet.eu/catalog/>

1) Magnitudes of the selected bright and isolated stars are computed in two different ways:

- Growth curves: it consists in measuring different magnitudes for the same star by applying larger and larger apertures each time. The final magnitude adopted for the star, m_{CC} , will be the one that remains unchanged in spite of the fact that the aperture size continues to increase.
- Signal-to-noise ratio (SN) curves: it consists in determining the value of SN (see Sec. 2.1) for the same star by applying larger and larger apertures each time. The final magnitude adopted for the star, m_{SN} , will be that calculated considering the aperture size for which SN is maximum.

For the determination of both, m_{CC} and m_{SN} , the code employs the PHOT task within the DAOPHOT package. The values of sky used to determine the stellar centre and full-width-half-maximum (FWHM) required by PHOT, are automatically measured by FOTOMCAP in the surrounding area of each star and considering the brightest stars in the field, respectively. The sky ring inner radius (annulus) is computed as the selected aperture size plus 5 pixels, its thickness (annulus) is fixed in 5 pixels and the sky level value inside it is calculated by the algorithm MODE (see Sec. 4).

2) For each one of these i -stars, the program computes the $\Delta m_i = (m_{CC} - m_{SN})_i$ difference, and for every image obtains a Δm value calculated as the median of the Δm_i . The Δm value determined for a given image constitutes the aperture correction for that image.

3) Finally, the instrumental magnitude, m_{ins} , of every star in the field is obtained as $m_{ins} = m_{SN} + \Delta m$ for each image, where m_{SN} is computed as we mentioned in 1). The adopted errors are those computed by the PHOT task.

Once FOTOMCAP stops running, it creates three files: one containing relevant information, including the instrumental magnitudes and errors of all the stars in each image, and the other two with the sky level and FWHM values measured for all the images.

2.1. Determination of SN

The code automatically computes the SN through the expression given by Merline & Howell (1995),

$$SN = \frac{N_{\star}}{\sqrt{N_{\star} + \left(n_{\text{pix}} + \frac{n_{\text{pix}}^2}{n_B}\right)(N_S + N_D + N_R^2) + \sigma_S^2}}, \quad (1)$$

where N_{\star} is the total number of photons collected from the star inside the n_{pix} pixels that constitute the used aperture. The quantities N_S , N_D and N_R are the photons per pixel coming from the sky, the dark current, and the readout noise, respectively. In this equation it is assumed that the sky has been

estimated over an annulus covering n_B pixels. The σ_S term represents the contribution from the atmospheric scintillation given by Dravins et al. (1998),

$$\sigma_S = 0.09 N_{\star} \frac{X^{3/2}}{D^{2/3} \sqrt{2t_{\text{exp}}}} e^{(-h/8)}, \quad (2)$$

where X is the airmass, h the observatory altitude in km, D the diameter of the telescope in cm, and t_{exp} is the exposure time in seconds.

3. Comparison with the FOTOMCC code

FOTOMCC (Petrucci et al., 2013, 2015) is a program written in IRAF language, developed to obtain high-precision light curves. Unlike FOTOMCAP, FOTOMCC determines instrumental magnitudes only employing the technique of growth curves. In Fig. 1, we show the light curve of the same planetary transit obtained with the FOTOMCAP (circles) and FOTOMCC (squares) codes. It is important to mention that the differential magnitudes were determined, in both cases, following the procedure described in Petrucci et al. (2013).

In Table 1, we present the standard deviation (σ), useful number of images (N_{ima}), and computer time employed to carry out the photometry (T_{comp}) of the planetary transit obtained with the two codes. The comparison between these values indicates that, in several important aspects, FOTOMCAP considerably improves the results that are obtained with FOTOMCC. For example we can mention an increase in the number of useful images to construct the light curve and a significant decrease in the standard deviation. The only drawback is that the FOTOMCAP code requires up to four times more computing time than FOTOMCC.

Table 1: Comparison between the results obtained with the FOTOMCAP and FOTOMCC codes.

Code	σ (mag)	N_{ima}	T_{comp} [hs]
FOTOMCAP	0.013	901	12
FOTOMCC	0.021	852	3

4. Comparison between the algorithms to determine the stellar centre and flux, and the sky level value

The PHOT task, used to measure instrumental magnitudes, has different algorithms to accurately determine the stellar centre location, to compute the star's flux, and to calculate the background sky value. To establish the most precise algorithm, we compared in each case the standard deviations (σ) of the resulting light curves for a bright star and for a faint one (Table 2). Both objects belong to the same field that the star presenting the planetary transit shown in Figure 1.

As it can be seen, the differences between the values of σ are at most ~ 0.2 mmag for the brightest stars and as much as ~ 7 mmag for the faintest ones. However, it

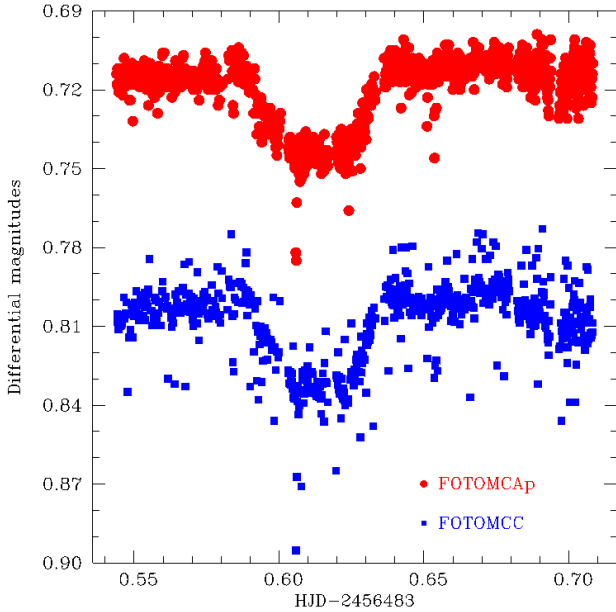


Figure 1: Light curves of the same transit event obtained with FOTOMCAP (circles) and FOTOMCC (squares). The light curves were shifted in the Y axis for better visualization.

is important to notice that for the faint stellar objects these differences appear when the sky value is fitted by the CONSTANT algorithm. If we exclude the results obtained with this algorithm, the differences between the values of σ are at most ~ 3 mmag. Taking into account that what the CONSTANT option does is to fix the sky to a value given by the user, which in this case is the mean of the values of sky automatically measured by FOTOMCAP, this result points out the need of using more complex methods to fit the background level when precise light curves are expected for faint stars.

These results would indicate that, except for the CONSTANT algorithm to determine the sky value, the rest of the algorithms used to center the star, to calculate the stellar flux, and to measure the sky background level would not have a significant influence on the computed instrumental magnitudes.

5. Conclusions

In this contribution we present a new quasi-automatic code, FOTOMCAP, developed in IRAF language. The purpose of this code is to measure instrumental magnitudes of several stars that belong to the same field, by using the method of aperture correction. Our results indicate that FOTOMCAP not only allows to compute light curves with standard deviations smaller than the ones obtained with the FOTOMCC program, but also permits to employ a larger number of images than the one used in our previous code. The only noticeable drawback is that the computation time used by FOTOMCAP is ~ 4 times larger than the one used by FOTOMCC. However, about this last point, we are currently working to improve the code efficiency and, in that way, significantly

Table 2: Standard deviations in magnitude units of the light curves for a bright and a faint star, considering different algorithms to determine the centring, stellar flux and sky level.

Algorithm	σ_{bright}	σ_{faint}
CENTRING		
CENTROID	0.0072	0.035
GAUSS	0.0071	0.035
NONE	0.0071	0.035
OFILTER	0.0071	0.035
STELLAR FLUX		
CONSTANT	0.0072	0.036
CONE	0.0072	0.035
GAUSS	0.0072	0.036
SKY LEVEL		
CENTROID	0.0072	0.037
CONSTANT	0.0073	0.042
CROSSCOR	0.0072	0.036
GAUSS	0.0071	0.038
MEAN	0.0072	0.035
MEDIAN	0.0072	0.036
MODE	0.0072	0.036
OFILTER	0.0072	0.036

reduce the internal calculation time.

Acknowledgements: R. P. and E. J. acknowledge the financial support from CONICET in the form of postdoctoral fellowships. We also thank the financial support provided by the local organization committee to attend the 58th Meeting of the Argentine Astronomical Society. Finally, we thank the anonymous referee for his/her useful comments and suggestions, which helped to improve the quality of this paper.

References

Becker J. C., et al., 2015, ApJL, 812, L18
 Borucki W. J., et al., 2010, Science, 327, 977
 Charbonneau D., et al., 2000, ApJL, 529, L45
 Croll B., et al., 2015, ArXiv e-prints
 Dravins D., et al., 1998, PASP, 110, 610
 Henry G. W., et al., 2000, ApJL, 529, L41
 Holman M. J., Murray N. W., 2005, Science, 307, 1288
 Howell S. B., 1989, PASP, 101, 616
 Jenkins J. M., et al., 2015, AJ, 150, 56
 Masuda K., et al., 2013, ApJ, 778, 185
 Merline W. J., Howell S. B., 1995, Experimental Astronomy, 6, 163
 Petrucci R., et al., 2015, MNRAS, 446, 1389
 Petrucci R., et al., 2013, ApJL, 779, L23
 Quintana E. V., et al., 2014, Science, 344, 277
 Stetson P. B., 1990, PASP, 102, 932



Análisis DEM 3D de arcos en regiones activas solares

F.A. Nuevo^{1,2}, C.H. Mandrini^{1,2}, A.M. Vásquez^{1,2,3} & M. López Fuentes²

¹ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

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

³ Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

Contacto / federico@iafe.uba.ar

Resumen / La corona solar se encuentra altamente estructurada por el campo magnético. Debido a sus valores de densidad y temperatura, los arcos magnéticos en las llamadas regiones activas (ARs, por sus siglas en inglés) son directamente observables en los rangos del extremo ultravioleta (EUV) y rayos X blandos. La determinación observacional de la distribución tridimensional (3D) de los parámetros físicos básicos (densidad y temperatura electrónica y el campo magnético) resulta un condicionamiento fundamental de los modelos de calentamiento coronal. En este trabajo desarrollamos una técnica de análisis de la medida de emisión diferencial (DEM, por sus siglas en inglés) que aplicamos a un arco EUV en particular, identificado en imágenes del instrumento *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA), a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO). La DEM se determina una vez que se sustrae la intensidad de fondo y, a partir de sus momentos, se estiman la densidad y temperatura electrónica del plasma en el arco. La estructura 3D del campo magnético correspondiente al arco y su intensidad son modelados a partir de extrapolaciones de campos magnéticos libres de fuerzas lineales basadas en magnetogramas de la AR. En este trabajo mostramos resultados preliminares de la aplicación de nuestra técnica.

Abstract / The solar corona is highly organized by the magnetic field. Because of their temperature and density, magnetic loops are directly observable in active regions (ARs) in the extreme ultraviolet (EUV) and soft X-ray images. The observational determination of the three-dimensional (3D) distribution of basic physical parameters (electronic density and temperature, and magnetic field) is a fundamental constraint of coronal heating models. In this work we develop a technique of differential emission measure (DEM) analysis and we apply it an EUV loop identified in the images of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO). The DEM is determined after background subtraction and the electronic density and temperature in the loop are estimated from its moments. The 3D structure of the magnetic field in the loop and its intensity are modeled using linear force free field extrapolations based on AR magnetograms. In this work we show preliminary results of this technique.

Keywords / Sun: corona — magnetic fields

1. Método

1.1. Datos en ultravioleta extremo y modelado magnético

En una primera etapa de este trabajo buscamos arcos magnéticos en regiones activas (AR, por sus siglas en inglés) que fueran observables en las diferentes bandas del telescopio EUV *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA), a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Identificamos un arco con tales características en la AR 11130 (29-11-2010 a las 20:56 TU). El panel superior de la Fig. 1 muestra la imagen del arco en la banda de 171 Å superpuesta con contornos de 100 y 500 G del magnetograma longitudinal del *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI), a bordo de la misión SDO, correspondiente a la hora de observación más próxima a la de la imagen EUV. Los contornos de color magenta (cian) corresponden a polaridad positiva (negativa) del campo magnético.

Para obtener la geometría 3D del arco observado por AIA, modelamos el campo magnético de la AR usando un modelo de campo magnético libre de fuerzas lineales

(LFFF, por sus siglas en inglés)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad \alpha = \text{cte}, \quad (1)$$

donde α es el parámetro libre del modelo. Como condición de contorno en la fotosfera se utiliza el mismo magnetograma cuyos contornos se muestran en el panel superior de la Fig. 1. El valor de α se determina comparando la proyección 2D sobre el disco solar de las líneas de campo calculadas con los arcos observados en la imagen mostrada en el panel superior de la Fig. 1. En nuestro caso $\alpha = -8.2 \times 10^{-3} \text{Mm}^{-1}$. El panel inferior de la Fig. 1 muestra una selección de líneas de campo del modelo obtenido en color azul y el arco EUV modelado en magenta.

1.2. Sustracción del fondo y reconstrucción de medida de emisión diferencial (DEM)

Para sustraer el fondo de las imágenes en EUV seguimos la metodología descrita en Aschwanden et al. (2013). El perfil transversal de intensidad se ajusta en cada punto del arco con una función gaussiana con tres parámetros libres (amplitud, ancho y centroide) más una recta. La recta se asocia a la variación del fondo y la función

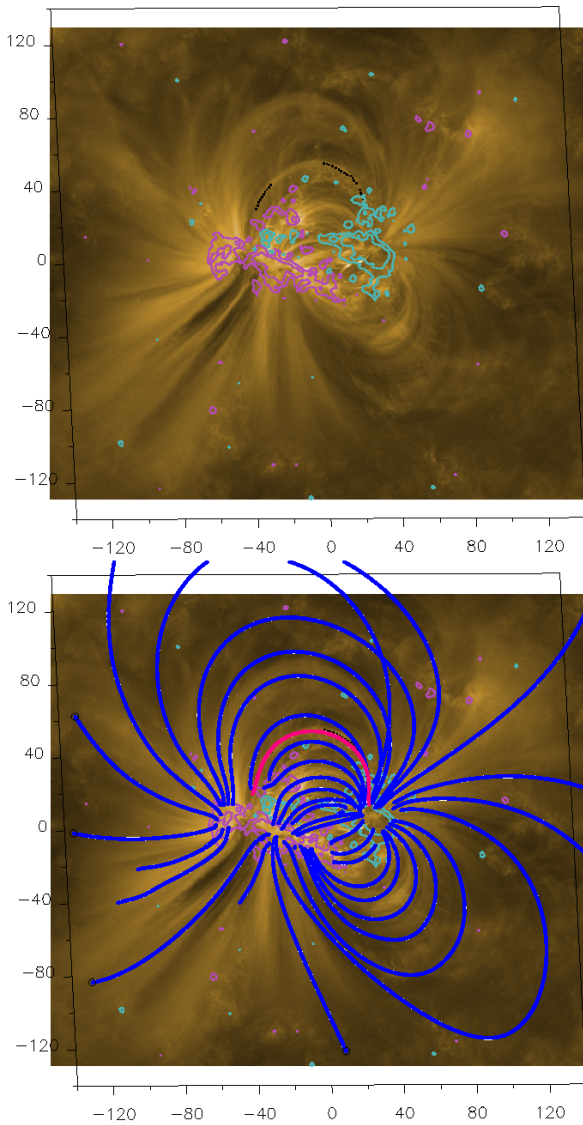
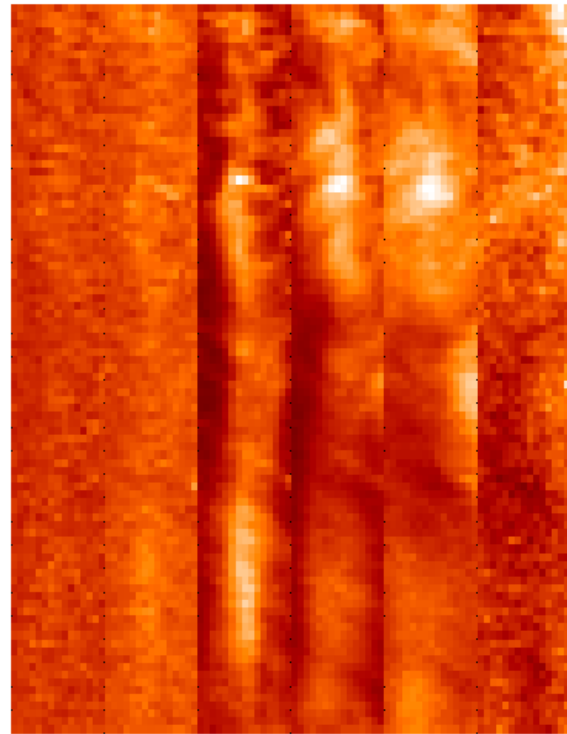


Figura 1: Panel superior: Imagen EUV en la banda de 171 Å de AIA de la AR 11130 (29-11-2010 a las 20:56 TU) donde se seleccionó el arco. Se superponen contornos de 100 y 500 G (ver texto). Los puntos negros indican donde la reconstrucción DEM resulta satisfactoria (ver Sec. 1.2.). Panel inferior: Líneas de campo calculadas a partir del modelo LFFF en color azul y el arco EUV seleccionado en magenta. En ambos paneles los ejes vertical y horizontal están en unidades de Mm. La inclinación de los mismos se debe a que la AR está corrida del centro del disco en longitud.

gaussiana a la distribución de intensidad intrínseca del arco. El panel inferior de la Fig. 2 muestra los perfiles transversales de intensidad y el ajuste obtenido (curva naranja) para una selección de puntos del arco. El diámetro de la sección del arco en un punto puede estimarse como el ancho a mitad de altura de la función gaussiana ajustada.

Una vez sustraído el fondo se utilizan las intensidades resultantes, I_k , para determinar la medida de emisión diferencial (DEM, por sus siglas en inglés) a partir



94 Å 131 Å 171 Å 193 Å 211 Å 335 Å

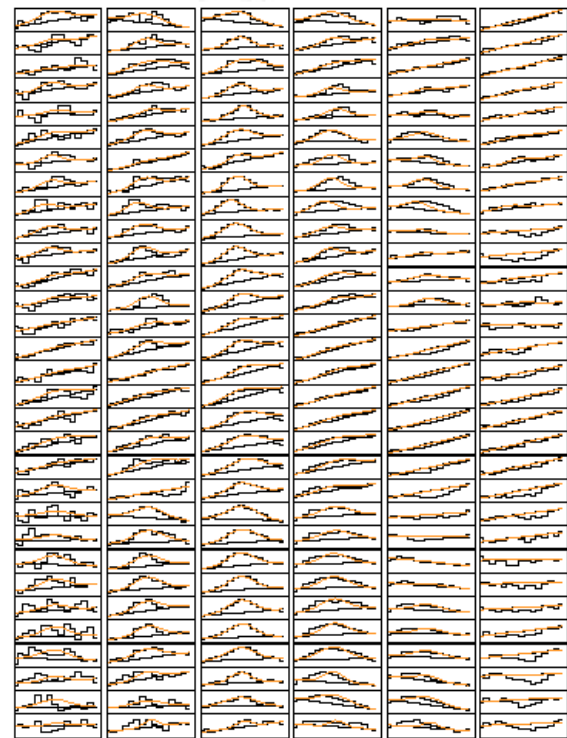


Figura 2: Panel superior: El arco seleccionado, luego de rectificarlo, observado en las 6 bandas coronales de AIA. Panel inferior: Para una selección de puntos del arco mostrado arriba se muestran los perfiles transversales. La curva naranja muestra el ajuste (gaussiana más recta). Las Figuras fueron generadas con AIA_LOOP_AUTODEM.PRO del conjunto de códigos SOLARSOFT.

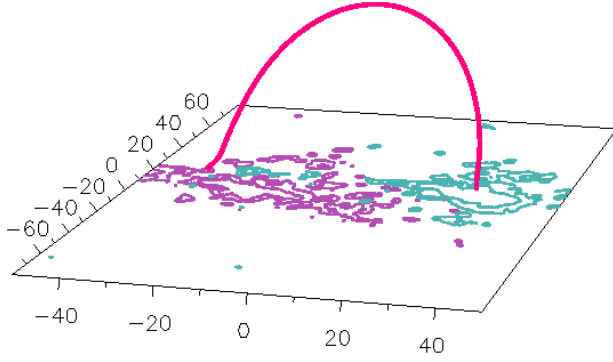


Figura 3: Geometría 3D del arco modelado a partir del modelo LFFF. Sobre la fotosfera se muestran los mismos contornos que en la Fig. 1.

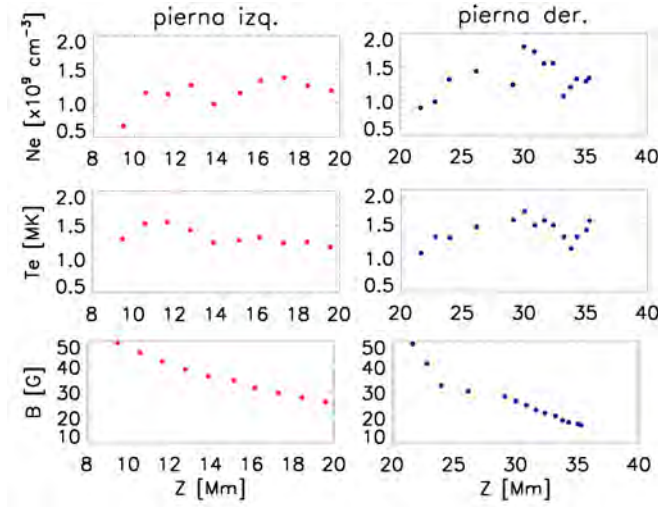


Figura 4: Perfiles de N_e , T_e y B para las 2 piernas del arco en función de la altura desde la fotosfera.

de las siguientes ecuaciones (una por banda k):

$$I_k = \int dT \text{TRF}_k(T) \text{DEM}(T), \quad (2)$$

donde $\text{TRF}_k(T)$ es la respuesta térmica de la banda k . Para la reconstrucción de la DEM utilizamos las bandas de 131, 171, 193 y 211 Å donde hay una señal apreciable del arco considerado como se observa en el panel superior de la Fig. 2. La DEM se modela como una superposición de 4 funciones gaussianas parcialmente condicionadas, con sus anchos y centroides fijos, similar a lo hecho por Nuevo et al. (2015).

Los momentos de orden cero y uno de la DEM son la medida de emisión (EM) y la temperatura electrónica (T_e), respectivamente:

$$\text{EM} = \int dT \text{DEM}(T), \quad (3)$$

$$T_e = \int dT \text{DEM}(T) T / \text{EM}, \quad (4)$$

La densidad electrónica (N_e) se puede calcular a partir

de la EM usando el diámetro, d , del arco:

$$N_e = \sqrt{\text{EM}/d}. \quad (5)$$

El procedimiento se aplica a puntos seleccionados a lo largo de todo el arco. Para los análisis posteriores mantenemos solamente los puntos donde la discrepancia entre las intensidades observadas y las predichas por la DEM sean menores a un 20%. Los puntos negros indicados en el panel superior de la Fig. 1 son los puntos del arco que cumplen dicha condición.

2. Resultados y discusión

Combinando los valores de densidad y temperatura, obtenidos a partir del análisis DEM, con la geometría del arco, reconstruida a partir del modelo LFFF (ver Fig. 3), podemos obtener la distribución 3D de los parámetros de plasma.

La Fig. 4 muestra los perfiles de densidad, temperatura e intensidad de campo magnético (B) en función de la altura desde la fotosfera para las dos piernas del arco analizado. Los puntos en el rango entre 20 y 36 Mm (pierna derecha) corresponden a los puntos negros más altos indicados en el panel superior de la Fig. 1. La altura de la cima del arco es ~ 39 Mm.

La T_e de ambas piernas está comprendida entre 1.0–1.8 MK, mientras que la N_e se encuentra entre $0.9\text{--}2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Los perfiles de B muestran un comportamiento razonable, ya que el campo magnético es más intenso en dirección a la fotosfera. Para poder comparar con un conjunto de modelos de calentamiento necesitaríamos una determinación de densidad y temperatura que incluya la parte superior del arco y, además, analizar su evolución temporal (ver López Fuentes & Klimchuk, 2014).

En este artículo hemos mostrado un ejemplo de aplicación del método de análisis; como trabajo futuro nos proponemos: 1) Estudiar más casos a lo largo de la fase de ascenso del ciclo solar 24, dicho período puede ser estudiado a partir del instrumento AIA. 2) Evaluar las incertezas de la metodología. Las fuentes de error más importantes corresponden a la incerteza radiométrica relativa y absoluta de las bandas del telescopio (Nuevo et al., 2015), la incerteza del método de sustracción de fondo y la incerteza del modelado de la DEM. 3) Comparar los perfiles de densidad y temperatura reconstruidos con los correspondientes a un modelo hidrodinámico 1D.

Agradecimientos: Agradecemos al árbitro anónimo por las valiosas sugerencias y comentarios.

Referencias

- Aschwanden M. J., et al., 2013, *Sol. Phys.*, 283, 5
 López Fuentes M., Klimchuk J. A., 2014, *BAAA*, 57, 231
 Nuevo F. A., et al., 2015, *ApJ*, 811, 128

Discos de polvo en sistemas exoplanetarios múltiples

M. Hobson^{1,2} & M. Gómez^{2,3}

¹ Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / mhobson@oac.unc.edu.ar

Resumen / Investigamos las distribuciones espectrales de energía de 486 estrellas que albergan sistemas planetarios múltiples en busca de posibles discos de polvo en estos sistemas. Estos discos serían remanentes de la formación planetaria, y podrían considerarse como análogos a los cinturones de asteroides y de Kuiper del Sistema Solar. Estimamos temperaturas y radios de los discos para los 79 sistemas con excesos en dos o más filtros. Encontramos que 77 % de los discos tendrían polvo tibio con temperatura en el rango $100 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, en tanto que 22 % contendrían polvo frío con $T < 100 \text{ K}$. Sólo un sistema tiene un disco con polvo caliente con $T = 865 \text{ K}$. El 80 % de los discos se encuentran a menos de 10 ua de las estrellas, y un 35 % a distancias comparables a la del cinturón de asteroides; sin embargo, 96 % son externos a los planetas.

Abstract / We investigate the spectral energy distributions of 486 stars hosting multiple exoplanetary systems, seeking infrared excesses that could indicate the presence of debris disks. These disks would be leftovers of the planetary formation process, and could be considered as analogues of the Solar System's asteroid or Kuiper belts. We estimate disk temperatures and radii for 79 systems with excesses in two or more filters. We find that 77 % of the disks possess warm dust with a temperature in the range $100 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, while 22 % have cold dust with $T < 100 \text{ K}$. Only one system has hot dust with $T = 865 \text{ K}$. 80 % of the disks are within 10 au of the stars, and 35 % at distances comparable to that of the asteroid belt; however, 96 % are external to the planets.

Keywords / planets and satellites: general, rings — stars: statistics

1. Introducción

En los últimos años ha habido un gran incremento de sistemas multiplanetarios conocidos, como se puede ver en *The Exoplanet Encyclopaedia*^{*}. Este incremento, debido en gran parte a los trabajos de Lissauer et al. (2014) y Rowe et al. (2014), los vuelve una muestra atractiva para realizar análisis estadísticos (Fig. 1). En una contribución anterior (Hobson & Gómez, 2015), analizamos la metalicidad de las estrellas huéspedes, la existencia de un orden preferencial en el tamaño de los planetas de cada sistema múltiple, y la relación entre la compactidad de los mismos y la variación de tamaños de los correspondientes planetas.

En este trabajo, investigamos las 486 estrellas que albergan estos sistemas multiplanetarios en busca de posibles discos de polvo. Estos discos serían remanentes de la formación planetaria, y podrían ser análogos al cinturón de asteroides y de Kuiper del Sistema Solar. Para detectar discos, buscamos excesos en infrarrojo en las distribuciones espectrales de energía (SEDs, por sus siglas en inglés).

2. Análisis

Utilizamos la base de datos VOSA^{**} (*VO SED Analyzer* del Observatorio Virtual Español; Bayo et al., 2008)

^{*}www.exoplanet.eu

^{**}en <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa4/>

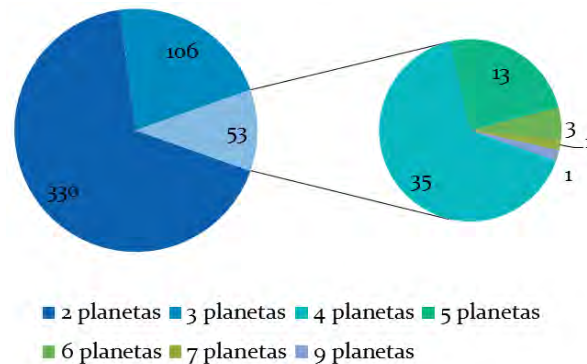


Figura 1: Sistemas multiplanetarios conocidos al 05/10/2015, según cantidad de planetas.

para obtener las SEDs de las 486 estrellas bajo consideración, y ajustarles modelos de cuerpo negro. Esta base permite extraer datos de 29 catálogos, entre los que se cuentan los de *IRAS* y *WISE*. En las Figs. 2 y 3 se muestran las SEDs obtenidas para HD 204313 y Kepler-186, respectivamente. Como puede observarse, HD 204313 no muestra excesos en el infrarrojo, mientras que Kepler-186 sí los presenta.

Para identificar un potencial disco, se definió como criterio de selección excesos de al menos tres veces el flujo predicho por el modelo de cuerpo negro en un filtro infrarrojo, y al menos 1.5 veces el flujo esperado en

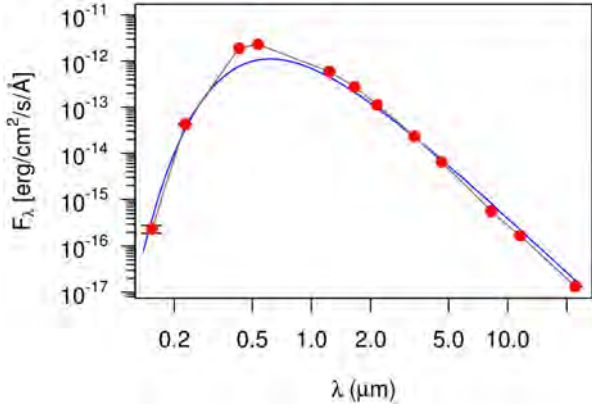


Figura 2: SED para HD 204313, obtenida con VOSA. Los puntos rojos indican los valores observados a los que se les ajustó un modelo de cuerpo negro (curva azul). No muestra excesos en IR.

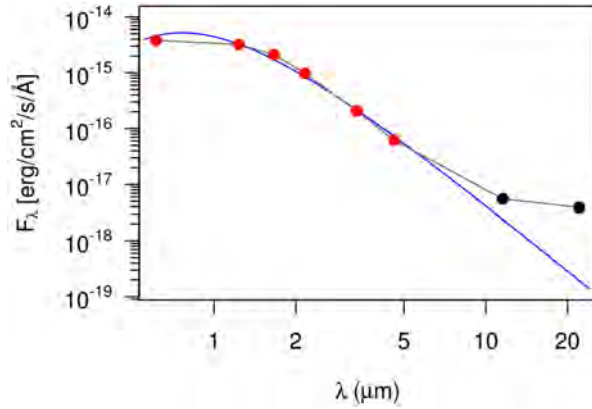


Figura 3: SED para Kepler-186, obtenida con VOSA. Los puntos rojos indican los valores observados a los que se les ajustó un modelo de cuerpo negro (curva azul); los puntos negros, excesos en las bandas W3 (12 μm) y W4 (22 μm) de WISE.

uno o más filtros adicionales. Se inspeccionó visualmente cada SED para verificar que el ajuste represente a los flujos observados, y se comprobó que la temperatura del cuerpo negro ajustado fuera similar a la temperatura estelar. En la Fig. 4 se muestran las cantidades de sistemas con discos (79 sistemas), con excesos en un solo filtro (268 sistemas, que también podrían tener discos bajo un criterio de selección menos restrictivo), sin excesos (87 sistemas), y sin datos en VOSA (45 sistemas).

3. Resultados: parámetros de los discos

Para los 79 sistemas con excesos en dos o más filtros (16 % de la muestra total), derivamos la temperatura y radio de los discos de polvo.

Para la temperatura, usamos la ley de Wien:

$$T \text{ [K]} = \frac{2900}{\lambda_{\text{disco,máx}} \text{ [\mu m]}}, \quad (1)$$

suponiendo que el máximo exceso observado corresponde al pico de la distribución de cuerpo negro. Las SEDs analizadas no incluyen flujos para $\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$, por lo



Figura 4: Sistemas multiplanetarios que presentan o no excesos en IR en sus SEDs.

cual podrían existir excesos en esta región espectral no incluidos en nuestro análisis. Estos excesos corresponderían a temperaturas menores; entonces, la Ec. (1) proporciona una estimación de la temperatura máxima del disco o del polvo más caliente.

El radio del disco puede estimarse por:

$$r \text{ [ua]} = \left(\frac{278.3}{T \text{ [K]}} \right)^2 (L_{\star} \text{ [L}_{\odot}])^{0.5}, \quad (2)$$

con L_{\star} la luminosidad de la estrella y T la temperatura del disco (Wyatt, 2008). Una vez estimada la temperatura máxima a partir de la Ec. (1), la Ec. (2) permite calcular el radio interno del disco asociado, es decir, la separación mínima del disco de la estrella.

La Fig. 5 muestra la distribución de temperatura de los discos de los sistemas analizados; 77 % de los mismos poseen $100 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, en tanto que el 22 % tienen $T < 100 \text{ K}$. Sólo un disco, correspondiente a KELT-6, tiene $T = 865 \text{ K}$. Si bien no existe un consenso absoluto en la literatura, en general se acepta que discos con $T \lesssim 100 \text{ K}$ tienen polvo frío, mientras que los discos con $100 \text{ K} \lesssim T \lesssim 300 - 500 \text{ K}$ poseen polvo tibio, y discos con $T \gtrsim 100 \text{ K}$ tienen polvo caliente. Esta clasificación se corresponde con el rango espectral de mayor emisión: infrarrojo (IR) cercano para el polvo caliente, medio para el tibio y lejano para el frío (ver, por ejemplo, Lawler & Gladman, 2012; Su et al., 2013). La mayoría de los discos detectados poseen polvo tibio. La temperatura promedio, $\bar{T} = 152 \text{ K}$, es similar a la temperatura promedio de los 12 discos en estrellas Kepler estudiados por Ribas et al. (2012), $\bar{T} = 146 \text{ K}$, y se diferencia de la de los 8 discos en sistemas Kepler considerados por Lawler & Gladman (2012), $\bar{T} = 435 \text{ K}$.

Al comparar los radios internos de los discos con los semiejes de las órbitas planetarias, encontramos que en casi todos los casos, los discos se encuentran más alejados de la estrella que los planetas; las únicas excepciones son GJ 682 y NY Vir, cuyos discos son internos a los sistemas planetarios, y KELT-6, cuyo disco se encuentra entre los planetas (Fig. 6). Sin embargo, un 80 % se encuentran dentro de las 10 ua, si bien algunos están mucho más alejados, llegando a más de 200 ua (Fig. 7). A modo de comparación, los objetos del cinturón de asteroides se encuentran a distancias entre 2 y 3 ua del Sol; el 35 % de nuestros discos son internos a las 3 ua. El cinturón de Kuiper, mientras, se extiende entre 30 y 50 ua; 11 % de los discos tienen distancias entre 30 y 200 ua de su estrella.

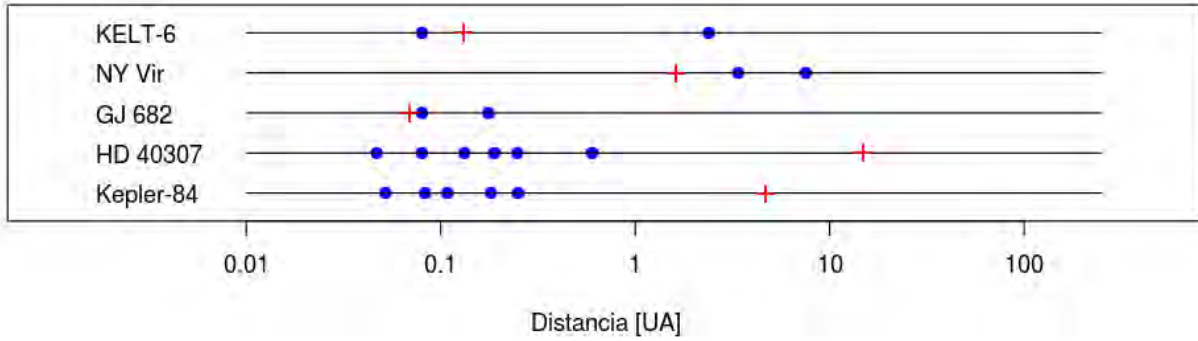


Figura 6: Representación esquemática de las posiciones de los planetas (círculos azules) y discos (cruces rojas) para cinco sistemas con discos: KELT-6, cuyo disco está entre los planetas; GJ 682 y NY Vir, cuyos discos son internos a los sistemas planetarios; HD 40307, el sistema con disco con mayor cantidad de planetas descubiertos por velocidad radial hasta el momento; Kepler-84, el sistema con disco con mayor cantidad de planetas descubiertos por tránsito a la fecha.

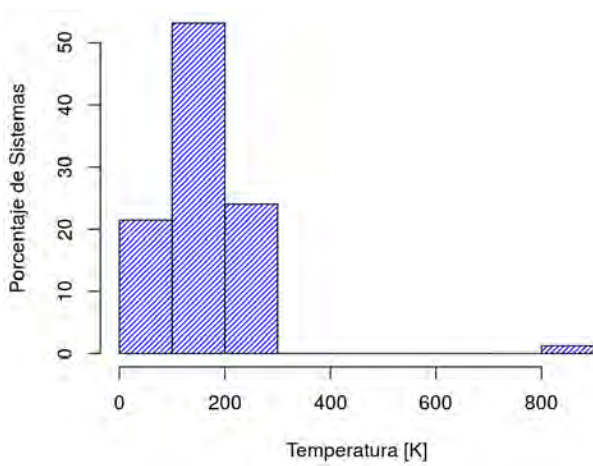


Figura 5: Histograma de temperaturas de los discos para los 79 sistemas con excesos en dos o más filtros. La temperatura promedio es $\bar{T} = 152$ K.

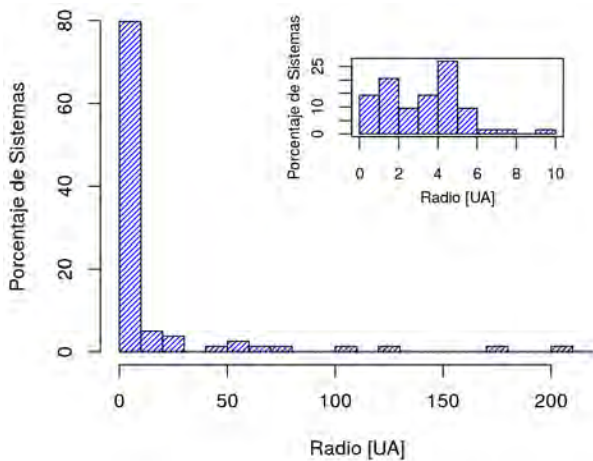


Figura 7: Histograma de radios de los discos. El recuadro muestra los discos de radio menor a 10 ua (primer intervalo del histograma principal).

4. Conclusiones

En esta contribución presentamos el análisis de las SEDs de 486 estrellas que albergan sistemas planetarios múltiples; 79 de ellas (16 % de la muestra) poseen en sus SEDs excesos infrarrojos en al menos dos filtros, que podrían corresponder a discos de polvo. Otros 268 sistemas (59 % de la muestra) con excesos en un filtro infrarrojo podrían también tener discos, bajo un criterio de selección menos restrictivo. Derivamos radios y temperaturas de los discos para los 79 sistemas analizados. Los valores obtenidos indican que 77 % de los mismos tienen polvo tibio con $100 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, en tanto que el 22 % poseen polvo frío, con $T < 100 \text{ K}$. Sólo un sistema (KELT-6) tiene un disco con polvo caliente, con $T = 865 \text{ K}$. El 96 % de los discos son externos a los planetas, si bien el 80 % se encuentran a menos de 10 ua de las estrellas, y un 35 % de los mismos se encuentran a distancias comparables a la del cinturón de asteroides. Finalmente, destacamos el hecho de que no se disponen de observaciones para $\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$ para la mayoría de los sistemas analizados, las cuales permitirían estimar tanto la masa como el radio externo de los discos o anillos circunestelares. Esto posibilitaría una comparación cabal con estructuras similares (cinturón de asteroides y de Kuiper) del Sistema Solar.

Agradecimientos: Los gráficos y análisis estadísticos fueron realizados con R. This publication makes use of VOSA, developed under the Spanish Virtual Observatory project supported from the Spanish MICINN through grant AyA2011-24052.

Referencias

Bayo A., et al., 2008, A&A, 492, 277
 Hobson M., Gómez M., 2015, BAAA, 57, 260
 Lawler S. M., Gladman B., 2012, ApJ, 752, 53
 Lissauer J. J., et al., 2014, ApJ, 784, 44
 Ribas Á., et al., 2012, A&A, 541, A38
 Rowe J. F., et al., 2014, ApJ, 784, 45
 Su K. Y. L., et al., 2013, ApJ, 763, 118
 Wyatt M. C., 2008, ARA&A, 46, 339



Catastrophic disruption threshold for planetesimals

I.L. San Sebastián^{1,2} & M.G. Parisi^{2,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

Contact / jirsaixa@gmail.com

Resumen / Un factor clave en todos los modelos de fragmentación de planetesimales durante la formación planetaria es la fracción de energía cinética de impacto particionada en energía cinética de los fragmentos. El mayor problema en los modelos de fragmentación es que la cantidad de energía que se disipa en calor en una colisión es incierta. Resultados experimentales sugieren que el factor γ que da cuenta de la ineficiencia de la conversión de la energía cinética de impacto en energía cinética de los fragmentos es aproximadamente 0.1. En este trabajo exploramos el crecimiento o disrupción de planetesimales en colisiones para γ igual a 0.05 y 0.13.

Abstract / A key factor in all fragmentation models of planetesimals during planetary formation is the fraction of impact kinetic energy partitioned into kinetic energy of the fragments. The main problem in fragmentation models is that the amount of energy that is dissipated into heat at any collision is uncertain. Experimental results suggest that the γ factor which accounts for the inefficiency of conversion of impact kinetic energy into kinetic energy of the fragments is 0.1. In this work, we explore if planetesimals grow or disrupt at collisions assuming γ equal to 0.05 and 0.13.

Keywords / planets and satellites: formation — protoplanetary disks — interplanetary medium

1. Introduction

It is usually believed that planetary formation is a two-step process. During the first step, the so called planetesimals may be formed by two main processes, gravitational instability and coagulation. During the second step, the terrestrial planets and the cores of the gaseous planets are formed by the accretion of planetesimals. At present, the size of planetesimals at the transition between these two steps as well as during their growth at the second step is a matter of debate. It was shown that the growth of kilometer-sized objects requires a very cold disk during all the accretionary epoch at all locations in the disk (Parisi, 2013). However, simulations of accretion in the terrestrial and giant planet regions show that planetesimals of 10–100 km reach values of their orbital eccentricity which lie at the disruption eccentricity limit.

During planetesimal growth, the γ factor accounts for the inefficiency of conversion of impact kinetic energy into kinetic energy of the fragments. In this paper, we investigate if planetesimals grow or suffer disruption during their collisional evolution assuming the range of γ obtained by Arakawa & Higa (1996) from impact experiments instead of the usually used value of 0.1 obtained by Fujiwara et al. (1977).

2. Disruption radius

We defined the disruption of a target when after a collision with an impactor the target suffers fragmentation and its fragments are dispersed.

If a collision results in growth or disruption of the target depends on the mass, radius, and strength of the target, as well as on the energy of the impact. The energy necessary to disrupt the target can be divided into that necessary to overcome its material strength S_t (energy/unit mass), and that necessary to overcome its gravity. In numerical simulations of planetary accretion from planetesimals (Morbidelli et al., 2009; Guilera et al., 2014) the disruption energy is usually calculated by using the results of Benz & Asphaug (1999) which are based on smoothed particle hydrodynamics methods. In this work, the disruption energy is given by (Stevenson et al., 1986; Wetherill & Stewart, 1993; Parisi, 2013)

$$\frac{1}{2}m_i v_{\text{col}}^2 \geq m_t S_t + \frac{3}{5} \frac{Gm_t^2}{\gamma R}, \quad (1)$$

where m_i is the mass of the impactor, m_t is the mass of the target, R is the radius of the target, v_{col} is the collision speed and γ is the fraction of collisional kinetic energy that goes into kinetic energy of the fragments. In this paper we assume two values of γ , 0.05 and 0.13, according to Arakawa & Higa (1996).

If v_e is the escape velocity at the target surface, the collision speed is represented by

$$v_{\text{col}}^2 = v_e^2 + v_{\text{inf}}^2, \quad (2)$$

where v_{inf} is the relative velocity far from the encounter, defined by

$$v_{\text{inf}}^2 = v_k^2 \left(\frac{5}{4} e^2 + i^2 \right), \quad (3)$$

v_k is the Keplerian velocity, e and i are the mean orbital eccentricity and inclination of the bodies, with $e = 2i$

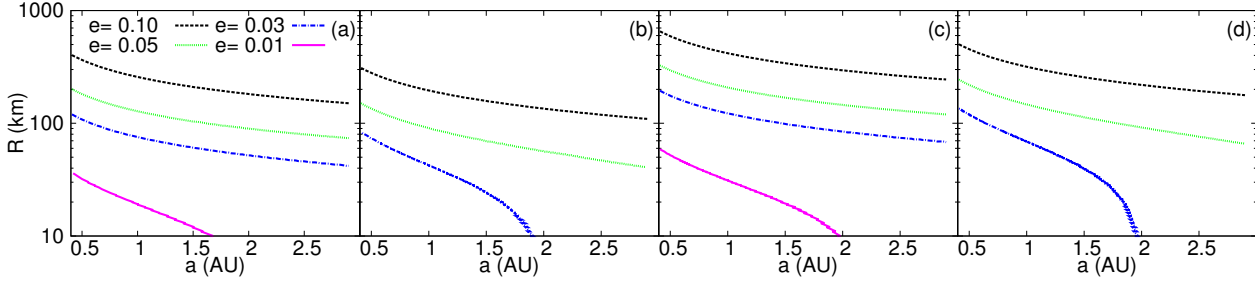


Figure 1: Target disruption radius as function of the orbital semiaxis in the Inner Solar System for an impactor mass m_i 0.1 times the mass of the target m_t , with $e = 0.01, 0.03, 0.05,$ and 0.1 . (a) $\gamma = 0.05$, density of the target $\rho_t = 3 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1}$. (b) $\gamma = 0.05$, density of the target $\rho_t = 5 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^8 \text{ erg g}^{-1}$. (c) $\gamma = 0.13$, density of the target $\rho_t = 3 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1}$. (d) $\gamma = 0.05$, density of the target $\rho_t = 5 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^8 \text{ erg g}^{-1}$.

(Parisi, 2013). We consider that m_t is spherical, then

$$m_t = \frac{4}{3}\pi\rho_t R^3, \quad (4)$$

where ρ_t is its bulk density.

We compute the disruption radius from the equality in Eq. (1) using Eqs.(2), (3) and (4).

We assume $m_i = 0.1 m_t$, since this is the maximum value of m_i which allows the growth of the target for $\gamma = 0.1$ (Parisi, 2013). Then, if $m_i > 0.1 m_t$, the target is disrupted at impact. Eccentricities in the range 0.01 to 0.1 are taken, consistent with calculations of planetary accretion (Kokubo & Ida, 2000; Inaba et al., 2001).

3. Results

3.1. Inner Solar System

We compute the disruption radius of primordial planetesimals for orbital semiaxes a between 0.4 au and 3 au. In computing m_t , we assume bulk densities of 3 g cm^{-3} and 5 g cm^{-3} . Two values of S_t are taken, $S_t = 3 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1}$ for typical objects and $S_t = 3 \times 10^8 \text{ erg g}^{-1}$ for very strong objects.

- $\gamma = 0.05$
Disruption of 20-km-sized objects occurs at 1 au for all eccentricities, while planetesimals with $R \gtrsim 50 \text{ km}$ are disrupted at 2.5 au if $e \gtrsim 0.05$ (see Fig. 1(a) and Fig. 1(b)).
- $\gamma = 0.13$
Disruption of 30 km-sized objects and smaller occurs at 1 au for all eccentricities while, as seen in Fig. 1(c) and Fig. 1(d), bodies of 75 km of radius or smaller are disrupted at 2.5 au if $e \gtrsim 0.05$.

3.2. Outer Solar System

We calculate the disruption radius of primordial planetesimals for orbital semiaxes a between 2.5 au and 60 au. In computing m_t , we assume bulk densities of 0.5 g cm^{-3} , 1 g cm^{-3} , and 2 g cm^{-3} . Two values of S_t were taken, $S_t = 3 \times 10^6 \text{ erg g}^{-1}$ for ices and $S_t = 3 \times 10^4 \text{ erg g}^{-1}$ for objects made of a material like snow.

- $\gamma = 0.05$

Disruption occurs at 3 au for planetesimals with $R \lesssim 17 \text{ km}$ for all eccentricities, while at 10 au, disruption occurs for bodies with $R \lesssim 30 \text{ km}$ if $e \gtrsim 0.03$. At 35 au, for $e \gtrsim 0.03$, 14-km-sized planetesimals or smaller are disrupted, while at 60 au disruption occurs for objects of radius of 10 km or smaller. These results are displayed in Fig. 2.

- $\gamma = 0.13$
Disruption occurs at 3 au for planetesimals with $R \lesssim 27 \text{ km}$ for all eccentricities, while at 10 au, disruption occurs for bodies with $R \lesssim 12 \text{ km}$. At 35 au, for $e \gtrsim 0.03$, planetesimals with radius of 23 km or smaller are disrupted, while at 60 au disruption occurs for 17-km-sized bodies or smaller. These results are displayed in Fig. 3.

4. Discussion and conclusions

Terrestrial planets region ($a \leq 2 \text{ au}$)

We obtain that 20-km-sized planetesimals or smaller are disrupted for all eccentricities. The growth of planetesimals of 10 km of radius requires eccentricities smaller than 0.01. However, simulations of accretion in the terrestrial planet region (Kokubo & Ida, 2000; Inaba et al., 2001; Wetherill & Stewart, 1993; Ohtsuki et al., 2002) show that the maximum eccentricity acquired by planetesimals of 10–200 km is $\sim 0.01 - 0.03$, which lies at the disruption limit obtained in this work (see Fig. 1).

Asteroid belt ($2 \text{ au} \leq a \leq 3.27 \text{ au}$)

We observed from Fig. 1 (strong and high density asteroids, e.g., types S and M) that disruption occurs for objects with $R \lesssim 50 \text{ km}$ and $e \gtrsim 0.05$. The growth of planetesimals of tens of kilometers in radius require eccentricities less than 0.05. From Figs. 2 and 3 (weak and low density asteroids, e.g., types C and D), we observe that objects with $R \lesssim 20 \text{ km}$ are disrupted for all eccentricities. In this case, the growth of 10 km-sized planetesimals requires eccentricities less than 0.01. The present eccentricities in the asteroid belt are ~ 0.2 (Bottke et al., 2005; Beitz et al., 2016). Bottke et al. (2005) found that most asteroids with $R > 60 \text{ km}$ are primordial, while smaller asteroids were produced by fragmentation events. However, we find that asteroids with eccentricities higher than 0.05 are disrupted for

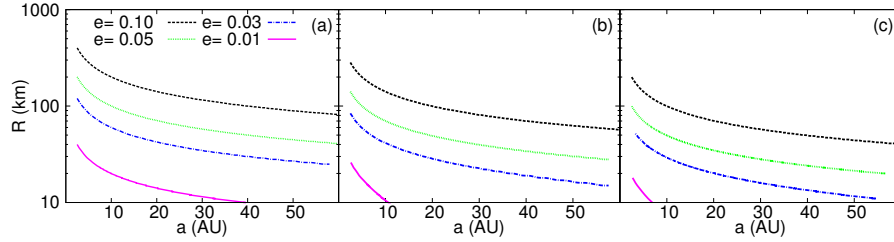


Figure 2: Target disruption radius as function of the orbital semi-axis in the outer Solar System for $\gamma = 0.05$ and $e = 0.01, 0.03, 0.05,$ and 0.1 . The mass of the impactor m_i is 0.1 times the mass of the target m_t . (a) Density of the target $\rho_t = 0.5 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^4 \text{ erg g}^{-1}$. (b) Density of the target $\rho_t = 1 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^6 \text{ erg g}^{-1}$. (c) Density of the target $\rho_t = 2 \text{ g cm}^{-3}$ and strength $S_t = 3 \times 10^6 \text{ erg g}^{-1}$.

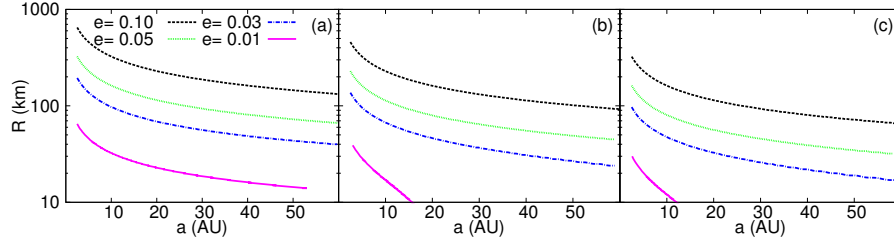


Figure 3: Same as Fig. 2 for $\gamma = 0.13$.

those sizes. Then, the primordial eccentricities in the asteroid belt should have been much lower than the observed at present.

Giant planets region ($a < 35 \text{ au}$)

For eccentricities greater than 0.03 , planetesimals of 10 km in radius or smaller are disrupted. The growth of planetesimals of radius 10 km requires eccentricities less than 0.01 . Thommes et al. (2003) found that as planetary embryos grow, gravitational stirring of planetesimals by embryos in the outer Solar System enhances random eccentricities of planetesimals up to 0.1 – 0.2 . This values of the eccentricities are much higher than the values obtained for the disruption of planetesimals in this work.

Kuiper belt ($35 \text{ au} \leq a \leq 60 \text{ au}$)

We obtain that planetesimals of 10 km in radius or smaller are disrupted for eccentricities greater than 0.03 . The growth of planetesimals of radius 10 km requires eccentricities less than 0.03 . Our results are in agreement with Stern (1996), where they obtained that the growth of 100-km -sized icy objects requires $e \lesssim 0.05$ – 0.1 while for snowy bodies $e \lesssim 0.02$ – 0.05 . The eccentricities of many of the detected objects in the Kuiper belt are higher than these values, then the primordial eccentricities should have been much lower than the present ones.

General result

Our main result is that the growth of planetesimals of tens of kilometers in radius requires eccentricities less than 0.03 – 0.05 during all the process of planetary formation across all the protoplanetary disk. However numerical simulations have shown that a dynamical cold disc

during the formation and evolution of the Solar System is difficult to achieve. The determination of the catastrophic disruption threshold gives valuable constraints on the dynamics during the formation and evolution of the Solar System. The study of this problem from numerical and analytical models as well as from laboratory experiments in a self-consistent manner is mandatory.

References

- Arakawa M., Higa M., 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 901
- Beitz E., et al., 2016, *ArXiv e-prints*
- Benz W., Asphaug E., 1999, *Icarus*, 142, 5
- Bottke W. F., et al., 2005, *Icarus*, 175, 111
- Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A., 1977, *Icarus*, 31, 277
- Guilera O. M., et al., 2014, *A&A*, 565, A96
- Inaba S., et al., 2001, *Icarus*, 149, 235
- Kokubo E., Ida S., 2000, *Icarus*, 143, 15
- Morbidelli A., et al., 2009, *Icarus*, 204, 558
- Ohtsuki K., Stewart G. R., Ida S., 2002, *Icarus*, 155, 436
- Parisi M. G., 2013, *Planet. Space Sci.*, 75, 96
- Stern S. A., 1996, *A&A*, 310, 999
- Stevenson D. J., Harris A. W., Lunine J. I., 1986, in Burns J. A., Matthews M. S., eds, *Satellites Origins of satellites..* pp 39–88
- Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F., 2003, *Icarus*, 161, 431
- Wetherill G. W., Stewart G. R., 1993, *Icarus*, 106, 190



Estudio de la interacción de mareas en sistemas exoplanetarios observados: Estimación de las probabilidades de captura en resonancias espín-órbita

S.H. Luna^{1,2}, M.D. Melita¹ & H.D. Navone^{2,3}

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

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

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

Contacto / shluna@iafe.uba.ar

Resumen / En el presente trabajo se trata el problema de la determinación del estado de rotación más probable de los planetas HD 154088 b y HD 85512 b. Para ello, se hace uso del formalismo de Darwin-Kaula para la obtención de la expresión del torque de mareas, que corresponde a la deformación debida a la atracción gravitatoria por parte de sus respectivas estrellas anfitrionas, y del torque debido al término de deformación permanente (cuadrupolar) de cada planeta. Se incluye en dicho formalismo la descripción de la deformación del planeta mediante la reología de Andrade. Además, se exponen los dos métodos utilizados para calcular las probabilidades de captura en las resonancias espín-órbita 3 : 2, 2 : 1 y 5 : 2, a saber: el método de fuerza bruta y el método semianalítico. Se calcularon las probabilidades de captura con ambos métodos usando el valor nominal de la excentricidad. Debido a que la incerteza en la determinación de la excentricidad de cada planeta es muy significativa, se calcularon las probabilidades de captura en un rango de valores de la excentricidad que cubriera el intervalo de incerteza, haciendo uso sólo del método semianalítico.

Abstract / This article is mainly concerned with the problem of determining the most likely rotation state of exoplanets HD 154088 b and HD 85512 b. To achieve this objective, Darwin-Kaula formalism is used in order to obtain expressions for the tidal torque. The triaxially caused torque of each planet is also considered. The description of the deformation is based on the Andrade rheology. Two methods are described for the estimation of the probability capture in the spin-orbit resonances 3 : 2, 2 : 1 and 5 : 2; these are the brute force method and the semi-analytic method. Due to the uncertainty in the values of the eccentricity, only the semi-analytic method was used to compute the probability of capture as a function of the eccentricity, covering its uncertainty range.

Keywords / celestial mechanics — planets and satellites: physical evolution — dynamical evolution and stability — planet-star interactions — planets and satellites: terrestrial planets, individual: HD 154088 b — satellites: terrestrial planets, individual: HD 85512 b

Introducción

El problema a tratar es el clásico de los dos cuerpos pero considerando que uno de ellos es un cuerpo sólido y esférico capaz de deformarse al cual se lo denomina primario; el otro, llamado secundario, se lo considera aún como una masa puntual.

Considérese entonces un planeta de masa m_p y radio medio R —el primario— orbitando alrededor de su estrella anfitriona de masa m_s , considerada como el cuerpo secundario. Por simplicidad, se va a suponer que el plano de dicha órbita coincide con el plano del ecuador del planeta —esto es, inclinación nula ($i = 0$)— y, además, que el eje que corresponde al momento máximo de inercia del mismo (C) es paralelo al eje de rotación y perpendicular al plano de la órbita.

Una distribución perfectamente esférica de masa genera el mismo potencial que aquel generado por una masa puntual de la misma magnitud. Ahora bien, a escala

astronómica, la fuerza de atracción gravitatoria ejercida por la estrella anfitriona es capaz de deformar al planeta, generando las denominadas mareas terrestres. Esta deformación, sumada a la distribución inhomogénea de masa en el interior del planeta tiene como consecuencia la adición de un término no central al potencial antes mencionado. Si la deformación no es muy grande, dicho término se puede considerar como perturbativo. En términos matemáticos:

$$V = \frac{Gm_p}{r} + \mathcal{R}(r, \lambda, \phi), \quad (1)$$

donde (r, λ, ϕ) son las coordenadas esféricas del punto donde se mide el potencial, en un sistema de referencia solidario al planeta y, además, $|\mathcal{R}| \ll |V|$. El término \mathcal{R} , entonces, por lo indicado anteriormente, está dado por la suma de dos potenciales: el llamado potencial de MacCullagh (1844a,b), que está relacionado con la distribución no homogénea de masa, y el potencial de mareas, que resulta de considerar la aceleración impresa

por la estrella anfitriona sobre cada diferencial de masa del planeta. Por lo tanto, \mathcal{R} es el responsable de que aparezcan los dos torques que dominan la dinámica del problema considerado, es decir, la evolución rotacional del planeta cuyo estudio y aplicación, en términos de la evaluación de las probabilidades de captura en resonancias espín-órbita, es el objetivo de este trabajo.

Dada la inelasticidad de los materiales que conforman los planetas terrestres, el cambio de forma de los mismos no ocurre instantáneamente, sino con un cierto retraso que debe ser agregado a la expresión del potencial, tal como si se tratara de una fase temporal extra en una expansión de Fourier (Efroimsky, 2012).

Resulta útil, a los fines de este trabajo, expresar el potencial \mathcal{R} en función de los elementos orbitales y del ángulo de rotación θ del planeta haciendo uso de una transformación obtenida por Kaula (1961).

Torques y evolución rotacional

En virtud de las consideraciones de la sección anterior, la ecuación de movimiento a resolver es (Efroimsky & Williams, 2009):

$$\ddot{\theta} = -m_s \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \theta} = \frac{T_{\text{marea}} + T_{\text{triaxial}}}{C} \quad (2)$$

donde θ es el ángulo de rotación del planeta –medido desde una dirección de referencia–, T_{marea} y T_{triaxial} son las componentes paralelas al eje de rotación del torque de mareas y del triaxial, respectivamente. Estas están dadas por (Efroimsky, 2012; Makarov et al., 2012):

$$T_{\text{marea}} = \frac{3}{2} \mathcal{G} m_s^2 \frac{R^5}{a^6} \sum_{q=-1}^7 G_{20q}^2(e) \times k_2(\chi_{220q}) \text{sen } \epsilon_2(\chi_{220q}) \text{sgn}(\omega_{220q}) \quad (3)$$

$$T_{\text{triaxial}} = \frac{3}{2} (B - A) \frac{\mathcal{G} m_s}{a^3} \times \sum_{q=-1}^7 G_{20q}(e) \text{sen} [(2 + q)M - 2\theta], \quad (4)$$

donde \mathcal{G} es la constante de gravitación universal, a es el semieje mayor, e la excentricidad, $G_{lpq}(e)$ son los coeficientes de Hansen (Giacaglia, 1976); A y B son los momentos principales de inercia del planeta en el plano orbital y M es la anomalía media.

La expresión de los factores $k_2(\chi_{220q}) \text{sen } \epsilon_2(\chi_{220q})$ depende del modelo reológico elegido y son los que describen la disipación debida a la fricción interna del planeta causada por las fuerzas que generan las mareas en el mismo. Las frecuencias físicas de las tensiones que deforman el planeta, es decir, de las mareas, están dadas por:

$$\chi_{220q} = |\omega_{220q}| = |(2 + q)n - 2\dot{\theta}|, \quad (5)$$

donde n es el movimiento medio y $\dot{\theta}$ es la velocidad de rotación. En el caso de este trabajo, se usó el modelo de Andrade (Efroimsky, 2012; Makarov et al., 2012).

Resonancias y probabilidades de captura

Una de las consecuencias más interesantes de la teoría de mareas es la posibilidad de que el planeta estudiado resulte atrapado en alguna resonancia espín-órbita. Esto es, que el cociente entre $\dot{\theta}$ y n sea igual a un número racional. Dos ejemplos de ello son el caso de la Luna, que se encuentra en la resonancia 1 : 1 ($\dot{\theta} = n$) y Mercurio que se encuentra en la resonancia 3 : 2 (Pettengill & Dyce, 1965).

La captura en alguna resonancia se debe a que el torque de mareas y el triaxial se compensan mutuamente, dando como resultado la anulación de $\ddot{\theta}$ y por lo tanto $\dot{\theta}$ permanece constante, pero no en cualquier valor, sino en aquellos para los que se anula la frecuencia ω_{220q} correspondiente (Efroimsky, 2012), provocando, a su vez, la anulación del respectivo término del torque mareal, dado por la Ec. (3), siendo los demás términos prácticamente constantes. De esta forma, el torque triaxial, que oscila rápidamente, logra –en promedio– compensar el de mareas.

En este trabajo, se calculan las probabilidades de captura en una dada resonancia usando dos métodos:

- Fuerza bruta (Correia & Laskar, 2009) que consiste en realizar N integraciones de la ecuación de movimiento –Ec. (2)–, imponiendo como condiciones iniciales

$$\theta(0) = \frac{j\pi}{N} \quad ; \quad \dot{\theta}(0) = \left(1 + \frac{q'}{2}\right) + \varepsilon, \quad (6)$$

donde $j = 0, \dots, N-1$, q' es el valor que corresponde a la resonancia a estudiar y ε es un número positivo del orden de 10^{-2} . Luego, se cuenta la cantidad de veces que el planeta resultó capturado (N_c) y, en consecuencia, la probabilidad de captura (P_c) es

$$P_c = \frac{N_c}{N} \quad (7)$$

- Semianalítico (Goldreich & Peale, 1966): La probabilidad de captura se obtiene a partir del cociente entre los cambios en la energía antes y después de que ω_{220q} se anule por primera vez. La expresión matemática se omite por razones de brevedad, pero puede encontrarse detalladamente explicada en los artículos de Goldreich & Peale (1966) y Makarov et al. (2012).

Resultados

En este trabajo se analizaron los sistemas exoplanetarios HD 154088 y HD 85512 dado que son simples, esto es, sólo están compuestos por el planeta y su estrella anfitriona. En la Tabla 1 se muestran los valores de los parámetros utilizados.

En líneas generales, si se supone que los planetas considerados son terrestres, al principio de su historia sus velocidades de rotación eran mucho mayores que aquellas correspondientes a las resonancias consideradas (Miguel & Brunini, 2010). En tal caso, el torque de mareas hace disminuir dicha velocidad pasando por las resonancias (desde las más altas hasta las más bajas) hasta quedar capturado en alguna.

En las Tablas 2 y 3 se muestran los resultados obtenidos de la probabilidad de captura en las resonancias

Parámetro	Valor	
	HD 154088 b	HD 85512 b
$R [R_{\oplus}]$	1.63	1.4
$m_p [M_{\oplus}]$	6.13	3.5
$m_s [M_{\odot}]$	0.8	0.65
$a [UA]$	0.13	0.26
$e \pm \Delta e$	0.38 ± 0.15	0.11 ± 0.1
$(B - A)/C$	5×10^{-5}	5×10^{-5}
τ_M [años]	50	50
$\mu [kg m^{-1} s^{-2}]$	0.8×10^{11}	0.8×10^{11}
α	0.2	0.2

Tabla 1: Parámetros utilizados en la integración de la ecuación de movimiento para el estudio de los planetas HD 154088 b y HD 85512 b.

Resonancia	Probabilidad	
	Semianalítica	Fuerza bruta
3:2	1.0	1.0
2:1	1.0	1.0
5:2	0.7	0.79

Tabla 2: Probabilidades de captura calculadas para el planeta HD 154088 b con los dos métodos descriptos.

3:2 ($q' = 1$), 2:1 ($q' = 2$) y 5:2 ($q' = 3$), estimados con los dos métodos antes descriptos.

En ambos casos, para el método de fuerza bruta, se tomó $N = 40$ y $\varepsilon = 0.01$.

Resonancia	Probabilidad	
	Semianalítica	Fuerza bruta
3:2	0.59	0.45
2:1	0.07	0.15
5:2	0.006	0.0

Tabla 3: Probabilidades de captura calculadas para el planeta HD 85512 b con los dos métodos descriptos.

Debido a la incerteza en la medición de las excentricidades, se decidió usar el método semianalítico para calcular las probabilidades de captura en las tres resonancias indicadas, barriendo el intervalo de dicha incerteza. Los resultados se muestran en las Figs. 1 y 2.

Conclusión

Como puede verse en las Tablas 2 y 3, los valores obtenidos de las probabilidades de captura no discrepan demasiado entre sí. El método semianalítico puede usarse para obtener una estimación rápida de dichas probabilidades. El método de fuerza bruta parece ser más riguroso, aunque resulta más costoso en cuanto a tiempos de cálculo se refiere.

Si se consideran los valores nominales de e , en virtud de las Tablas 2 y 3 resulta inevitable que el planeta HD 154088 b quede atrapado en la resonancia 2:1; en cambio, el estado de rotación más probable del planeta HD 85512 b es el correspondiente a la resonancia 3:2. Pero, si se consideran los intervalos de incerteza,

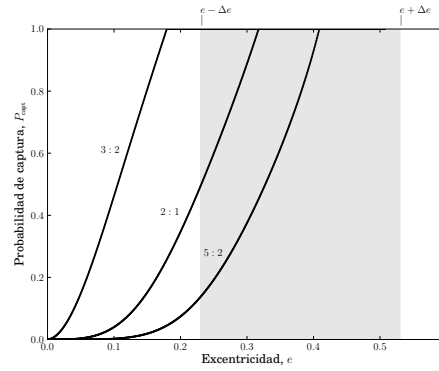


Figura 1: Gráficas de la probabilidad de captura en función de la excentricidad. Planeta HD 154088 b.

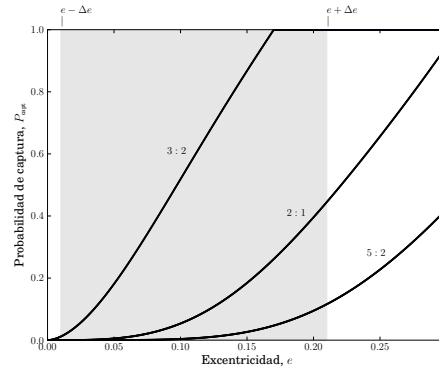


Figura 2: Gráficas de la probabilidad de captura en función de la excentricidad. Planeta HD 85512 b.

resulta que para ambos planetas el estado de rotación más probable es la captura en la resonancia 3:2, como puede apreciarse en las Figs. 1 y 2.

Referencias

- Correia A. C. M., Laskar J., 2009, *Icarus*, 201, 1
 Efroimsky M., 2012, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 112, 283
 Efroimsky M., Williams J. G., 2009, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 104, 257
 Giacaglia G. E. O., 1976, *Celest. Mech.*, 14, 515
 Goldreich P., Peale S., 1966, *AJ*, 71, 425
 Kaula W. M., 1961, *Geophysical Journal*, 5, 104
 MacCullagh J., 1844a, *Proc. Royal Irish Academy*, 2, 520
 MacCullagh J., 1844b, *Proc. Royal Irish Academy*, 2, 542
 Makarov V. V., Berghea C., Efroimsky M., 2012, *ApJ*, 761, 83
 Miguel Y., Brunini A., 2010, *MNRAS*, 406, 1935
 Pettengill G. H., Dyce R. B., 1965, *Nature*, 206, 1240



Compaction, cratering and collision frequency on chondritic parent objects

M.G. Parisi^{1,2}, E. Beitz³ & J. Blum³

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

³ *Institut für Geophysik und Extraterrestrische Physik, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, Alemania*

Contact / gparisi@iar-conicet.gov.ar

Resumen / Calculamos el grado de compactación de un asteroide de 100 km de radio debido a un impacto con un asteroide pequeño para velocidades de impacto entre 3 y 5 km s⁻¹. Calculamos el radio del cráter producto del impacto. Obtenemos además el número de impactos sobre el asteroide de 100 km de radio con toda la distribución de asteroides pequeños durante la edad del Sistema Solar.

Abstract / We calculate the compaction of an asteroid with radius 100 km due to an impact with a small asteroid for impact velocities between 3 and 5 km s⁻¹. The crater formed on the target surface as a result of such an impact is calculated. The number of impacts on the target with the distribution of small asteroids during the age of the Solar System is computed.

Keywords / meteorites, meteors, meteoroids — minor planets, asteroids: general — interplanetary medium

1. Introduction

Among meteorites, chondrites represent the $\sim 86\%$ of the falls, $\sim 80\%$ of these being the so-called ordinary chondrites (OCs), while carbonaceous chondrites (CCs) account for the $\sim 6\%$ of meteorite falls. Based on spectrographic studies, the best match for asteroidal analogs of OCs are S-type and M-type asteroids while for CCs are C-type and D-type asteroids.

The consolidation of pre-chondrites can be achieved during the collisional evolution of their parent bodies (targets) in the Asteroid Belt (AB). The successive impacts onto the targets over the age of the Solar System may be computed by using the collision frequency of the impactors, which can be derived from the number-frequency distribution of asteroids in the present AB. The present mean collision speed among bodies in the AB is $\sim 3.3\text{--}5\text{ km s}^{-1}$ and the timescales between collisions is of the order of a few Myr (de Elía & Brunini, 2007). In such a hyper-velocity collision, the smaller collision partner (projectile) is destroyed, whereas, a crater on the larger body (target) is formed and the material beneath the crater is compacted.

The present flux of meteorites might be explained from the dynamics of objects emerging from the AB via resonant phenomena (Morbidelli & Gladman, 1998). The collisional activity in the AB and the Yarkovsky thermal drag injects fresh collisional debris into the ν_6 3:1, 2:1, and 5:2 resonances, which stay there for a few Myr, a fraction of it to be then transferred to the Earth and being released as meteorites. The typical cosmic ray exposer age (CREA), of a few 10 Myrs for OCs, determines the time since they became ejecta from the last collision on their parent body and reach the Earth.

Thus, meteorites are fragments from recent collisions in the AB.

In this work, we compute the cratering and compaction of a target of radius 100 km due to an impact with a projectile with radius r between 0.1 m and 35 m. We also compute the number of collisions on the target during the age of the Solar System with the impactors in the AB that are not rapidly removed by Yarkovsky effect ($r > 0.1\text{ m}$) and that do not lead to a catastrophic disruption of the target ($r < 35\text{ m}$).

In Sec. 2.1., we show the compaction of an asteroid of 100 km due to an impact with a projectile of radius r . The crater formed on the target surface as a result of such an impact is calculated in Sec. 2.2.. The number of impacts on the target with the distribution of impactors in the AB during the age of the Solar System is computed in Sec. 2.3.. The discussion and conclusions are presented in Sec. 3..

2. Chondritic parent asteroids

2.1. Collisional compaction

Porosity (the percentage of pore space within the object) is a particular useful physical property, as it depends solely on the structure and not on the mineral composition of the meteorite. The structure is determined first by the formation mechanism of the rock, while the rock is compacted and consolidated by subsequent collisions. The volume filling factor ϕ (defined as 1-porosity) for CCs cover a range between $\phi = 0.58$ and $\phi = 1$ with a mean value of $\phi = 0.8$, while for OCs the range is between $\phi = 0.85$ and $\phi = 1$.

Beitz et al. (2013) studied the compaction of chondritic analog material in high-velocity impact experi-

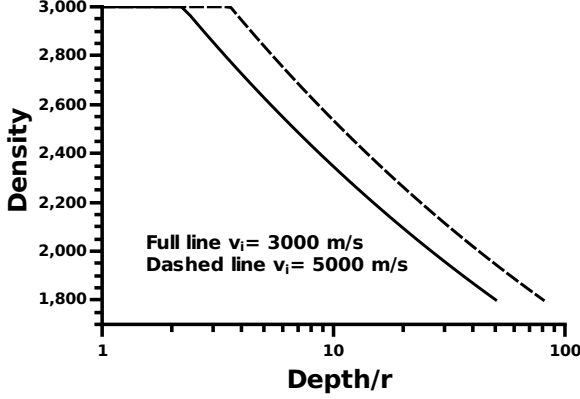


Figure 1: Target density (in kg m^{-3}) after an impact with a projectile with radius r vs. target depth from its surface in units of the projectile radius. v_i is the impact speed. The target radius is 100 km and its initial $\phi = 0.6$. The initial target density equals the projectile density, 1800 kg m^{-3} .

ments and determined the dynamic-pressure range under which these can be compacted to achieve porosities found in chondrites. The projectiles were aluminium rods with varying lengths. After the impact, the compacted target was analyzed using computer-aided X-ray tomography. The degree of compaction was analyzed as a function of depth and they found the highest consolidation close to the point of impact. To calculate the impact pressure, the impedance-matching method was adopted. In the experiments, they found that the degree of compaction decreases with increasing depth within the sample and that it is a function of the length of the projectile. We follow Beitz et al. (2013) to obtain a relation between dynamic-pressure range and impact velocity. We compute the compaction of a target of constant density $\rho_t = \rho\phi$, where $\rho = 3000 \text{ kg m}^{-3}$ is the chondritic density. The target radius is 100 km and its initial $\phi = 0.6$. The compaction resulting from an impact with a projectile of radius r at the typical impact speeds v_i of 3 to 5 km s^{-1} (de Elía & Brunini, 2007) is shown in Fig. 1.

2.2. Crater radius calculation

The cratering law is calculated following the classical scaling of impact processes in planetary sciences developed by Holsapple (1993). The temporary cavity produced at impact is called the transient crater, which subsequently collapses under the influence of gravity to produce the final crater form. There are two radii in a transient crater that can be identified, R_{tr} and R_{tc} . $D_{\text{tr}} = 2R_{\text{tr}}$ is the diameter of the transient crater measured from rim crest to rim crest, while $D_{\text{tc}} = 2R_{\text{tc}}$ is the diameter of the transient crater measured at the pre-impact surface. It was found that $D_{\text{tr}} = 1.3D_{\text{tc}}$ (Collins et al., 2005). The diameter of the transient crater decreases with increasing obliquity. Then, taking into account the impact obliquity θ , the radius of the transient crater in the gravitational regime, R_{tcg} , is

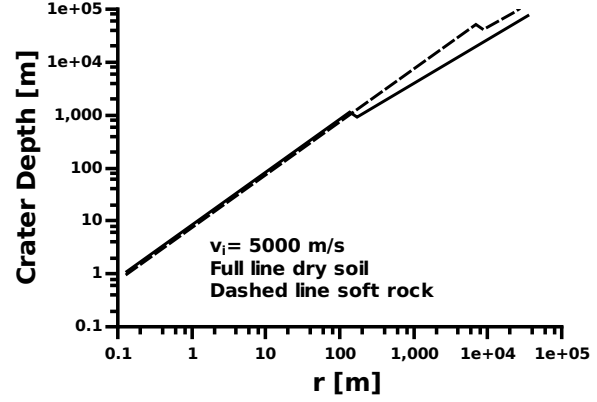


Figure 2: Crater depth h_c vs. impactor radius for an impact speed of 5 km s^{-1} for dry soil and soft rock.

given by

$$R_{\text{tcg}} = g^{-\frac{\mu}{\mu+2}} v_i^{\frac{2\mu}{2+\mu}} r^{\frac{2}{2+\mu}} (\sin \theta)^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

where g is the target surface gravity, v_i is the impact velocity, r the impactor radius, and μ a fitting parameter. In the strength regime the radius of the transient crater, R_{tcs} , is

$$R_{\text{tcs}} = \left(\frac{\bar{Y}}{\rho_t v_i^2} \right)^{-\frac{\mu}{2}} r (\sin \theta)^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

being ρ_t the target density and \bar{Y} the effective material strength. The values of μ and \bar{Y} depend on the material properties. We take the mean value of $\sin \theta$, then $\langle \sin \theta \rangle^{1/3} = (\pi/4)^{1/3}$. For dry soil, we take $\mu = 0.41$ and $\bar{Y} = 0.18 \text{ MPa}$ and for soft rock, $\mu = 0.5641$ and $\bar{Y} = 7.6 \text{ MPa}$ (Holsapple, 1993).

The depth d_{tc} and rim height h_{tr} of the transient crater measured from the pre-impact surface are $d_{\text{tc}} = R_{\text{tc}}/\sqrt{2}$ and $h_{\text{tr}} = 0.07R_{\text{tr}}$ (Collins et al., 2005).

For impactors in the strength regime, we assume that the final crater radius r_c is R_{tcs} given by Eq. (2) and the crater depth $h_c = d_{\text{tc}}$, i.e., $h_c = R_{\text{tcs}}/\sqrt{2}$.

In the gravitational regime, the rim to rim diameter of the final simple crater $D_{\text{fr}} = 1.25 D_{\text{tc}}$. For impactors in this regime, we then assume that the final crater radius $r_c = 1.25R_{\text{tcg}}$, with R_{tcg} given by Eq. (1). The rim height h_{fr} above the pre-impact surface is given by

$$h_{\text{fr}} = 0.07 \frac{D_{\text{tc}}^4}{D_{\text{fr}}^3}, \quad (3)$$

and the unbulked breccia lens volume V_{br}

$$V_{\text{br}} = 0.032 D_{\text{fr}}^3. \quad (4)$$

Then, the breccia lens thickness t_{br} may be expressed in the following form (Collins et al., 2005)

$$t_{\text{br}} = 2.8V_{\text{br}} \left(\frac{d_{\text{tc}} + h_{\text{fr}}}{d_{\text{tc}} D_{\text{fr}}^2} \right). \quad (5)$$

For impactors in the gravity regime, we assume that the final crater depth $h_c = d_{\text{fr}} - h_{\text{fr}}$, where the crater depth d_{fr} is measured from the crater floor (above the breccia lens) to the rim crest $d_{\text{fr}} = d_{\text{tc}} + h_{\text{fr}} - t_{\text{br}}$. In Figs. 2 and 3, we show the final crater depth as function of the impactor radius.

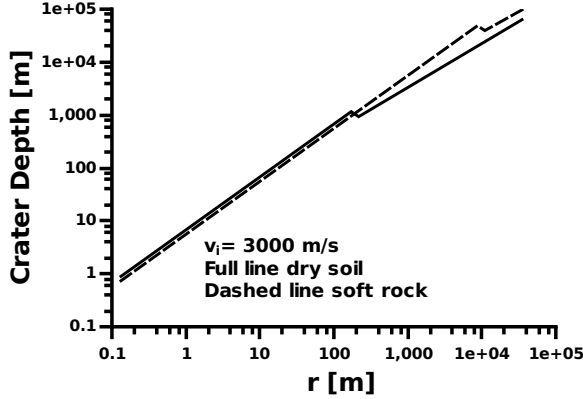


Figure 3: Crater depth h_c vs. impactor radius for an impact speed of 3 km s^{-1} for dry soil and soft rock.

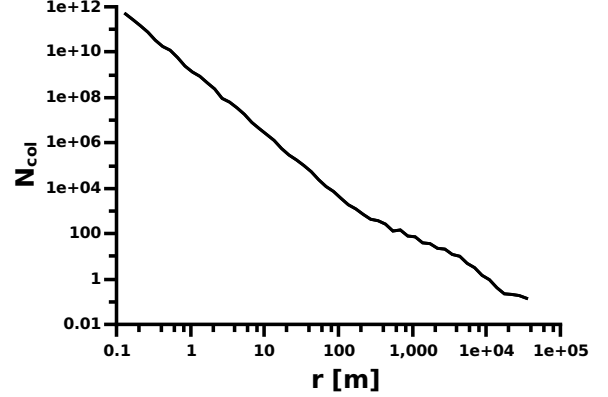


Figure 4: Number of impacts on a large asteroid of radius 100 km over the age of the Solar System vs. impactor radius.

2.3. Collisional evolution

We study the collision frequency on an asteroid of radius $R = 100 \text{ km}$ during the age of the solar system. The collision frequency of the impactors is derived from the number-frequency distribution of asteroids in the present AB given by de Elía & Brunini (2007). They found that the asteroid main belt population acquires its present structure during the first 5 Myr of evolution. Then, we take the present distribution of small asteroids obtained by de Elía & Brunini (2007) to compute the number of small objects impacting a target of radius 100 km during the age of the Solar System. Only impactors are considered that do not lead to a catastrophic disruption of the target (Parisi, 2013).

The projectiles in the size range $0.13264 \text{ m} \leq r \leq 34889 \text{ m}$ are distributed in 55 logarithmically equidistant size bins following $r_{i+1} = 1.26 r_i$ for $i = 1, \dots, 54$ (de Elía & Brunini, 2007). The total number of asteroids $N(r_i, r_{i+1})$ in each bin of impactor radius $[r_i, r_{i+1}]$ in the main belt extending from 2 au (approximate location of the ν_6 secular motion resonance) to 3.27 au (location of the 2:1 mean motion resonance), is given by de Elía & Brunini (2007). We compute the number of impacts on a target of radius $R = 100 \text{ km}$ per unit time

$$\frac{dN_p(r_i, r_{i+1})}{dt} = \frac{N(r_i, r_{i+1})\pi R^2 v_i}{V}, \quad (6)$$

where v_i is the impact speed and the unit volume V is given by

$$V = 4\pi a_0 \Delta a_0 H, \quad (7)$$

where Δa_0 is the half width of the belt ($\Delta a_0 = 0.635 \text{ au}$) and a_0 is the mean semiaxis of the AB ($a_0 = 2.635 \text{ au}$). The height of the AB, $H = a_0 i$, where $i = v_i / (\sqrt{5} v_K)$ is the mean orbital inclination of the asteroids and v_K the Keplerian speed (Parisi, 2013). Note that replacing Eq.(7) in Eq.(6), it results independent of v_i .

The total number of impacts in each impactor bin size over the age of the Solar System is then computed as (Fig. 4)

$$N_{\text{col}}(r_i, r_{i+1}) = \frac{dN_p(r_i, r_{i+1})}{dt} 4.5 \text{ Gyr.} \quad (8)$$

3. Discussion and conclusions

We calculated the compaction of an asteroid of radius 100 km due to an impact with a projectile of radius in the range 0.1 m to 35 m. The resulting crater formed on the target surface was computed. We studied the frequency of these collisions during the age of the Solar System. The consolidation of pre-chondrites can be achieved during the collisional evolution of their parent bodies (large asteroids) until they are finally released as meteorites from the asteroid belt. The typical cosmic ray exposer age of a few 10 Myr determines the time since they became ejecta from the last collision on their parent object and reach the Earth. Thus, meteorites are fragments from recent collisions in the asteroid belt. The prediction of the porosity distribution of present large asteroids that might serve as parent bodies for meteorites may be obtained from the calculation of the compaction and cratering on the target from all the impacts over the age of the Solar System, which will be presented in a forthcoming paper (Beitz et al., 2016, ApJ, accepted).

Acknowledgements: This research was supported by IAR-CONICET and by CONICET PIP 112-200901-00461. We thank DFG for support under grant BI 198/13-3 as part of the SPP 1385 The first 10 million years of the Solar System. We thank R. Di Sisto and G. de Elía for stimulating discussions and G. de Elía for providing us with the present size-frequency distribution of asteroids. M.G.P. thanks IGEP TUB for support during her stay. E.B. and J.B. thank the visitors program of FCAG-UNLP for financial support.

References

- Beitz E., et al., 2013, *Icarus*, 225, 558
- Collins G. S., Melosh H. J., Marcus R. A., 2005, *Meteoritics and Planetary Science*, 40, 817
- de Elía G. C., Brunini A., 2007, *A&A*, 466, 1159
- Holsapple K. A., 1993, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21, 333
- Morbidelli A., Gladman B., 1998, *Meteoritics and Planetary Science*, 33, 999
- Parisi M. G., 2013, *Planet. Space Sci.*, 75, 96



Giant planet formation via pebble accretion

O.M. Guilera^{1,2}

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

² Grupo de Ciencias Planetarias, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / oguilera@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En el marco del modelo clásico de acreción del núcleo, la formación de un planeta gigante ocurre por dos procesos principales: primero se forma un núcleo masivo por acreción de sólidos presentes en el disco protoplanetario; luego, cuando el núcleo excede un valor crítico (generalmente mayor a $10 M_{\oplus}$) se dispara la acreción del gas circundante y el planeta captura grandes cantidades de gas en un período corto de tiempo (del orden de 10^5 años) hasta que el mismo alcanza su masa final. De esta manera, la formación de un núcleo masivo tiene que ocurrir cuando aún hay gas disponible para ser capturado en el disco. Esto impone una fuerte restricción temporal en la formación de los planetas gigantes, dado que prácticamente no se observan discos protoplanetarios en estrellas con más de 10^7 años. La formación de núcleos masivos en un tiempo menor a 10^7 años por la acreción de planetesimales grandes (con radios > 10 km) solo es posible a partir de discos protoplanetarios masivos. Sin embargo, las tasas de acreción aumentan significativamente para planetesimales de menor tamaño, especialmente para los guijarros (*pebbles*): partículas con tamaños del orden del mm y cm, las cuales están, desde un punto de vista dinámico, acopladas fuertemente al gas. En este trabajo analizaremos la formación de planetas gigantes incorporando las tasas de acreción de *pebbles* en nuestro modelo global de formación planetaria.

Abstract / In the standard model of core accretion, the formation of giant planets occurs by two main processes: first, a massive core is formed by the accretion of solid material; then, when this core exceeds a critical value (typically greater than $10 M_{\oplus}$) a gaseous runaway growth is triggered and the planet accretes big quantities of gas in a short period of time until the planet achieves its final mass. Thus, the formation of a massive core has to occur when the nebular gas is still available in the disk. This phenomenon imposes a strong time-scale constraint in the giant planet formation due to the fact that the lifetimes of the observed protoplanetary disks are in general lower than 10 Myr. The formation of massive cores before 10 Myr by accretion of big planetesimals (with radii > 10 km) in the oligarchic growth regime is only possible in massive disks. However, planetesimal accretion rates significantly increase for small bodies, especially for pebbles, particles of sizes between ~ 1 mm and ~ 1 cm, which are strongly coupled with the gas. In this work, we study the formation of giant planets incorporating pebble accretion rates in our global model of planet formation.

Keywords / planets and satellites: gaseous planets — planets and satellites: formation

1. Introduction

In the standard core accretion model the main question regarding giant planet formation is how to form massive cores before the dissipation of the protoplanetary disk takes place. Ormel & Klahr (2010) and Lambrechts & Johansen (2012) demonstrated that small particles, often called *pebbles*, with Stokes number $S_t \lesssim 1$, are strongly coupled to the gas and are very efficiently accreted by the planets. The main difference with planetesimal accretion is that pebbles can be accreted from the full Hill sphere of the planet, while planetesimals can only be accreted from a fraction $\alpha^{1/2} R_H$ of the Hill sphere, with $\alpha = \sqrt{R_c/R_H}$, being R_c the core radius of the planet and R_H the Hill radius of the planet. The formation of massive cores before 10 Myr by accretion of big planetesimals (with radii > 10 km) in the oligarchic growth regime is only possible in massive disks (Fortier et al., 2013; Guilera et al., 2014). Thus, pebble accretion appears as a new alternative in the formation of giant planets (Lambrechts et al., 2014). In this work, we study the formation of massive cores incorporating the pebble accretion rates in our model of planet forma-

tion (Guilera et al., 2010, 2014).

2. Our model of planet formation

In a series of previous works (Guilera et al., 2010, 2011, 2014), we developed a model that calculates the simultaneous formation of planets immersed in a protoplanetary disk that evolves in time. In this new work, we incorporate some improvements to our previous model, especially the pebble accretion rates given by Lambrechts et al. (2014) in order to study the formation of giant planets by pebble accretion. The main characteristics of our model are:

Planets:

- solid cores grow by planetesimal accretion (in the oligarchic regime) or by pebble accretion;
- gas accretion and the thermodynamic state of the planet envelope are calculated by solving the standard equations of stellar evolution.

Protoplanetary disk:

- the gaseous component evolves as a viscous accretion disk with photoevaporation;

- the planetesimal or pebble population evolves by means of three factors: accretion to the planets, migration due to gas drag (3 regimes: Epstein, Stokes and quadratic), and collisional evolution (coagulation and fragmentation between them).

2.1. Evolution of the disk

As we mentioned above, the gas surface density of the disk Σ_g evolves as a viscous accretion disk (Pringle, 1981) with photoevaporation (Dullemond et al., 2007):

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu \Sigma_g R^{1/2} \right) \right] + \dot{\Sigma}_w(R), \quad (1)$$

where R is the radial coordinate, ν is the viscosity, and $\dot{\Sigma}_w$ represents the sink term due to photoevaporation.

The solid component of the disk obeys a continuity equation for the solid surface density Σ_p :

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R v_{\text{mig}}(R) \Sigma_p \right) = \mathcal{F}(R), \quad (2)$$

where v_{mig} is the planetesimal or pebble migrational velocity and \mathcal{F} represents the sink terms due to the accretion by the embryos (Guilera et al., 2010).

2.2. Growth of the planets

We considered that the cores of the planets grow by planetesimal and pebble accretion. For planetesimals, we use the planetesimal accretion rates given by Inaba et al. (2001), while for pebbles we use the pebble accretion rates given by Lambrechts et al. (2014). So, the solid accretion rates in our model are given by

$$\frac{dM_c}{dt} = \begin{cases} \left. \frac{dM_c}{dt} \right|_{\text{planetesimal}}^{\text{Inaba}} & \text{if } S_t \geq 1, \\ \left. \frac{dM_c}{dt} \right|_{\text{pebble}}^{\text{L\&J}} & \text{if } S_t < 1, \end{cases} \quad (3)$$

with

$$\left. \frac{dM_c}{dt} \right|_{\text{planetesimal}}^{\text{Inaba}} = 2R_H^2 \Sigma_p \Omega_P P_{\text{coll}} \quad \text{if } S_t \geq 1, \quad (4)$$

$$\left. \frac{dM_c}{dt} \right|_{\text{pebble}}^{\text{L\&J}} = \begin{cases} 2\beta R_H^2 \Sigma_p \Omega_P & \text{if } 0.1 \leq S_t < 1, \\ 2\beta R_H^2 \Sigma_p \Omega_P \left(\frac{S_t}{0.1} \right)^{2/3} & \text{if } S_t < 0.1. \end{cases} \quad (5)$$

Here P_{coll} is a probability of collision (see Guilera et al., 2010, for a detailed explanation), and Ω_P is the Keplerian frequency at the location of the planet. We have introduced a factor β in the pebble accretion rates. This factor is defined as $\beta = \min(1, R_H/H_p)$, and represents a reduction in the pebble accretion rates if the scale height of small pebbles, H_p , could be greater than the Hill radius of the planet. The scale height of the solids is given by (Youdin & Lithwick, 2007)

$$H_p = H_g \sqrt{\frac{\alpha}{S_t}}, \quad (6)$$

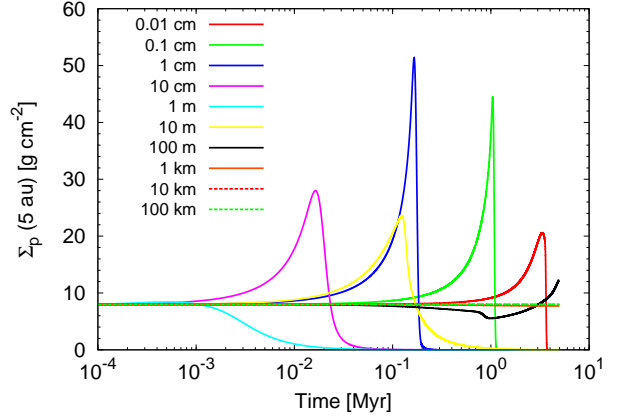


Figure 1: Time evolution of the solid surface density at 5 au. The inward migration of small particles, from the outer region of the disk, significantly increases the surface density. However, all this material quickly migrates inwards. In order to form massive cores, accretion time-scales have to be shorter than migration time-scales. For big planetesimals, the surface density remains almost constant until the dissipation of the disk due to the high migration time-scales of these objects takes place.

where H_g is the gas disk scale height, and α is the turbulence parameter of the gas of the disk assuming the Shakura & Sunyaev (1973) prescription.

Finally, the gas accretion rate and the thermodynamic state of the planet envelope are calculated solving the standard equations of transport and structure, using an adapted Henyey-type code (Fortier et al., 2009; Guilera et al., 2010).

3. In situ giant planet formation at 5 au

We assumed that the mass of the central star and the mass of the disk are $M_\star = 1 M_\odot$ and $M_d = 0.05 M_\odot$, respectively. The initial gas and solid surface densities are given respectively by

$$\Sigma_g = \Sigma_g^0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (7)$$

$$\Sigma_p = \eta \Sigma_p^0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (8)$$

with $R_c = 20$ au and $\gamma = 0.9$ (Andrews et al., 2010). The factor $\eta = 0.25$, if $R < 2.7$ au, or $\eta = 1$ otherwise. The disk is extended between 0.1 au and 1000 au using 5000 radial bins logarithmically equally spaced.

Before calculating the in situ formation of the planet at 5 au, we analyzed the evolution of the disk without planets. For simplicity, we considered a unique size for the planetesimals/pebbles, and we did not consider the collisional evolution of them. So, the solid component of the disk evolved only by planetesimal/pebble migration. Fig. 1 shows that the radial drift of small planetesimals and pebbles could play an important role in the formation of massive cores. While the inward migration of material significantly increases the surface density at 5 au, for some sizes (between 1 cm and 10 m) there is a quick subsequent decline of it. Thus, to form a massive core, the planet has to be able to accrete enough

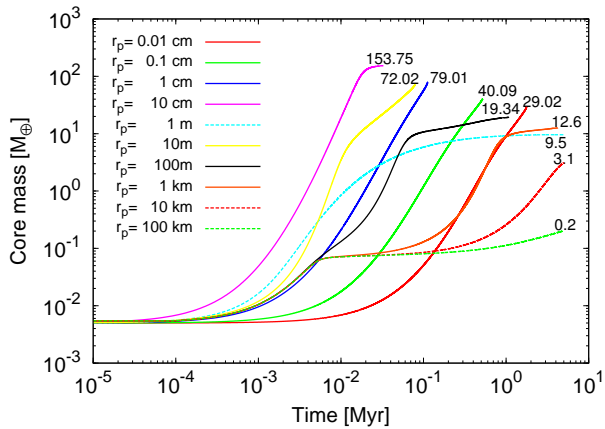


Figure 2: Time evolution of the core mass of the planet. Pebbles are very efficiently accreted and massive cores are formed very quickly. Planetesimals are efficiently accreted too, due to the presence of the planet envelope which significantly increases the capture radius (Guilera et al., 2014). Solid lines represent the cases when the planet achieved the critical mass, and green lines the cases when not.

material before planetesimals migrate inward.

Fig. 2 shows the growth of the planet core as a function of time. Simulations stopped when the planet achieved the critical mass (i.e., when the envelope mass equaled the core mass) or when the disk has been dissipated, at ~ 5 Myr. For pebbles ($r_p \lesssim 1$ m) and small planetesimals ($1 \text{ m} < r_p < 100 \text{ m}$) the planet achieved the critical mass very quickly. However, the critical core masses are in general very large. But Lambrechts et al. (2014) showed that when the planet become massive enough ($M_{\text{core}} \gtrsim 20 M_{\oplus}$), it can perturb the surrounding gas halting the pebble accretion.

Finally, we calculated again the in situ formation of a planet at 5 au, but now considering a planetesimal size distribution. We used 46 size bins between 0.01 cm and 100 km logarithmically equally spaced. Initially, all the solid mass is in pebbles of 0.01 cm. We remark that the initial size of pebbles and planetesimals is not yet well determined. The collisional evolution of the system is calculated using the model of Guilera et al. (2014), considering coagulation/fragmentation between the particles on the disk. Fig. 3 shows the time evolution of the planet core mass. We can see that the collisional evolution of the population of solids allowed the planet to reach a massive core of about $10 M_{\oplus}$ in only ~ 0.2 Myr.

4. Conclusions

Pebble accretion appears as an interesting phenomenon in the formation of giant planets. The high accretion efficiency of these particles could solve the problem of the formation of massive cores before the dissipation of the protoplanetary disk. However, we consider that accurate models of collisional evolution, coupled with models of planet formation, are needed due to the fact of the strong dependence between the time-scale of the solid accretion, the solid migration, and the sizes of the bodies. Another important question, not treated in this

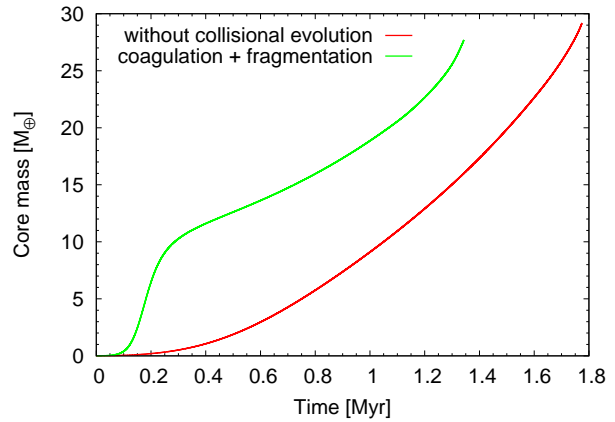


Figure 3: Comparison of the time evolution of the planet core mass between the cases with and without ($r_p = 0.01$ cm) solid collisional evolution. The coagulation between small pebbles significantly favors the quickly formation of a massive core. This is because bigger pebbles ($r_p \sim 10$ cm) are accreted more efficiently.

work, is whether these pebbles can always reach the core. When the mass of the core is a few times the mass of the Earth, the planet is able to bind a non-negligible envelope and the pebbles could be destroyed before they reach the core. This situation may change the evolution of the growth of the planet, especially the accretion of gas (see Venturini et al., 2015).

Acknowledgements: This work was supported by grants from the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

References

- Andrews S. M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
- Dullemond C. P., et al., 2007, Protostars and Planets V, pp 555–572
- Fortier A., et al., 2013, A&A, 549, A44
- Fortier A., Benvenuto O. G., Brunini A., 2009, A&A, 500, 1249
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, A&A, 521, A50
- Guilera O. M., et al., 2014, A&A, 565, A96
- Guilera O. M., et al., 2011, A&A, 532, A142
- Inaba S., et al., 2001, Icarus, 149, 235
- Lambrechts M., Johansen A., 2012, A&A, 544, A32
- Lambrechts M., Johansen A., Morbidelli A., 2014, A&A, 572, A35
- Ormel C. W., Klahr H. H., 2010, A&A, 520, A43
- Pringle J. E., 1981, ARA&A, 19, 137
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A, 24, 337
- Venturini J., et al., 2015, A&A, 576, A114
- Youdin A. N., Lithwick Y., 2007, Icarus, 192, 588

PLANETALP338: Un nuevo código para la síntesis poblacional de sistemas planetarios

M.P. Ronco^{1,2}, O.M. Guilera^{1,2} & G.C. de Elía^{1,2}

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

² Grupo de Ciencias Planetarias, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / mpronco@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En los últimos años, los avances observacionales han permitido estudiar y caracterizar exoplanetas en diferentes tipos de sistemas planetarios. Desde un punto de vista teórico, los modelos de síntesis poblacional nos permiten buscar relaciones entre la diversidad de sistemas planetarios observados y las propiedades de los discos protoplanetarios a partir de los cuales estos se forman. En este trabajo presentamos las características más importantes de un nuevo código numérico llamado PLANETALP338, capaz de formar un sistema planetario y de describir la evolución de los embriones y planetesimales mientras la componente gaseosa se encuentra aún presente en el disco protoplanetario. Nuestro modelo incorpora los principales fenómenos físicos presentes en la formación planetaria como ser las migraciones tipo I y tipo II, la acreción gaseosa, el suministro de agua en embriones y planetesimales y el tratamiento de la fusión de embriones teniendo en cuenta sus respectivas atmósferas. Una aplicación particular de PLANETALP338 es su automatización para poder generar síntesis poblacionales y analizar los diferentes tipos de sistemas planetarios resultantes. El objetivo a futuro es poder explorar cuáles son los rangos de parámetros físicos que proveen sistemas planetarios análogos al Sistema Solar de modo de poder mejorar nuestro conocimiento sobre su formación.

Abstract / In the last years, the observational progress allowed us to study and characterize exoplanets in different planetary systems. From a theoretical point of view, the population synthesis models allow us to link the diversity of planetary systems to the protoplanetary disks where they are formed. In this work, we present the main characteristics of a new code, named PLANETALP338, able to calculate the formation of a planetary system and to describe the evolution of the embryos and planetesimals while the gas is still present in the protoplanetary disk. Our model incorporates the main physical phenomena for planetary formation such as type I and II migrations, gaseous accretion, water delivery in embryos and planetesimals, and mergers between embryos taking into account their respective atmospheres. A particular application of PLANETALP338 is its automatization to generate population synthesis and to analyze the different types of resulting planetary systems. The aim of this work is to explore the ranges of physical parameters that generate planetary systems analog to the Solar System in order to improve our knowledge about its formation.

Keywords / planets and satellites: gaseous planets — planets and satellites: formation

1. Introducción

Durante los últimos años hemos estado trabajando en el desarrollo de un nuevo código numérico de formación planetaria, al cual denominamos PLANETALP338. Este código modela la formación de un sistema planetario hasta que la componente gaseosa del disco protoplanetario se haya disipado. Está desarrollado completamente en FORTRAN 95/2003 y fue diseñado en forma modular, es decir, cada fenómeno físico involucrado en el proceso de formación fue programado en subrutinas independientes de modo de poder *prender* o *apagar* dichos fenómenos a elección del usuario. Este código está basado en los trabajos previos de Brunini & Benvenuto (2008) y Guilera et al. (2010). En este trabajo presentamos una aplicación particular de PLANETALP338: su automatización para el estudio de la síntesis poblacional de sistemas planetarios.

2. PLANETALP338: características

En una serie de trabajos previos (Brunini & Benvenuto, 2008; Guilera et al., 2010, 2014) se ha desarrollado un modelo para calcular la formación simultánea de planetas inmersos en un disco protoplanetario que evoluciona en el tiempo. PLANETALP338 incorpora importantes mejoras al modelo original, especialmente en el tratamiento de la evolución de la componente gaseosa del disco y en la migración planetaria. Nuestro modelo incluye los principales fenómenos físicos involucrados en el proceso de formación de un sistema planetario y consiste en:

- a) Un modelo para calcular la evolución del disco protoplanetario, constituido por:
 - una componente gaseosa que evoluciona en el tiempo como un disco de acreción viscosa (Pringle, 1981) con fotoevaporación debida a la estrella central (Dullemond et al., 2007);
 - una población de planetesimales que evoluciona debido a cuatro factores (para más detalles ver

Guilera et al. 2014): acreción por los planetas, eyección por los planetas (según Alibert et al., 2005), migración radial de planetesimales (3 regímenes: Epstein, Stokes y cuadrático) y por evolución colisional.

b) Un modelo para calcular el crecimiento de los planetas inmersos en el disco protoplanetario con las siguientes características:

- los núcleos sólidos crecen por acreción de planetesimales en el régimen oligárquico (Inaba et al., 2001);
- la acreción de gas se obtiene a partir de los resultados obtenidos por Guilera et al. (2010) resolviendo las ecuaciones de transporte y estructura de la envoltura gaseosa;
- la interacción de los planetas con el disco de gas genera un intercambio de momento angular que resulta en la migración de los planetas. Nuestro modelo considera la migración tipo I para planetas de baja masa (Tanaka et al., 2002) y la migración tipo II (Mordasini et al., 2009) para planetas masivos una vez que abren una brecha en el disco de gas, teniendo en cuenta el criterio de Crida et al. (2006);
- incluimos la limitación en la acreción de gas cuando un planeta abre una brecha en el disco de gas (Tanigawa & Ikoma, 2007);
- consideramos que cuando dos planetas se encuentran separados a una distancia menor que 3.5 radios de Hill mutuos se fusionan teniendo en cuenta la conservación del momento angular y la pérdida de cierta fracción de las atmósferas respectivas (Inamdar & Schlichting, 2015a,b);
- calculamos el aporte de agua que los sólidos de la región externa del disco transportan hacia el interior del mismo y la distribución final de agua de los planetas resultantes.

3. Aplicación

Automatizamos a PLANETALP338 para generar 16 000 sistemas planetarios y poder hacer un estudio estadístico de síntesis poblacional con el objetivo de buscar parámetros generadores de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar. Las salidas de PLANETALP338 representativas de sistemas análogos al Sistema Solar pueden ser utilizadas como condiciones iniciales para estudiar la evolución posoligárquica de dichos sistemas mediante simulaciones de N -cuerpos. La Fig. 1 muestra un cuadro esquemático de la automatización del código.

3.1. Condiciones iniciales

Para poder realizar un estudio estadístico de síntesis poblacional, es necesario definir las condiciones iniciales de nuestro modelo, ya que ellas determinarán las diferentes características que tendrán los sistemas planetarios resultantes. En este trabajo consideramos que las densidades superficiales iniciales de gas y de sólidos están dadas respectivamente por:

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_0^g \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (1)$$

$$\Sigma_p(R) = \Sigma_0^p \eta_{\text{hielo}} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (2)$$

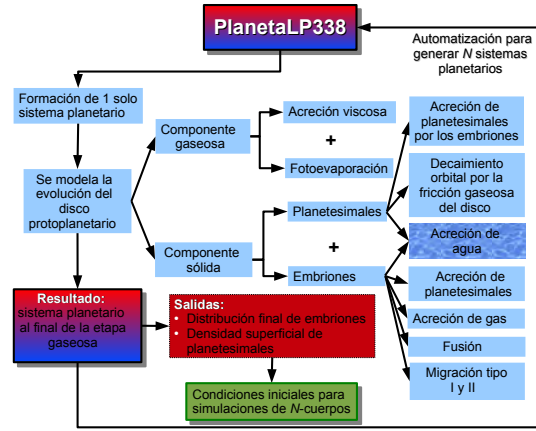


Figura 1: Cuadro esquemático de la optimización de PLANETALP338 para el cálculo de síntesis poblacional de sistemas planetarios.

donde $\eta_{\text{hielo}} = 1/\beta$ si $R < 2.7$ ua, y 1 si $R \geq 2.7$ ua. El factor β tiene en cuenta la discontinuidad en la densidad de sólidos debido a la condensación de material volátil más allá de la línea de hielo, ubicada en 2.7 ua, y toma valores al azar entre 1.1 y 3. El coeficiente $\Sigma_0^g = (2 - \gamma)M_d / (2\pi R_c^2)$, con M_d la masa del disco, mientras que $\Sigma_0^p = z_0 \Sigma_0^g$, con z_0 la metalicidad inicial del disco protoplanetario, que toma el valor $z_0 = 0.0153$ (Lodders et al., 2009). Para M_d elegimos valores al azar entre $0.01 M_\odot$ y $0.15 M_\odot$; definimos el radio característico del disco R_c al azar entre 20 au y 50 au, y γ entre 0.5 y 1.5 (Andrews et al., 2010). El factor α , asociado a la viscosidad del disco ($\nu = \alpha c_s^2 / \Omega_k$, con c_s la velocidad del sonido y Ω_k la frecuencia kepleriana), toma valores entre 10^{-4} y 10^{-2} , y la tasa de fotones UV altamente ionizantes emitidos por la estrella central, f_{41} , asociada a la tasa de fotoevaporación ($\dot{\Sigma}_g = 1.16 \times 10^{-11} f_{41}^{0.5} 10^{-3/2} M_\odot \text{ ua}^{-2} \text{ año}^{-1}$), toma valores entre 0.1 y 10^4 (D'Ángelo & Marzari, 2012). Además, al igual que Miguel et al. (2011), consideramos un factor de reducción para la migración tipo I que toma los siguientes valores: $f_{\text{migI}} = 0, 0.01, 0.1, 1$. La densidad superficial de planetesimales está representada por una distribución homogénea de planetesimales de igual tamaño, donde consideramos planetesimales de radios $r_p = 100$ m, 1 km, 10 km y 100 km (se realizan 4000 simulaciones para cada caso). En todos los casos consideramos un disco protoplanetario en torno a una estrella de masa solar.

4. Resultados

En primer lugar, hemos realizado una serie de simulaciones previas con el objetivo de obtener los parámetros iniciales para los 16 000 sistemas finales. Estas simulaciones se realizaron modelando únicamente la evolución del disco de gas para poder determinar los tiempos de disipación del disco y certificar que nuestra muestra de sistemas planetarios tenga tiempos de disipación acordes con la literatura. Para ello, elegimos al azar los parámetros que definen al disco (M_d, R_c, γ) y tomamos al azar

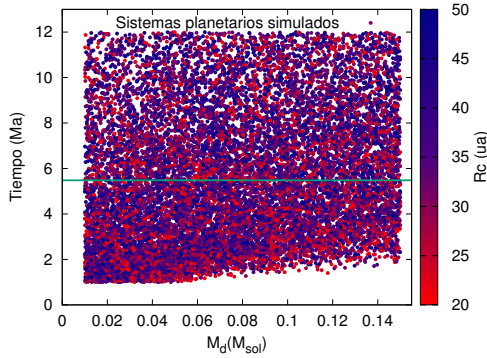


Figura 2: Tiempo de disipación del disco de gas como función de la masa y el radio característico (escala de colores) para los 16000 sistemas. Cada punto representa un sistema planetario particular.

valores de α y f_{41} (en los rangos ya mencionados). Para poder asegurar la uniformidad en la muestra, se utilizó el método de von Neumann: si el tiempo de disipación del disco de gas se encuentra entre 1 Ma y 12 Ma, consideramos adecuados los parámetros y este será un sistema a simular, mientras que si el tiempo de disipación se encuentra fuera de ese rango, dichos parámetros son descartados y el sistema planetario para tales parámetros no es simulado. Este procedimiento se repite una y otra vez hasta obtener 16000 sistemas planetarios *buenos* cuyos discos gaseosos se disipan entre 1 Ma y 12 Ma (Fig. 2).

Una vez definidos los 16000 discos protoplanetarios, realizamos las simulaciones de síntesis poblacional con el objetivo de analizar cuáles de estos parámetros favorecen la formación de sistemas análogos al Sistema Solar. En la Fig. 3 cada punto representa un sistema planetario con una determinada masa de disco y radio característico. Cada fila muestra los resultados para los diferentes tamaños de planetesimales mientras que las columnas representan los resultados para los diferentes factores de reducción de la migración tipo I. Al igual que en Miguel et al. (2011), encontramos que para discos con masas $\lesssim 0.04 M_{\odot}$ se forman sistemas planetarios constituidos únicamente por planetas de tipo terrestre y/o supertierras (puntos negros). Sólo para discos masivos es posible formar sistemas planetarios con planetas tipo Neptuno (puntos rojos) o planetas gigantes como Júpiter o Saturno (puntos azules). Además, prácticamente no se forman planetas gigantes a partir de la acreción de planetesimales grandes, en concordancia con lo encontrado por (Fortier et al., 2013). Es importante notar que en la Fig. 3 no hemos discriminado aún entre sistemas con planetas tipo Júpiter calientes (planetas tipo Júpiter con semiejes menores a las décimas de ua) o planetas gigantes en las regiones más externas del disco, lo que queda pendiente para un trabajo futuro.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado con subsidios del CONICET de la República Argentina y de la Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

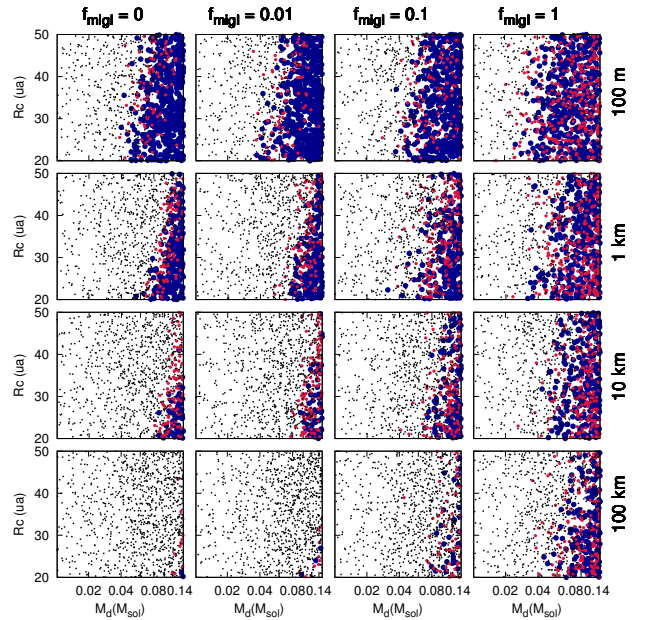


Figura 3: Cada punto representa un sistema planetario distinto. Las filas muestran los resultados para los diferentes tamaños de planetesimales mientras que las columnas representan los diferentes factores de reducción utilizados para la migración tipo I. Los puntos negros representan sistemas con sólo planetas tipo terrestres, los puntos rojos representan sistemas con planetas tipo Neptuno ($M_{\text{gas}} < M_{\text{núcleo}}$ y $M_{\text{gas}} > 0.01 M_{\text{total}}$) y los puntos azules representan sistemas con planetas gigantes gaseosos, tipo Júpiter y Saturno ($M_{\text{total}} > 200 M_{\oplus}$ o abren una brecha en el disco).

Referencias

- Alibert Y., et al., 2005, *A&A*, 434, 343
 Andrews S. M., et al., 2010, *ApJ*, 723, 1241
 Brunini A., Benvenuto O. G., 2008, *Icarus*, 194, 800
 Crida A., Morbidelli A., Masset F., 2006, *Icarus*, 181, 587
 D'Angelo G., Marzari F., 2012, *ApJ*, 757, 50
 Dullemond C. P., et al., 2007, in Reipurth B., Jewitt D., Keil K., eds, *Protostars and Planets V Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks*. University of Arizona Press, Tucson, pp 555–572
 Fortier A., et al., 2013, *A&A*, 549, A44
 Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, *A&A*, 521, A50
 Guilera O. M., et al., 2014, *A&A*, 565, A96
 Inaba S., et al., 2001, *Icarus*, 149, 235
 Inamdar N. K., Schlichting H. E., 2015a, *ArXiv e-prints*
 Inamdar N. K., Schlichting H. E., 2015b, *MNRAS*, 448, 1751
 Lodders K., Palme H., Gail H.-P., 2009, *Landolt Börnstein*, p. 44
 Miguel Y., Guilera O. M., Brunini A., 2011, *MNRAS*, 417, 314
 Mordasini C., Alibert Y., Benz W., 2009, *A&A*, 501, 1139
 Pringle J. E., 1981, *ARA&A*, 19, 137
 Tanaka H., Takeuchi T., Ward W. R., 2002, *ApJ*, 565, 1257
 Tanigawa T., Ikoma M., 2007, *ApJ*, 667, 557



Formando planetas habitables en estrellas M3

A. Dugaro^{1,2}, G.C. de Elía^{1,2}, & A. Brunini²

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / adugaro@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los estudios de evolución estelar permiten inferir que las estrellas de baja masa son las más abundantes en la Galaxia. En la presente investigación, analizamos la formación de sistemas planetarios sin gigantes gaseosos alrededor de estrellas de tipo M3, las cuales poseen una masa de $0.29 M_{\odot}$. En particular, estamos interesados en estudiar los procesos de formación de planetas de tipo terrestre y la caída de agua en la zona habitable (ZH) de dichos sistemas. Para el desarrollo de esta investigación, suponemos discos protoplanetarios masivos para dichos blancos estelares, los cuales poseen el 5% de la masa de la estrella central. Una vez definido el disco de trabajo, utilizamos un modelo semianalítico con el propósito de determinar la distribución de embriones planetarios y planetesimales al final de la fase gaseosa. Estas distribuciones fueron usadas posteriormente como condiciones iniciales para el desarrollo de simulaciones de N -cuerpos. Debido a la naturaleza estocástica del proceso de acreción, se realizaron diez simulaciones de N -cuerpos, con el fin de analizar la evolución de estos sistemas posterior a la disipación del gas. Nuestros resultados sugieren una eficiente formación de planetas terrestres en la ZH con un amplio rango de masas y contenidos de agua. Los planetas formados en la ZH del sistema tienen masas entre $0.07 M_{\oplus}$ y $0.15 M_{\oplus}$ y contenidos de agua de entre 5.4% y 29%. Las propiedades físicas de los planetas de tipo terrestre formados en la ZH de nuestras simulaciones sugieren que los mismos deberían ser capaces de retener una atmósfera permanente y sustancial.

Abstract / Studies of stellar evolution allow us to infer that the low-mass stars are the most abundant in the galaxy. In the present investigation, we analyze the formation of planetary systems without gas giants around M3-type stars, which have a mass of $0.29 M_{\odot}$. In particular, we are interested in studying the terrestrial-like planet formation processes and water delivery in the Habitable Zone (HZ) of those systems. To develop this investigation, we assume massive protoplanetary disks for such stars, which have 5% of the mass of the central star. Once defined the working disk, we use a semi-analytical model, which is able to determine the distribution of planetary embryos and planetesimals at the end of the gaseous phase. Then, these distributions are used as initial conditions for running N -body simulations. Due to the stochastic nature of the accretion process, we carry out ten N -body simulations in order to analyze the evolution of the planetary systems after the gas dissipation. Our results suggest the efficient formation of terrestrial-like planets in the HZ with a wide range of masses and water contents. The planets formed in the HZ of the system have masses between $0.07 M_{\oplus}$ and $0.15 M_{\oplus}$ and final water contents between 5.4% and 29% by mass. The physical properties of the terrestrial-like planets formed in the HZ of our simulations suggest that they should be able to retain a permanent and substantial atmosphere.

Keywords / planets and satellites: terrestrial planets — stars: late-type — protoplanetary disks

1. Introducción

Las estrellas de baja masa (esto es, $0.08 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0.5 M_{\odot}$) resultan ser blancos de estudio de interés superlativo dado que las mismas son las más abundantes en la Galaxia. En efecto, excluyendo a las enanas marrones, esta clase de estrellas representan más del 75% de la estrellas de la galaxia, así como también el 50% de la masa total estelar de la misma (Henry, 2004).

Diversos estudios han sido desarrollados con el fin de analizar el proceso de formación planetaria alrededor de estrellas de baja masa. En particular, Raymond et al. (2007) realizaron simulaciones de N -cuerpos con el objetivo de estudiar la formación de planetas de tipo terrestre para un amplio rango de masas estelares, esto es, desde $0.2 M_{\odot}$ hasta $1 M_{\odot}$. Para hacer esto, los autores supusieron que la masa del disco resulta ser proporcional a la masa estelar, de modo que cuanto menor es la masa de la estrella, menos masivo es el disco supuesto.

En este marco de trabajo, Raymond et al. (2007) mostraron que los planetas terrestres formados en la zona habitable (ZH) alrededor de estrellas con masas menores a $0.6 M_{\odot}$ son poco masivos (menores que $0.1 M_{\oplus}$) y secos, esto es, con muy bajos contenidos de agua. En efecto, de acuerdo a lo sugerido por estos autores, tales estrellas tienen asociados discos protoplanetarios de baja masa, por lo cual la distribución radial de la mezcla de materiales y la caída de agua sobre los planetas de la ZH resultan ser procesos ineficientes.

Durante los últimos años, Andrews et al. (2010) analizaron la emisión de 16 discos protoplanetarios alrededor de estrellas con masas entre $0.3 M_{\odot}$ y $2 M_{\odot}$, localizadas en la región de formación estelar de Ofioco. Estos autores estudiaron la estructura de tales discos y sugirieron que sus masas son comparables e incluso mayores a aquella asociada al modelo de nebulosa solar de masa mínima (Hayashi, 1981). En particular, Andrews et al. (2010) infirieron la existencia de un disco protoplaneta-

rio de $0.143 M_{\odot}$ alrededor de GSS 39, la cual es una estrella de tipo M con $0.6 M_{\odot}$.

El principal objetivo de este trabajo es estudiar la formación de planetas de tipo terrestre en sistemas sin gigantes gaseosos, alrededor de estrellas de baja masa, suponiendo discos protoplanetarios masivos. En particular, proponemos estudiar estrellas de tipo M3, las cuales tienen masas de $0.29 M_{\odot}$ (Tarter et al., 2007). El presente estudio focaliza sobre planetas formados en la ZH del sistema y analiza el proceso de caída de agua sobre los mismos. Para cada escenario de trabajo, utilizamos un modelo semianalítico con el fin de determinar de manera más realista la distribución de embriones y planetesimales al final de la fase gaseosa. Luego, estas distribuciones son usadas como condiciones iniciales para las simulaciones de N -cuerpos, las cuales resultan ser adecuadas con el fin de describir los procesos dinámicos asociados a la evolución de un sistema planetario.

2. Propiedades del disco protoplanetario

El modelo de disco protoplanetario supuesto en el presente trabajo consiste en un perfil de densidad superficial de gas $\Sigma_g(R)$ dado por

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_g^0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma} \right],$$

donde R es la coordenada radial en el plano medio del disco a partir de la estrella, Σ_g^0 una constante de normalización, R_c el radio característico, y γ el exponente que representa el gradiente de densidad superficial. Los valores adoptados para γ y R_c son iguales a 0.9 y 39 ua, respectivamente. Los mismos representan las medianas de tales parámetros obtenidas a partir del trabajo de Andrews et al. (2010). Por otra parte, el valor de Σ_g^0 queda determinado con los parámetros γ , R_c , y la masa total del disco M_d .

De la misma forma, nuestro modelo supone un perfil de densidad de sólidos $\Sigma_s(R)$ dado por

$$\Sigma_s(R) = \Sigma_s^0 \eta_h \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma} \right],$$

donde Σ_s^0 es una constante de normalización, y η_h es un parámetro que representa un incremento en la cantidad de material sólido debido a la condensación del agua más allá de la línea de hielo. Por un lado, $\Sigma_s^0 = z_0 \Sigma_g^0$, donde $z_0 = 0.0149$ es la abundancia primordial de elementos pesados en el Sol (Lodders, 2003). Por otra parte, y de acuerdo al trabajo de Hayashi (1981), η_h toma valores de 0.25 y 1, en regiones internas y externas a la posición de la línea de hielo, respectivamente, la cual puede ser localizada según la expresión

$$R_h = 2.7 \text{ ua } L^{1/2},$$

donde L es la luminosidad de la estrella central en unidades solares, y está dada por

$$\log L = 4.1 \mathbf{M}^3 + 8.16 \mathbf{M}^2 + 7.11 \mathbf{M} + 0.065,$$

(Scalo et al., 2007) donde $\mathbf{M} = \log M$, siendo M la masa de la estrella central en unidades solares. A partir de estas expresiones, la línea de hielo se ubica en 0.26 ua para una estrella de $0.29 M_{\odot}$.

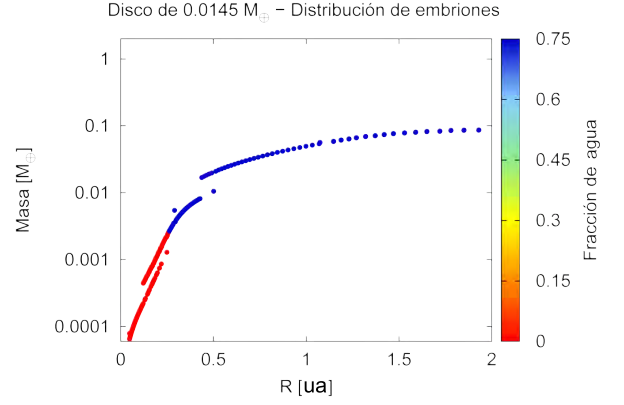


Figura 1: Distribución de masa de los embriones planetarios en función de la distancia a la estrella central al final de la fase gaseosa para el disco de $0.0145 M_{\odot}$. La paleta de colores indica la fracción inicial de agua para los embriones.

Nuestro modelo de disco supone que el contenido de agua es una función de la distancia radial R . En efecto, los objetos ubicados más allá de la línea de hielo tienen un 75 % de agua en masa, mientras que aquellos en regiones más internas son objetos sin agua. Esta distribución es asignada a cada cuerpo, según su localización inicial. Nuestro modelo no considera pérdidas de agua durante los impactos, obteniendo cotas superiores para los contenidos finales de cada planeta.

Finalmente, para definir los límites de la ZH de nuestros sistemas, seguimos los lineamientos propuestos por Kopparapu et al. (2014). A partir de este trabajo, definimos una ZH “optimista” entre 0.077 ua y 0.2 ua y una ZH “conservadora” entre 0.1 ua y 0.19 ua. Nuestro estudio establece que un planeta se encontrará en la ZH si su pericentro y su apocentro se encuentran contenidos dentro de los límites de la ZH optimista.

3. Métodos numéricos

Para desarrollar este trabajo se hizo uso de dos códigos numéricos: 1) Un modelo semianalítico, utilizado para analizar la evolución del disco en la fase gaseosa (Guilera et al., 2010); 2) Un código de N -cuerpos, con el fin de estudiar la evolución dinámica del sistema una vez que el gas se ha disipado (Chambers, 1999).

El modelo semianalítico describe la evolución de embriones planetarios y planetesimales inmersos en un disco de gas. La población de planetesimales, los cuales poseen un radio de 10 km, evolucionan debido al arrastre gaseoso y por la acreción por parte de los embriones. Por su parte, los embriones planetarios comienzan la simulación dentro del régimen de crecimiento oligárquico y evolucionan debido a colisiones mutuas y a la acreción de planetesimales. En este trabajo no fue considerada la migración tipo I sobre los embriones. Finalmente, nuestro modelo supone que la componente gaseosa se disipa en 2.5×10^6 años (Mamajek, 2009).

Para llevar a cabo nuestra tarea, suponemos un disco con una masa equivalente al 5 % de la masa de la estrella. Nuestro blanco de estudio es una estrella de $0.29 M_{\odot}$, de modo que el disco posee una masa de $0.0145 M_{\odot}$.

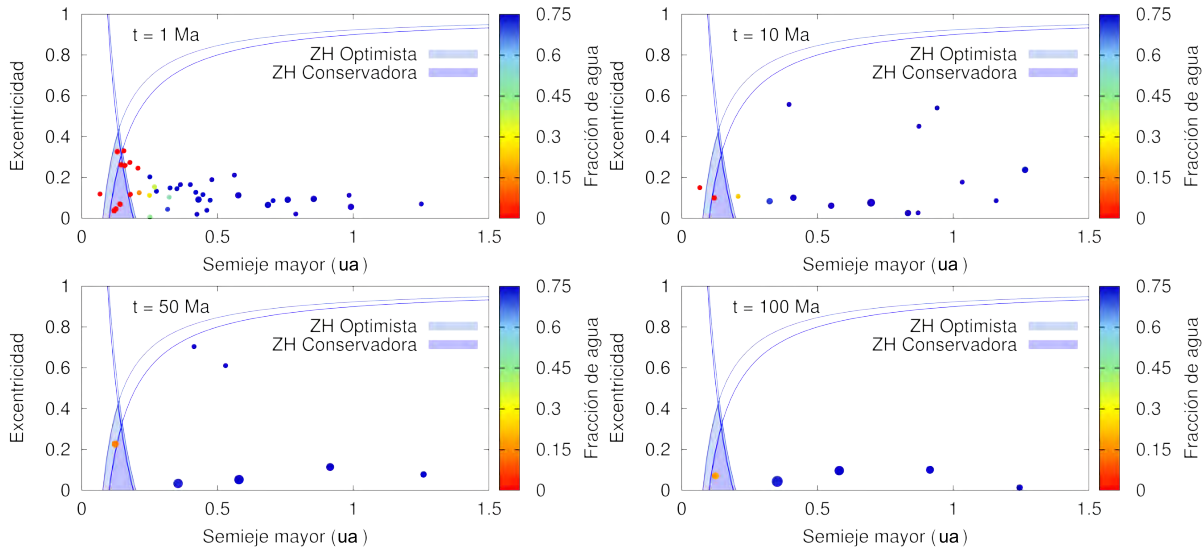


Figura 2: Evolución en el tiempo de un sistema de embriones en el plano semieje mayor y excentricidad. Las regiones celestes representan las ZH optimistas y conservadoras. La paleta de colores representa la fracción de agua de los embriones.

M_{\odot} . Con los parámetros de trabajo definidos, este disco no conduce a la formación de gigantes gaseosos en el sistema. La Fig. 1 representa la distribución de embriones al final de la fase gaseosa para el disco bajo consideración. Los embriones acretan el 99% de la masa en sus zonas de alimentación hasta 1 ua. Teniendo en cuenta esto, decidimos trabajar con embriones planetarios y excluir la presencia de los planetesimales externos. Estas distribuciones de embriones representan las condiciones iniciales utilizadas en las simulaciones de N -cuerpos.

El código de N -cuerpos utilizado para nuestro trabajo es el MERCURY (Chambers, 1999). El código evoluciona las órbitas de los embriones planetarios, conduciendo a encuentros y acreciones. Todas las colisiones fueron tratadas como procesos inelásticos, conservando la masa y el contenido de agua. Utilizamos un paso de tiempo de 0.08 días, el cual es más pequeño que $1/50$ del período orbital del cuerpo más interno de la simulación, el cual se ubica con un semieje de 0.05 ua. El resto de los parámetros orbitales fueron tomados de forma aleatoria. Debido a la naturaleza estocástica del proceso de acreción, desarrollamos diez simulaciones de N -cuerpos, las cuales conservaron la energía relativa $dE/E \lesssim 10^{-3}$.

4. Resultados

La Fig. 2 muestra la evolución en el tiempo de un sistema de embriones en el plano semieje mayor y excentricidad para una dada simulación. En este caso, un planeta de $0.13 M_{\oplus}$ y con un 11% de agua en masa se forma en la ZH con un semieje mayor de 0.12 ua.

Nuestras simulaciones de N -cuerpos producen un total de ocho planetas de tipo terrestre dentro de la ZH del sistema. Tales planetas presentan masas entre $0.07 M_{\oplus}$ y $0.15 M_{\oplus}$ y contenidos finales de agua entre 5.4% y 29%. Un dato interesante nos indica que todos los planetas formados en la ZH del sistema comienzan la simulación en regiones internas a la línea de hielo. De este modo, el contenido primordial de agua de tales pla-

netas es despreciable. En efecto, los planetas de la ZH adquieren sus contenidos de agua durante su evolución, a partir de la acreción de material rico en agua asociado a las regiones localizadas más allá de la línea de hielo.

Los planetas con masas comparables a Marte formados en este trabajo podrían mantener condiciones de habitabilidad durante las etapas iniciales de su evolución. De este modo, la observación de exoplanetas en estrellas M3 jóvenes podría ayudarnos a entender diversos aspectos de la evolución de Marte en su etapa primitiva.

Referencias

- Andrews S. M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
- Chambers J. E., 1999, MNRAS, 304, 793
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, A&A, 521, A50
- Hayashi C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- Henry T. J., 2004, in Hilditch R. W., Hensberge H., Pavlovski K., eds, Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars Vol. 318 of ASP Conference Series, The Mass-Luminosity Relation from End to End. pp 159–165
- Kopparapu R. K., et al., 2014, ApJL, 787, L29
- Lodders K., 2003, ApJ, 591, 1220
- Mamajek E. E., 2009, in Usuda T., Tamura M., Ishii M., eds, American Institute of Physics Conference Series Vol. 1158 of American Institute of Physics Conference Series, Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks. pp 3–10
- Raymond S. N., Scalzo J., Meadows V. S., 2007, ApJ, 669, 606
- Scalzo J., et al., 2007, Astrobiology, 7, 85
- Tarter J. C., et al., 2007, Astrobiology, 7, 30

Posible influencia de exoplanetas sobre la actividad estelar

M. Flores¹, C. Saffe¹, A. Buccino^{2,3}, M. Jaque Arancibia¹ & P. Mauas^{2,3}

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA

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

Contacto / mflores@icate-conicet.gob.ar

Resumen / El objetivo de este trabajo es analizar la posible diferencia en los niveles de actividad mostrados por las estrellas con y sin planetas. Diversos autores han sugerido que las estrellas con planetas, en particular aquellas con planetas tipo Júpiter calientes, poseen niveles de actividad mayores a aquellos mostrados por estrellas de igual clase espectral, pero que no albergan planetas. En esta contribución presentamos el análisis de los índices de actividad calculados para 353 objetos. Para ello, utilizamos espectros de alta resolución ($R \approx 110\,000$) de estrellas con tipos espectrales F, G y K tomados con el espectrógrafo *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher*, instalado en el telescopio de 3.6 m del ESO. No encontramos una diferencia significativa al comparar los índices de actividad entre estrellas con y sin planetas.

Abstract / The aim of this work is to analyze the possible difference in the levels of activity showed by stars with and without planets. Several authors have suggested that stars with planets, in particular those with hot-Jupiter-like planets, have activity levels greater than those showed for stars of the same spectral class, but without planets. In this contribution we present the analysis of chromospheric activity indexes for 353 objects. To do so, we used high-resolution spectra ($R \approx 110\,000$) of F-, G-, and K-type stars taken with the High Accuracy Radial velocity Planet Searcher spectrograph, installed at the 3.6 m ESO telescope. We do not find a significant difference in the activity indexes of stars with and without planets.

Keywords / stars: abundances — planets and satellites: general — stars: activity

1. Introducción

Muchas estrellas de tipo solar han cobrado importancia como estrellas centrales de sistemas planetarios. Desde que Mayor & Queloz (1995) encontraron el primer planeta extrasolar orbitando alrededor de la estrella 51 Peg, se ha avanzado teórica y técnicamente en este campo. Con la implementación del método de tránsitos mediante las recientes misiones espaciales *CONvection ROTation and planetary Transits (CoRot)* y *Kepler*, se ha revolucionado esta disciplina y hoy en día se conocen más de 1593 planetas extrasolares*. Resultan de interés aquellas estrellas de tipo solar que albergan planetas de tipo Júpiter caliente, es decir, un planeta con un período orbital menor a 7 d, un semieje mayor menor que 0.1 ua y una masa mínima mayor a 0.2 veces la masa de Júpiter, representando aproximadamente el 11 % del total de las estrellas con planetas extrasolares conocidos en la actualidad. A partir de observaciones espectro-fotométricas (e.g. Walker et al., 2008; Shkolnik et al., 2003; Cuntz & Shkolnik, 2002; Pillitteri et al., 2010; Pont, 2009; Brown et al., 2011; Poppenhaeger & Wolk, 2014) se llegó en forma independiente al mismo escenario: un planeta de corto período (tipo Júpiter caliente) puede inducir actividad en la fotosfera y en las capas atmosféricas superiores de su estrella anfitriona durante el proceso de interacción mutua. Esta interacción estrella-planeta podría ser magnética y/o mecánica. La correlación entre

la abundancia de litio (Li) y la presencia de exoplanetas es un tema de debate en la actualidad. La importancia de este elemento se manifiesta, entre otras, al utilizarse como un estimador de la edad (e.g. Saffe et al., 2005). King et al. (1997) fueron los primeros en mostrar un exceso de falta de Li en estrellas con planetas. Israelian et al. (2004, 2009) reportaron una abundancia de Li en estrellas con planetas de ~ 1 dex (~ 10 veces) menor que la correspondiente a las estrellas sin planetas ($\log N(\text{Li}) = 0.2 - 2.7$). Sin embargo, otros estudios no encuentran dicha dependencia (e.g. Ryan, 2000; Luck & Heiter, 2006; Baumann et al., 2010; Ghezzi et al., 2010; Ramírez et al., 2012; Delgado Mena et al., 2014). La causa de esta probable diferencia no se comprende del todo. Por otro lado, Takeda et al. (2010) sugieren una conexión entre el contenido de Li y la actividad estelar cromosférica, lo cual explicaría la baja abundancia de Li mediante una disminución del momento angular estelar. De allí que la posible relación entre la abundancia del Li y la actividad estelar resulta de gran interés.

En esta primer etapa, se investigó la posible relación entre la actividad estelar y la presencia de planetas. Para ello, se utilizó una muestra de objetos provenientes del programa de búsqueda de exoplanetas *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher Guaranteed Time Observations (HARPS GTO)*, por sus siglas en inglés. Esta contribución consiste en el cálculo de las abundancias de Li de estos objetos para su posterior confrontación con los niveles de actividad aquí calculados.

*Enciclopedia de planetas extrasolares: <http://exoplanet.eu/catalog/>

2. Observaciones

Se estudiaron 353 objetos con tipos espectrales F-G-K con y sin planetas que forman parte del proyecto de búsqueda de exoplanetas HARPS GTO. Los parámetros fundamentales (temperatura, gravedad, velocidad de microturbulencia y metalicidad) fueron calculados por Sousa et al. (2008, 2011). Estos parámetros fueron derivados a partir de anchos equivalentes de líneas débiles de Fe I y Fe II, asumiendo equilibrio termodinámico local utilizando modelos de atmósfera tipo capas plano-paralelas de ATLAS9 (Kurucz, 1993). La muestra utilizada aquí se obtuvo al acotar el rango de temperaturas entre 5800–7300 K. Como resultado contamos con 289 objetos sin planetas y 64 objetos con planetas, cuyos parámetros orbitales están disponibles en la enciclopedia de planetas extrasolares.

Los espectros HARPS previamente reducidos se obtuvieron de la base de datos de la ESO **. Estos espectros presentan un poder resolvente de 115 000 con una relación señal/ruido (S/N, por sus siglas en inglés) promedio entre 100–200. Se seleccionaron cuidadosamente sólo aquellos espectros con S/N lo suficientemente alta para luego ser corregidos por velocidad radial mediante las herramientas FXCOR y DOPCOR de IRAF. Finalmente, medimos los flujos de las líneas Ca II H y K para cada uno de los espectros y luego calculamos el índice de actividad para todos los objetos.

3. Análisis y resultados

En la Fig. 1 se muestra la distribución del índice de actividad medio HARPS \overline{S}_H como función de la temperatura efectiva. Este índice se obtuvo mediante los flujos de las líneas Ca II H y K (3933.7 y 3968.5 Å) siguiendo el procedimiento detallado por Lovis et al. (2011). Puede observarse que las tres poblaciones se concentran en una zona de actividad intermedia, donde las estrellas sin planetas (simples) poseen una mayor dispersión en torno a su valor medio ($\bar{x} = 0.186 \pm 0.040$). Además, se observa una gran cantidad de estrellas simples con actividad elevada comparable a la que poseen las estrellas tipo ByDra y RSCvn. Se indica, además, la posición del objeto HD 17051. En análisis detallado del objeto reveló la presencia de un ciclo de actividad magnético de largo período que no había sido reportado (trabajo en preparación).

En la Fig. 2 se observa la distribución del índice de actividad en función del semieje mayor planetario. Diversos trabajos han sugerido que las estrellas con planetas masivos y cercanos poseen niveles de actividad mayores a los que presentan aquellas estrellas con planetas más alejados (e.g. Kashyap et al., 2008; Krejčová & Budaj, 2012). Sin embargo, esta posible correlación ha sido atribuida a los efectos de selección relacionados al método de velocidades radiales (VR) con el cual inicialmente se comenzaron a detectar los planetas (e.g. Poppenhaeger et al., 2010; Canto Martins et al., 2011). No obstante, puede observarse que algunos objetos poco masivos han podido ser detectados en torno a estrellas activas y, al

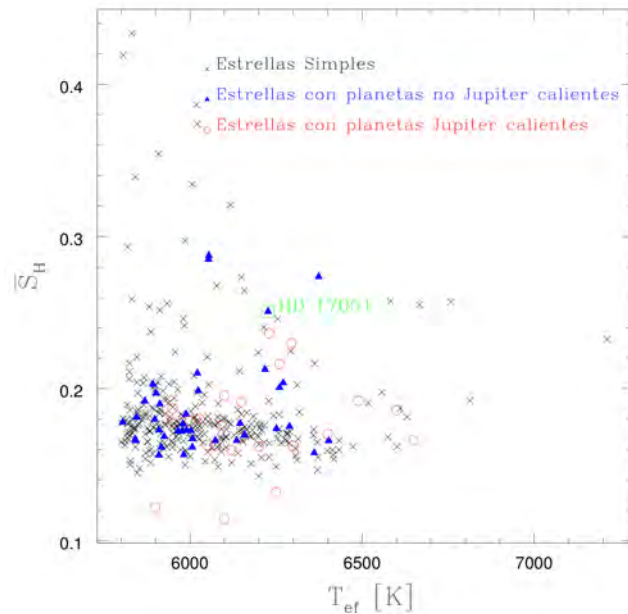


Figura 1: Distribución de los índices de actividad HARPS calculados para las tres poblaciones. Se observa una alta concentración de puntos en una zona de actividad intermedia.

contrario de lo que se piensa, estos se muestran más activos que aquellos con planetas masivos y cercanos. La detección de planetas poco masivos en torno a estrellas activas es una consecuencia de las mejoras instrumentales y de la implementación de la técnica de tránsitos (el 28% de los planetas presentes en la Figura fueron detectados mediante esta técnica), la cual resulta más adecuada para este tipo de sistemas planetarios.

El histograma normalizado para las tres poblaciones (ver Fig. 3) revela que en general las estrellas con y sin planetas presentan niveles de actividad intermedios principalmente concentrados entre $0.16 < \overline{S}_H < 0.18$. Además, tanto en el histograma como en la Fig. 1, puede observarse la poca presencia de estrellas activas ($\overline{S}_H > 0.25$) con planetas detectados, dejando en evidencia el sesgo observacional relacionado al método de VR.

A partir de las poblaciones disponibles (estrellas simples y estrellas con planetas) realizamos el test de Kolmogorov-Smirnov (K-S) para determinar posibles diferencias en las distribuciones de \overline{S}_H . En el primer test K-S comparamos las estrellas simples vs. estrellas con planetas, donde obtuvimos un nivel de significancia del 81%. Este resultado indica que si bien las poblaciones se parecen, no podemos decir que son similares pues el nivel de confianza alcanzado es inferior al 95%.

Por otro lado, efectuamos el test K-S para el grupo de estrellas con planetas no Júpiter calientes ($\bar{x} = 0.186 \pm 0.032$) vs. aquellas con planetas tipo Júpiter calientes en sus órbitas ($\bar{x} = 0.175 \pm 0.029$). Aquí tuvimos en cuenta que de los 64 objetos con planetas, 23 de ellos poseen planetas tipo Júpiter caliente. Este tipo de sistema es ideal para la búsqueda de posibles diferencias en las distribuciones de \overline{S}_H , ya que si existe algún tipo de interacción estrella-planeta, se esperaría encontrarla en aquellos sistemas donde la estrella tenga un planeta

**<http://archive.eso.org>

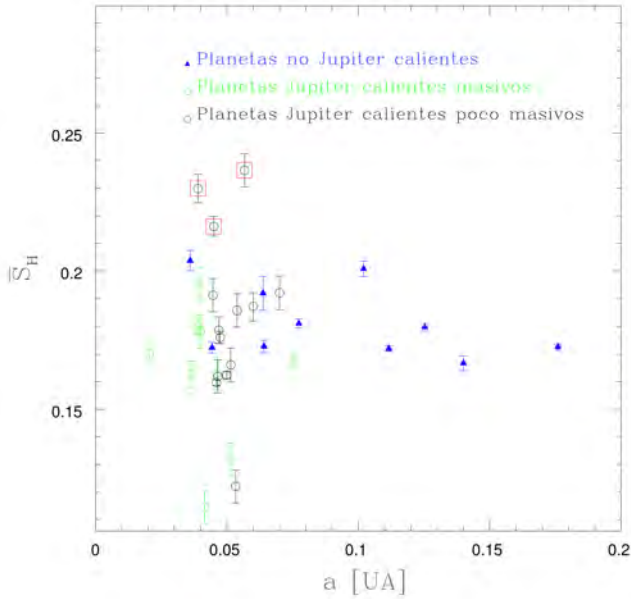


Figura 2: Índices de actividad medio en función del semieje mayor. Indicamos en azul a aquellas estrellas con planetas no Júpiter calientes. Señalamos en verde los objetos con planetas de tipo Júpiter caliente masivos ($M_p > 1M_J$) y en negro a aquellos con $M_p < 1M_J$ (poco masivos). Además, indicamos la posición de 3 objetos poco masivos cuyas estrellas muestran niveles de actividad elevados.

masivo y cercano. Para estas dos poblaciones se obtuvo un nivel de significancia del 39%, lo cual indicaría una posible diferencia entre ellas, probablemente debida a las distintas colas de las distribuciones en la Fig. 3.

4. Trabajo futuro

Para completar nuestro estudio sobre la búsqueda de diferencias en los índices de actividad en estrellas con y sin planetas, extenderemos el rango de temperaturas efectivas. Para la siguiente etapa del proyecto seleccionaremos aquellas estrellas con temperaturas entre 4000–5800 K, de esta manera excluirémos de nuestra muestra a las estrellas tipo M las cuales son fuertemente convectivas y a aquellas estrellas jóvenes, para las cuales no existe una zona convectiva. De esta manera, nos enfocaremos en el estudio de estrellas F-G-K donde es efectivo un modelo de dínamo clásico ($\alpha\Omega$).

Se utilizará el programa SYNTHE (Kurucz & Avrett, 1981) para efectuar el cálculo de $V_{\text{sen}}(i)$ (km s^{-1}) mediante el ajuste de un conjunto líneas de Fe I y Fe II para toda nuestra muestra. Posteriormente, se ajustará la línea de Li I 6707.8 Å mediante el cálculo de espectros sintéticos.

Finalmente, contaremos con una extensa muestra de objetos con temperaturas entre 4000–7300 K con sus respectivos índices de actividad y abundancias de Li calculadas. Esto nos permitirá cumplir con los objetivos de este proyecto, es decir, estudiar la actividad en estrellas con y sin planetas y por otro lado, confrontar los valores de actividad con las abundancias del Li en busca de posibles diferencias.

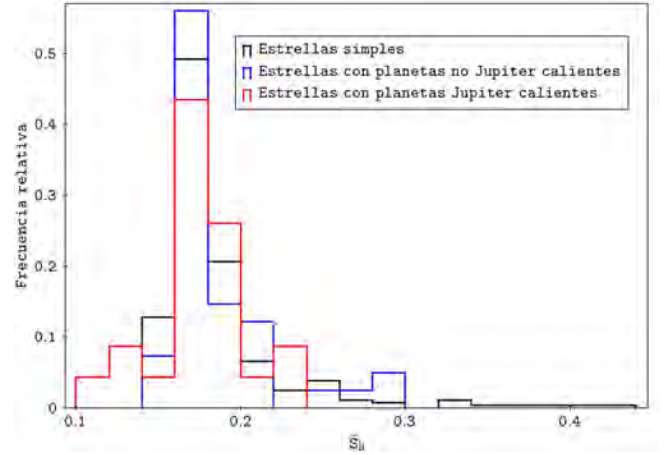


Figura 3: Histograma normalizado de la distribución de \overline{S}_H para cada población (ver imagen color en versión electrónica).

Referencias

- Baumann P., et al., 2010, A&A, 519, A87
 Brown D. J. A., et al., 2011, MNRAS, 415, 605
 Canto Martins B. L., et al., 2011, A&A, 530, A73
 Cuntz M., Shkolnik E., 2002, Astronomische Nachrichten, 323, 387
 Delgado Mena E., et al., 2014, A&A, 562, A92
 Ghezzi L., et al., 2010, ApJ, 724, 154
 Israelian G., et al., 2009, Nature, 462, 189
 Israelian G., et al., 2004, A&A, 414, 601
 Kashyap V. L., Drake J. J., Saar S. H., 2008, ApJ, 687, 1339
 King J. R., et al., 1997, AJ, 113, 1871
 Krejčová T., Budaj J., 2012, A&A, 540, A82
 Kurucz R., 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
 Kurucz R. L., Avrett E. H., 1981, SAO Special Report, 391
 Lovis C., et al., 2011, ArXiv e-prints
 Luck R. E., Heiter U., 2006, AJ, 131, 3069
 Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
 Pillitteri I., et al., 2010, ApJ, 722, 1216
 Pont F., 2009, MNRAS, 396, 1789
 Poppenhaeger K., Robrade J., Schmitt J. H. M. M., 2010, A&A, 515, A98
 Poppenhaeger K., Wolk S. J., 2014, A&A, 565, L1
 Ramírez I., et al., 2012, ApJ, 756, 46
 Ryan S. G., 2000, MNRAS, 316, L35
 Saffe C., Gómez M., Chavero C., 2005, A&A, 443, 609
 Shkolnik E., Walker G. A. H., Bohlender D. A., 2003, ApJ, 597, 1092
 Sousa S. G., et al., 2011, A&A, 533, A141
 Sousa S. G., et al., 2008, A&A, 487, 373
 Takeda Y., et al., 2010, A&A, 515, A93
 Walker G. A. H., et al., 2008, A&A, 482, 691



Dispersión planetaria en estrellas de baja masa: Formación y evolución de reservorios de cuerpos helados

M. Zanardi¹, G.C. de Elía^{1,2}, R.P. Di Sisto^{1,2}, O.M. Guilera^{1,2}, & A. Brunini²

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

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / mzanardi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo, presentamos un estudio sobre la formación y evolución de reservorios de cuerpos menores en escenarios de dispersión planetaria alrededor de estrellas M0 con $0.5 M_{\odot}$. Para realizar este estudio usamos dos códigos numéricos. Por un lado, un modelo semianalítico capaz de determinar las propiedades del disco que lleve a la formación de tres gigantes gaseosos cerca de su límite de estabilidad. Por otro lado, un código de N -cuerpos con el fin de estudiar la evolución de los tres gigantes gaseosos y un reservorio de cuerpos menores. Nuestro estudio sugiere la existencia de poblaciones de pequeños cuerpos con propiedades orbitales muy variadas, así como también una amplia diversidad de arquitecturas planetarias. Un resultado relevante es la formación y estabilidad de reservorios de cuerpos menores que denominamos nubes resonantes.

Abstract / In this work, we show a study about the formation and evolution of minor planet reservoirs in planetary scattering scenarios around of M0-type stars with $0.5 M_{\odot}$. To carry out this study, we use two numerical codes. On the one hand, we use a semi-analytical model to determine the properties of the disk able to form three giant planets close to the stability limit. On the other hand, we use a N -body code in order to study the evolution of the three giant planets and the minor planet reservoirs. Our results suggest the existence of minor planet populations with very different orbital characteristics as well as a wide variety of planetary architectures. An important result is the formation and stability of small bodies reservoirs called resonant clouds.

Keywords / stars: low-mass — planets and satellites: dynamical evolution and stability — Oort Cloud

1. Introducción

Durante los últimos años se ha descubierto una enorme diversidad de sistemas planetarios alrededor de estrellas de diferentes tipos espectrales. En particular, el estudio de los sistemas con estrellas de baja masa es de interés porque representan la población estelar más abundante de la galaxia (Henry, 2004).

Los eventos de dispersión planetaria parecen ser un escenario común en una gran diversidad de sistemas. Estos escenarios dinámicos conducen a fuertes inestabilidades que pueden alterar tanto la arquitectura planetaria como los reservorios de cuerpos menores.

El objetivo principal de esta investigación es estudiar la configuración planetaria, y la formación y evolución de reservorios de cuerpos helados alrededor de estrellas de $0.5 M_{\odot}$, en escenarios de dispersión planetaria.

2. Métodos numéricos

Para realizar este estudio, usamos dos códigos numéricos. Inicialmente, utilizamos un modelo semianalítico (Guilera et al., 2010) con el fin de definir las propiedades del disco protoplanetario capaz de producir la formación de tres planetas gigantes gaseosos ubicados en localizaciones cercanas de los límites de estabilidad dinámica determinados para el caso de 3 masas iguales (Marzari, 2014). Las características del disco protoplanetario se

muestran a continuación:

- Masa del disco $M_d = 0.15 M_{\odot}$.
- Perfil de densidad superficial de gas y sólidos $\Sigma \propto R^{-1}$, siendo R la coordenada radial en el plano medio del disco a partir de la estrella huésped.
- Posición de la línea de hielo en 0.51 ua.
- Metalicidad $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.25$.
- Radio de los planetesimales $r_p = 10$ km.

Cada uno de los tres planetas gigantes formados a partir de este disco tiene una masa equivalente a la de Júpiter y semiejes mayores de $a_1 = 0.51$ ua, $a_2 = 0.8$ ua y $a_3 = 1.5$ ua. La Fig. 1 muestra la evolución de la masa en función del tiempo de los tres planetas gigantes formados a partir del modelo semianalítico.

La configuración planetaria determinada a partir del modelo semianalítico fue utilizada como condición inicial para el desarrollo de las simulaciones de N -cuerpos, las cuales fueron implementadas mediante el código MERCURY (Chambers, 1999). Para esto ubicamos los tres planetas gigantes formados con el modelo semianalítico junto con un disco de 1000 partículas de prueba distribuidas entre 2 ua y 30 ua, las cuales interactúan con los planetas pero no interactúan entre sí. Realizamos un total de 30 simulaciones que fueron integradas entre 10^7 años y 4×10^9 años. Como el evento de dispersión planetaria es un escenario dinámico extremo consideramos un paso de integración de 2 días que es equivalente a $1/60$ del período orbital del planeta más interno. Con

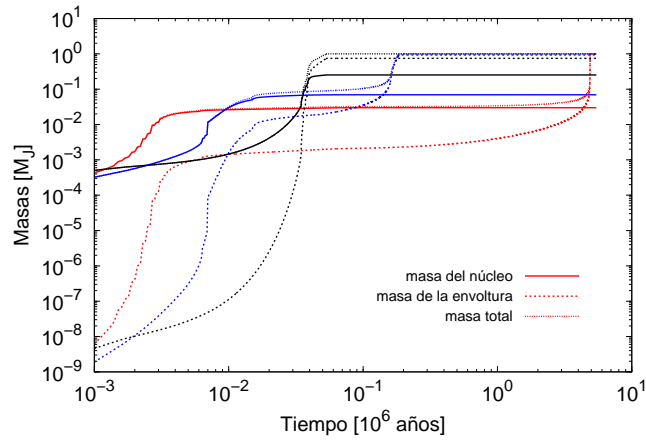


Figura 1: Evolución de la masa en función del tiempo de los tres planetas gigantes formados en el sistema.

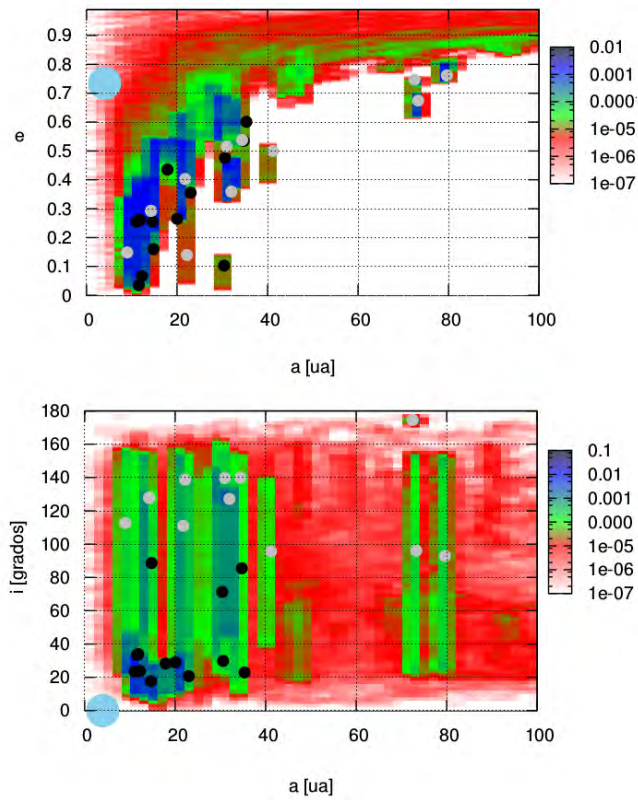


Figura 2: Mapas de ocupación a vs. e (arriba) y a vs. i (abajo) de un sistema planetario con nube resonante. Este sistema fue integrado por 10^9 años. El círculo celeste representa el planeta gigante que permanece en el sistema. Los círculos negros representan las partículas sobrevivientes sobre órbitas directas, mientras que los círculos grises son partículas con órbitas retrógradas permanentes o bien con órbitas que pasan periódicamente de directas a retrógradas en su evolución (ver imagen color en versión electrónica).

esta elección del paso modelamos con mayor precisión las órbitas con altas excentricidades y bajos pericentros. Todas nuestras simulaciones conservaron la energía relativa $dE/E \lesssim 10^{-3}$.

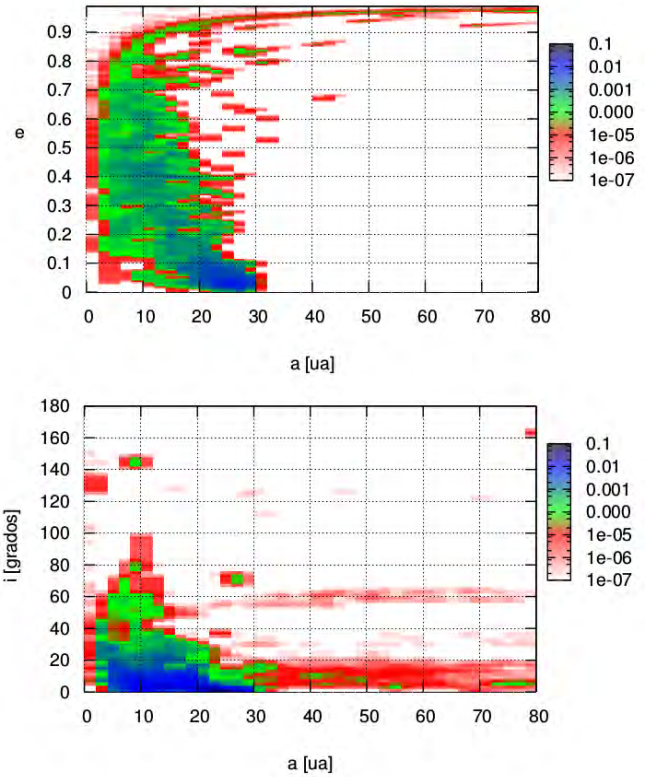


Figura 3: Mapas de ocupación a vs. e (arriba) y a vs. i (abajo) de un sistema planetario que presenta un reservorio remanente de cuerpos menores a manera de disco dispersado (ver imagen color en versión electrónica).

3. Resultados

Nuestros resultados sugieren que el evento de inestabilidad dinámica que tiene lugar en los sistemas bajo estudio conduce a la formación de reservorios de cuerpos menores con propiedades orbitales muy variadas.

Los planetas que sobreviven en el sistema luego del evento de inestabilidad son gigantes gaseosos que poseen entre una y dos masas de Júpiter. Estos planetas presentan semiejes mayores entre 0.23 ua y 18.7 ua, excentricidades entre 0.02 y 0.94 e inclinaciones entre 0.2° y 42° . Vale la pena destacar que debido a las fuertes inestabilidades dinámicas, se produce la remoción de uno o más planetas del sistema. En efecto, el 43.3% de los sistemas resultantes finalizan con dos planetas gigantes, el 36.6% con un único planeta, y el 20.1% restante son sistemas que carecen de gigantes gaseosos.

Teniendo en cuenta las arquitecturas planetarias y los reservorios de cuerpos menores resultantes, nuestras simulaciones producen tres diferentes clases de sistemas.

En primer lugar, obtenemos poblaciones de cuerpos menores con órbitas retrógradas, en las cuales distinguimos dos clases de objetos. Por un lado, partículas que permanecen con sus órbitas retrógradas. Por otro lado, objetos cuya inclinación oscila entre 20° y 180° , manteniendo constante su semieje mayor.

La Fig. 2 muestra dos mapas de ocupación en el espacio de elementos orbitales (a , e , i) de partículas que

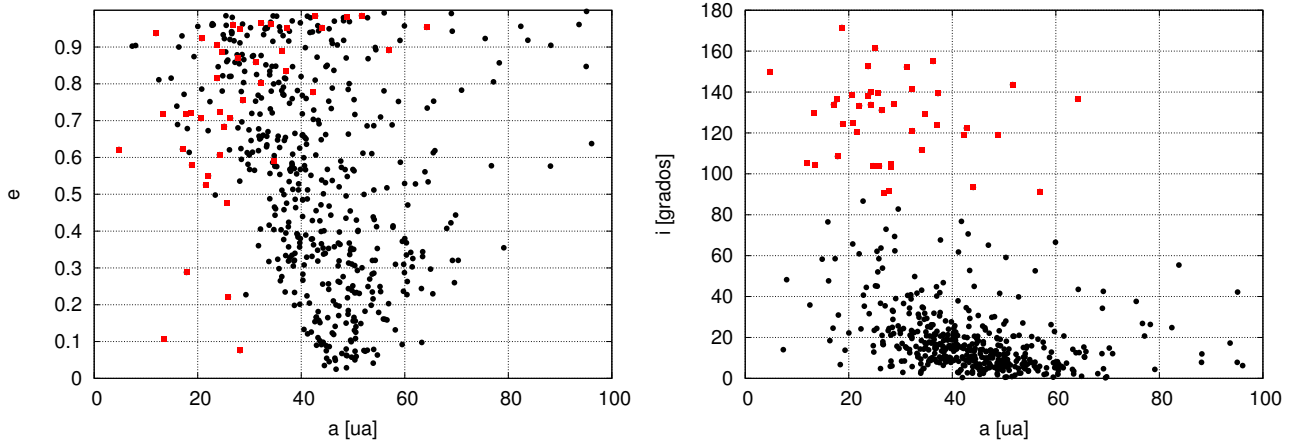


Figura 4: Distribución de cuerpos menores en los planos a vs. e (izquierda) y a vs. i (derecha) para un sistema que carece de planetas gigantes. Los círculos negros representan los cuerpos que sobreviven en órbitas directas, mientras que los cuadrados rojos son objetos sobre órbitas retrógradas.

evolucionaron por 10^9 años. Los colores muestran diferentes grados de probabilidad donde pueden encontrarse las partículas y la escala de colores está normalizada al tiempo total ocupado por todas las partículas en ese espacio. El color negro a azul representa regiones de mayor probabilidad y por lo tanto más estabilidad y el rojo a blanco las de menos probabilidad.

En este sistema se observan los dos tipos de reservorios mencionados anteriormente. Entre 15 ua y 40 ua coexiste una población con inclinaciones menores a 60° a modo de disco dispersado (puntos negros) con otra población cuyas partículas sufren grandes cambios en inclinación pasando de órbitas directas a retrógradas (puntos grises) a lo largo de la evolución. Entre 70 ua y 80 ua puede verse otro reservorio en donde una partícula presenta una órbita retrógrada permanente y las dos restantes muestran grandes cambios en inclinación. Muchos de estos objetos podrían estar en resonancias de movimientos medios de alto orden con el planeta, o bien podrían estar influenciados por el mecanismo de Kozai excéntrico (Naoz, 2016). Esta simulación sugiere la existencia de nubes resonantes que resultan ser dinámicamente estables por al menos 10^9 años.

Por otro lado, un resultado común son las poblaciones de cuerpos menores con órbitas directas. Estos reservorios tienen distintos grados de excitación. Por un lado, las simulaciones muestran poblaciones de objetos con órbitas casi circulares y coplanares extendidas hasta 50 ua. Por otro lado, encontramos reservorios similares al disco dispersado de nuestro Sistema Solar con objetos cuyas excentricidades son menores a 0.8, inclinaciones menores a 60° , y semiejes mayores hasta 50 ua. La Fig. 3 muestra dos mapas de ocupación en el espacio de elementos orbitales (a , e , i) de un reservorio cuyas partículas mantienen sus órbitas directas durante toda su evolución. La escala de colores representada es la explicada anteriormente. Esta población es comparable al disco dispersado del Sistema Solar, con semiejes mayores hasta 30 ua, excentricidades menores a 0.8, e inclinaciones menores a 20° . Este sistema finalizó con un planeta con $a = 0.44$ ua, $e = 0.2$ e $i = 2.4^\circ$, y una

masa equivalente a dos masas de Júpiter.

Otro resultado interesante es la existencia y estabilidad de reservorios de cuerpos menores en sistemas donde los tres gigantes son removidos. En estos escenarios coexisten partículas con órbitas directas con aquellas que mantienen sus órbitas retrógradas. En la Fig. 4 mostramos estos reservorios, los cuales representan una población congelada a menos que perturbadores externos alteren su evolución.

4. Conclusiones

Estudiamos la evolución de reservorios de cuerpos helados en estrellas de baja masa mediante dispersión planetaria. Algunas poblaciones de cuerpos menores presentan características orbitales similares a las encontradas en el Sistema Solar como el disco dispersado, y otras muestran características a modo de nube resonante. Un resultado relevante es la existencia de una población de cuerpos menores en sistemas sin gigantes.

Referencias

- Chambers J. E., 1999, MNRAS, 304, 793
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, A&A, 521, A50
- Henry T. J., 2004, in Hilditch R. W., Hensberge H., Pavlovski K., eds, Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars Vol. 318 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Mass-Luminosity Relation from End to End. pp 159–165
- Marzari F., 2014, MNRAS, 442, 1110
- Naoz S., 2016, ArXiv e-prints



La trama celeste: por qué educar en astronomía. Una oportunidad de aprendizajes múltiples

B. García^{1,2}

¹ Instituto en Tecnologías de Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

Contacto / beatriz.garcia@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / La educación en astronomía en todos los niveles ha sido un tema abordado por la Unión Astronómica Internacional como parte de su plan 2010–2020. Los contenidos sobre temas astronómicos se encuentran en los programas de estudio en los niveles primario y secundario de todo el mundo. Al tratarse de una disciplina transversal, la astronomía es, además, una ciencia que permite introducir al alumno en el estudio de la naturaleza de manera no conflictiva: nadie permanece indiferente a sus conceptos y descubrimientos. La Unión, a través de la Comisión de Educación y Desarrollo de la Astronomía, ha implementado, auspiciado y llevado adelante durante los últimos 5 años dos programas especiales, uno de ellos de didáctica de la astronomía para profesores de nivel medio y otro destinado a la transmisión de temas de astronomía para poblaciones con discapacidad. En esta presentación se comparten las características, logros e impacto de dichos programas.

Abstract / Astronomy education at all levels has been an issue addressed by the International Astronomical Union as part of its 2010–2020 plan. The content on astronomical topics are in the curriculum at primary and secondary levels worldwide. Being a cross-discipline, astronomy is also a science that allows to introduce students to the study of the nature in a non-confrontational way: no one is indifferent to their concepts and discoveries. The International Astronomical Union, through its Commission on Education and Development of Astronomy, has implemented, sponsored and carried out over the past five years two special programs, one about didactics of astronomy for teachers of middle level and another one for the transmission of astronomical topics for the disabled. In this presentation, achievements and impact of these programs are shared.

Keywords / sociology of astronomy — miscellaneous

1. Introducción

Adolfo Bioy Casares escribió en 1948 uno de los mejores cuentos de ficción especulativa de los que se tengan noticias: “La trama celeste”. En él relata la historia de Ireneo Morris, un piloto que no sólo viaja entre universos paralelos, sino que existe en múltiples universos.

La astronomía, que estudia casi todas las propiedades del Universo y también lo que existió, existe y existirá, representa esa oportunidad de viaje entre eventuales universos paralelos del conocimiento, en donde los procesos cognitivos son múltiples porque se apela a la percepción a través de longitudes de onda múltiples y múltiples frecuencias.

A lo largo de la historia de la humanidad, la astronomía marcó el rumbo del progreso del ser humano y permitió descifrar el comportamiento de la naturaleza al punto tal de encontrar esas relaciones que desde antaño casi todos los pueblos que habitaron el planeta buscaban. El conocimiento del cielo organizó tiempos de siembra y cosecha, predijo eventos, permitió orientar edificios para aprovechamiento de la luz o para conservación de la energía, y, con los siglos, nos mostró cómo se producen los elementos químicos más pesados a partir de los más livianos, de qué manera evolucionan las estrellas, cuáles son los escenarios de nacimiento y muerte del Universo y por qué la vida es una propiedad más del

Universo en el que vivimos.

La astronomía, por lo tanto, es una disciplina que abarca desde la filosofía y la historia, hasta la cosmología y la biología y que, desde el punto de vista de la educación, permite la aproximación al aprendizaje del funcionamiento del mundo natural a partir de estos múltiples enfoques.

La Unión Astronómica Internacional (UAI), fundada en 1919 con el fin de “promover y salvaguardar la astronomía y desarrollar la disciplina a través de la cooperación internacional,” y que en la actualidad cuenta con unos 12 000 miembros individuales en 90 países, utiliza casi todos sus fondos, que provienen de las contribuciones nacionales, para el desarrollo global de la astronomía.

La Unión ha planteado esta posibilidad de aprendizajes múltiples en su plan para la década 2010–2020 (http://iau.org/static/education/strategicplan_2010-2020.pdf), teniendo en cuenta que de la mano de la astronomía se pueden desarrollar habilidades en el campo del conocimiento de las ciencias básicas, pero también en el de las aplicadas, sin olvidar el alcance cultural de la disciplina.

Las diversas actividades de la Unión se canalizan a través de Divisiones (http://www.iau.org/science/scientific_bodies/divisions/) que a su vez coordinan las tareas de Comisiones. Una de estas Divisiones (la C) está dedicada a la educación, el desarrollo, la historia, la comunicación con el público y el legado astronómico (ver http://www.iau.org/science/scientific_bodies/divisions/C/). Dentro de la División C, cuatro comisiones trabajan para el logro de los objetivos de cada área de influencia, y una de esas comisiones es la de “Educación y desarrollo de la astronomía” (ver <http://iaucc1.frm.utn.edu.ar/>) que está dedicada principalmente a tres grandes temas: Teoría y métodos para la enseñanza de la astronomía, la Red para la educación de la astronomía a nivel medio y la Astronomía para la igualdad y la inclusión.

Los programas para la capacitación de docentes que trabajan en el nivel medio resultan fundamentales en el mundo entero. Los mayores problemas en el proceso de enseñanza/aprendizaje de las ciencias se encuentran precisamente en este nivel, en el que los docentes y alumnos coexisten en algo también parecido a universos paralelos: se dispone de una enorme cantidad de información científica, descubrimientos importantes y logros sin precedentes, existe la capacidad de que estos conocimientos lleguen a todas las personas a través de los medios de comunicación, los temas que sirven para comprender lo que sucede en el mundo de la ciencia y que nos permitiría comprender mejor la vida cotidiana (que se desarrolla en un universo físico matemático) están en los programas de estudio, pero los mediadores, los docentes, carecen de las herramientas didácticas para aproximarlos a sus alumnos. Este hecho marca un momento crítico, en el que la mayoría de los jóvenes adquieren la información de manera parcial, muchas veces mal transmitida o inexacta, y carecen de las herramientas para analizarla. El espíritu crítico que se espera proviene de la educación formal y es a la que se apunta desde los programas de educación que la UAI promueve. En este sentido hay varios proyectos dedicados a alumnos de los niveles preescolar y primario, como *The Universe Awareness* (UNAWAWE, <http://unawe.org>) o el *Galileo Teaching Training Program* (GTTP, <http://galileoteachers.org/>), para nivel medio, pero otros han sido especialmente desarrollados para transferir herramientas didácticas para docentes de niveles medios o preuniversitarios, que contemplan temas que abarcan desde astronomía de posición o estaciones, hasta espectroscopía o cosmología, y que pueden ser transferidos en cualquier espacio curricular y sin elementos sofisticados, con lo cual se muestra el carácter transversal de la astronomía y la posibilidad de su enseñanza usando recursos simples, en el espacio del aula y en un tiempo acotado. Tal es el caso de la Red para la Educación de la Astronomía en la Escuela (*Network for Astronomy School Education*, NASE).

Por otra parte, uno de los objetivos de la astronomía profesional para la próxima década es asegurar la accesibilidad al conocimiento para audiencias con algún tipo de discapacidad. En este sentido, varias iniciativas están siendo desarrolladas para crear herramientas, recursos y repositorios que permitan el acceso a diversas actividades especialmente diseñadas para ciegos, sordos,

discapacitados motores, mentales, personas en hospitales, poblaciones discriminadas o en riesgo, que aseguren la igualdad de oportunidades, la inclusión y la enseñanza para la diversidad.

Si bien han sido propuestas varias líneas de acción, la base de esta presentación está en los aspectos que hacen a dos grupos de trabajo de la Comisión 1 de la UAI, los dedicados a la didáctica de la disciplina en el nivel medio de la educación y a la astronomía inclusiva.

2. Astronomía para el desarrollo sustentable

Cuando se piensa en la aproximación del público a la astronomía, debemos asegurarnos de transmitir los objetivos que marcan nuestras acciones en el Siglo XXI, pues en este nuevo contexto la astronomía puede ser uno de los motores que permitan lograr:

- Beneficios sociales (a través del compromiso científico);
- Desarrollo de capital humano (mediante la educación, el desarrollo de habilidades y la promoción para la elección de carreras);
- Crecimiento económico (atendiendo a la innovación);
- Mejora de la calidad de vida (a partir de la transferencia tecnológica).

Los seres humanos son complejos y están insertos en distintos entornos sociales. Por ello, hablar de acceso no equivale a hablar de desarrollo. Para el desarrollo es necesario identificar buenas prácticas, utilizar de manera eficiente los recursos y manejar riesgos.

Con esta perspectiva, y proyectando la visión para el 2021, la UAI propone el uso del denominado “ciclo de impacto” que se basa en la producción del conocimiento y su distribución a gran escala, asegurando nuevas ideas, su optimización, evaluación y generación de recursos, el estímulo de los liderazgos regionales y el auspicio de programas financiados de manera externa que permitan, además, la incorporación de otras disciplinas (Govender, 2016). Para lograr estos objetivos es fundamental el establecimiento de convenios de cooperación con organizaciones para el desarrollo. En nuestro país, la planificación de estas actividades viene de la mano de los convenios establecidos con MINCyT, CONICET, Ministerios de Educación, Direcciones Generales de Escuelas y Gobiernos Provinciales.

3. Red para la Educación de la Astronomía en la Escuela (NASE)

NASE es un curso auspiciado por la UAI que se dicta desde 2009 y tiene por finalidad la capacitación de docentes de nivel secundario en didáctica de la astronomía. La información completa sobre las características del curso (creado por la Dra. Rosa Ros) y todos los materiales necesarios para su desarrollo se encuentran en línea, en su página web (www.naseprogram.org). La modalidad de esta propuesta es teórico-práctica, con énfasis en el desarrollo de talleres en donde el “hacer” permite al docente afirmar sus conocimientos para la aplicación inmediata de los recursos en el aula, aprovechando



Figura 1: NASE-Guatemala: desarrollo del fotómetro de mancha de aceite, 2011.



Figura 2: NASE-China: Velocidad de escape y lanzamiento de cohetes, 2013.

los conceptos de la disciplina, pero aplicando las técnicas en espacios tales como matemáticas, física, química, biología, geografía, historia y filosofía.

La astronomía es una disciplina que puede ser abordada desde distintos espacios curriculares y es fundamental para iniciar a los alumnos en el estudio científico de la naturaleza. Aplicar contenidos y conceptos astronómicos en el aula resulta “no traumático”, pues los alumnos tienen un interés especial por los temas que abarca esta materia.

Los contenidos del curso se han seleccionado teniendo en cuenta todos los ejes de la astronomía de posición y la astrofísica que sean de interés para la formación de un estudiante de nivel secundario y que, además, se relacionen con la actualidad de la disciplina.

NASE se basa en el desarrollo de cuatro conferencias de temas generales (historia de la astronomía, sistema solar, vida de las estrellas y cosmología), y diez talleres, que abordan temas de astronomía de posición (la esfera celeste, coordenadas, fases de la Luna, eclipses, producción de estaciones, medición del tiempo, dimensiones, escalas, determinación de distancias, diseño y uso de instrumentos de observación astronómica) y de astrofísica (espectro electromagnético, Sol, radiaciones no visibles, la vida de las estrellas y expansión del Universo). Algunas de las actividades desarrolladas pueden verse en las Figs. 1 y 2.

Las expectativas de logro asociadas con los cursos de didáctica de la astronomía se vinculan con la capacidad de desarrollar en el alumno el sentido del espacio y el tiempo, generar espíritu crítico en torno de los temas científicos y mostrar el carácter interdisciplinario de la ciencia moderna.

El impacto esperado es amplio. A partir de la experiencia adquirida, podemos afirmar que los docentes aplican los contenidos en el aula, que muestran los logros en ferias de ciencias, exposiciones y clubes científicos, entre otros espacios, y que los contenidos no sólo se presentan en espacios curriculares de ciencias naturales, sino en otros no tradicionales, como historia y filosofía, e inclusive educación física.

El curso, además, brinda capacitación en el uso de

instrumental astronómico, por lo cual muchas escuelas, en las que hay telescopios jamás usados, logran revitalizar ese recurso.

La didáctica de la astronomía es una actividad basada en la aplicación del método científico en la enseñanza de los contenidos conceptuales y prácticos de la disciplina. El curso ha sido diseñado por astrónomos profesionales y pedagogos, a partir de los programas curriculares de astronomía de distintos países e instituciones. Cabe destacar que en Argentina la astronomía figura, ya sea como materia o con sus contenidos, en distintos niveles de la educación.

Este curso se ha dictado en América (Colombia, Perú, Paraguay, Nicaragua, Panamá, Honduras, Ecuador, Bolivia, Guatemala, Uruguay y Brasil), África (ver <http://www.astro4dev.org/blog/category/tf2/nase-africa/>) y en Asia (China). En nuestro país, NASE ha sido posible en las provincias de Santa Fe, Mendoza, Salta, Tucumán, Jujuy y Entre Ríos; los organismos que contribuyen a que este curso se desarrolle con éxito son el CONICET a nivel nacional, y los Ministerios de Educación (o Direcciones Generales de Escuelas) y las Secretarías de Ciencia y Tecnología de cada provincia. En particular, la primera edición de NASE-Argentina tuvo lugar en la Provincia de Santa Fe. Allí se dictaron en paralelo los talleres en Rosario y en Cañada de Gómez (Fig. 3), con un impacto que perdura y que es conocido gracias a las actividades inspiradas en el programa que, a lo largo de los años, los docentes de esa provincia han desarrollado.

Parte de los docentes que fueron alumnos de los talleres se desempeñan en la actualidad como capacitadores en otras provincias argentinas y en otros países de Latinoamérica, lo que demuestra la fortaleza de la propuesta y el crecimiento de la “red” de astronomía en la escuela.

3.1. Política de calidad de NASE

El curso NASE sigue una política inspirada en las Normas de Calidad ISO 29990-2010, relacionadas con servicios de aprendizaje para educación y entrenamiento no formal. Esto lleva a:



Figura 3: Foto Grupal: NASE–Cañada de Gómez, Santa Fe, 2010.

- Capacitar docentes de nivel primario y secundario en didáctica de la astronomía, dentro de un marco teórico-práctico, con énfasis en el desarrollo de talleres y laboratorios.
- Proveer al docente de herramientas prácticas concretas para abordar temas astronómicos en distintos espacios curriculares, aprovechando los conceptos de la disciplina, pero aplicando las técnicas en espacios tales como matemáticas, física, química, biología, geografía, historia o filosofía.
- Promover la enseñanza de la astronomía formando al profesorado (secundaria y primaria).
- Fomentar el proceso de enseñanza/aprendizaje activo de la astronomía, mediante modelos y observación de fenómenos.
- Constituir en cada provincia argentina que requiera el servicio un Grupo NASE de profesores Locales (GNL) que den el curso básico y preparen materiales para la web del programa, de manera continua.

Para lograr estos objetivos es imprescindible la revisión del Sistema de Gestión del curso a intervalos planificados para asegurar su continua conveniencia y eficacia relativos al cumplimiento de la norma internacional, la identificación del manejo de las no conformidades (desvíos), la toma de acciones correctivas y preventivas para resolver posibles o potenciales problemas, y la implementación de un sistema que identifique, evalúe y gestione los riesgos.

3.2. Impacto de los cursos NASE–Argentina

En la República Argentina NASE se concentra, respecto de los docentes que toman el curso, en asegurar:

- Una amplia orientación hacia el alumno, mediante la implementación de una encuesta de satisfacción.
- Una definición de objetivos y alcance de los servicios de aprendizaje ofrecidos.
- Una especificación de los medios de control de transferencia del aprendizaje.
- Evaluaciones pre- y postcurso de contenidos aprendidos, y evaluación continua del aprendizaje, realizada por los capacitadores NASE.

Resultados evaluación NASE

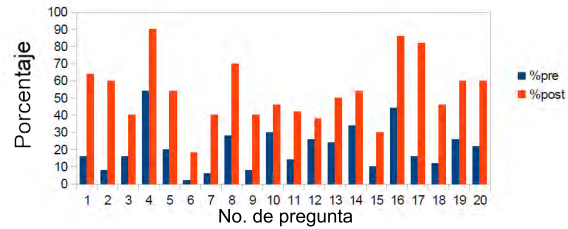


Figura 4: Evaluaciones NASE pre- y postcurso correspondientes al período 2015. Se indica el porcentaje de respuestas correctas para cada pregunta.

- Una evaluación del servicio de aprendizaje ofrecido, efectuada por Ministerios y Secretarías que administran los fondos para realizar el curso.
- Una evaluación del impacto y seguimiento de los cursos impartidos, a mediano plazo.

Es interesante notar, a partir de evaluaciones pre- y postcursos, cómo el nivel de conocimiento cambia y de qué manera la satisfacción de los docentes que asisten al curso se incrementa. En la Fig. 4 puede verse un estudio preliminar de impacto de la capacitación, correspondiente al período 2015. El estudio se realizó en base a las evaluaciones de 150 profesores, utilizando un test de opción múltiple, que incluye veinte preguntas relacionadas con los temas trabajados en todos los talleres. Se advierte un progreso evidente en la comprensión de los contenidos conceptuales y prácticos tras el desarrollo de los cursos.

En la Tabla 1 se presenta la distribución de docentes en todo el mundo que han participado de NASE. En dicha tabla se indican, por país, el período en el que el curso se desarrolló, cuántos grupos locales (GNL) se crearon, y el número de docentes y alumnos involucrados. En el período 2009–2015, en el que se ejecutaron 75 cursos, más de 2000 docentes asistieron a los talleres. Suponiendo que cada docente llega a unos 200 alumnos por año, podría estimarse que aproximadamente un millón y medio de alumnos estuvieron involucrados en actividades propuestas por NASE.

Tal como se ha mencionado, la información completa de este programa se encuentra en su página web; en ella no sólo se describen las actividades realizadas en todo el mundo, sino que incluye los materiales completos, los libros de actividades y se constituye en un repositorio de recursos que se construye a partir de las contribuciones de distintos actores: astrónomos profesionales, especialistas en educación y didáctica, y docentes que participan en NASE y generan nuevos materiales.

4. Astronomía para la igualdad y la inclusión

Una aproximación interdisciplinaria, con la participación de astrónomos, educadores y especialistas en discapacidad para el desarrollo de nuevas estrategias, ha permitido la creación de un grupo especial con objetivos específicos que apuntan a dar a conocer y compartir experiencias y aplicaciones recientes, exhibiciones y

Tabla 1: NASE: estadística internacional 2014

País	Período	GNL	Docentes	Alumnos
Argentina	2010–2014	3	336	250 800
Bolivia	2012–2014	2	249	78 800
Brasil	2013–2014	3	123	49 200
China	2013–2014	1	45	18 000
Colombia	2009–2014	3	286	110 800
Cuba	2014	1	24	4 800
Ecuador	2009–2014	1	155	111 000
Ghana	2013–2014	1	50	14 800
Guatemala	2012–2014	1	163	53 400
Honduras	2014	1	199	111 800
Kenia	2013–2014	1	20	8 000
Nicaragua	2010–2014	1	160	423 000
México	2013–2014	1	51	20 400
Panamá	2011–2014	1	48	38 400
Paraguay	2011–2014	1	110	58 400
Perú	2009–2014	2	238	180 400
Rumania	2014	1	43	46 400
Uruguay	2012–2014	1	69	46 400
Totales		26	2369	1 555 000

talleres, destinados a audiencias con discapacidad. Esta aproximación confirma que vivimos una era con “nuevos públicos para las ciencias” y que es necesario desarrollar recursos multisensoriales para enseñar y aprender astronomía.

La aproximación a la astronomía, sus conceptos, sus descubrimientos y la posibilidad de maravillarse frente a la comprensión del mundo natural es un derecho humano. En Argentina la promoción de este tipo de proyectos está contemplada en la ley 26 368, Convención de los derechos de las personas con discapacidad, del año 2008, y el tema ha sido abordado de diversas maneras, ya sea a través del material específico del Programa Conectar Igualdad del Ministerio de Educación, o del financiamiento de proyectos que apuntan a cubrir el déficit de recursos específicos.

La educación para la inclusión apela a un amplio rango de herramientas que transforman el cielo en un espacio al que se puede acceder a través de todos los sentidos y crea estrategias y recursos para proveer a las personas con necesidades educativas especiales o personas con discapacidad visual, auditiva y/o motora, un espacio de aprendizaje accesible.

Los recursos en este campo deben ser interesantes y educativos, sin descuidar la base de la difusión científica, y deben asegurar interacción en un contexto lúdico.

Existen iniciativas exitosas para investigar sobre las buenas prácticas en el uso de nuevas tecnologías para comunicar ciencias a audiencias especiales, crear modelos y aplicaciones, e implementar bases de datos de estos recursos. El trabajo, necesariamente interdisciplinario, permite desarrollos originales en diseño de electrónica y software, en producción de libros como *Touch the Universe: A NASA Braille Book of Astronomy* (Grice, 2002), *Every One's Universe* (Grice, 2012), o *Las Constelaciones del Zodíaco: astronomía para ciegos y disminuidos visuales* (García, 2005), en guiones y música original, en diseño de maquetas y planetarios (<http://archive.oapd.inaf.it/ariveder/>), en material es-



Figura 5: Saturno: impresión 3D.



Figura 6: Sistema Solar 3D en escala.

pecial en Braille y 3D (ver por ejemplo en las Figs. 5 y 6 un desarrollo del Sistema Solar con impresora 3D), en preparación de videos con lenguaje de señas y en recopilación de documentación.

La creación, mantenimiento y actualización de repositorios es uno de los puntos clave para lograr la accesibilidad de todos al material desarrollado pensando en la inclusión. Algunas de las iniciativas que deben destacarse son los recursos creados por el equipo de Astrónomos sin fronteras (AWB, <http://astronomerswithoutborders.org/gam2015-resources/people-with-disabilities.html>), el proyecto *Space Exploration for the Blind and Visually Impaired* (http://analyzer.depaul.edu/SEE_Project/), la biblioteca de imágenes táctiles del Telescopio Espacial Hubble (*Amazing Space Tactile Astronomy, a tactile image library*, <http://amazing-space.stsci.edu/tactile-astronomy/>), y, más recientemente y en construcción, la propuesta del Grupo de Trabajo sobre astronomía para la Igualdad y la Inclusión de la Comisión de Educación y Desarrollo de la UAI (CC1-WG3: <http://sion.frm.utn.edu.ar/iau-inclusion/>).

Este tipo de recursos, no demasiado explorados, asociados con una demanda social real, tiene un impacto positivo en todas las audiencias, como se puede ver en la Fig. 7, en la que un visitante en silla de ruedas se pesa en la “báscula planetaria”, inicialmente pensada para



Figura 7: Acceso en silla de ruedas a la báscula planetaria (desarrollada por ITeDA Mendoza).

ciegos.

La experiencia (diseño, implementación, instalación y puesta en funcionamiento de los módulos) integra disciplinas, permite un trabajo cooperativo, un aprendizaje mutuo y un entrenamiento de recursos humanos especializados. Uno de estos desarrollos, el Planetario para Ciegos, es una propuesta destinada a aproximar el cielo estrellado a poblaciones principalmente ciegas, a través de una experiencia multisensorial, al reproducir las condiciones de una noche de observación, apelando al oído y el olfato. Este recurso, además, está adaptado para visitantes sordos (ver Figs. 8 y 9).

Por otra parte, en 2015 se inició una actividad global, destinada a la creación de un diccionario enciclopédico universal de lenguaje de signos. Este diccionario propone la diseminación de signos asociados con términos astronómicos, comunes y únicos para todo el planeta, teniendo como premisa que el lenguaje de signos permite manejar a la vez vocabulario, gramática y es una forma de expresión. Este trabajo ha tomado como base el proyecto de Proust y colaboradores “*Les mains dans les étoiles*” (Abbou et al., 2009). Parte del desarrollo consiste en establecer, en primera instancia, una comparación entre los signos existentes en distintos países, identificar los términos astronómicos para los cuales no existe el signo correspondiente, proponer los cambios que sean necesarios para adaptar los signos a uno único para cada concepto y producir el material de apoyo que permita transmitir el significado científico correcto detrás de cada representación (ver Fig. 10).

Si bien en general estos desarrollos se asocian con actividades de difusión de la disciplina (para ámbitos tales como planetarios, museos, ferias y espacios públicos en general) y con la educación en los niveles primario y secundario, existen grupos estrechamente relacionados con centros de investigación, como la NASA o univer-



Figura 8: Planetario para ciegos: visita de alumnos de la escuela Hellen Keller de Godoy Cruz, Mendoza, durante la inauguración del recurso en 2010 (desarrollado por ITeDA Mendoza).



Figura 9: Planetario para ciegos: visita de ciegos, disminuidos visuales y docentes durante su exhibición en Tecnópolis, 2012.

sidades y con la UAI, que trabajan para asegurar la accesibilidad al material científico para astrónomos con discapacidad (ver por ejemplo http://www.nasa.gov/audience/forstudents/5-8/features/F_Tuning_in_Sounds_of_Space_5-8.html). En este caso, las mayores dificultades se encuentran entre la población de astrónomos ciegos: teniendo en cuenta que es una disciplina netamente visual, es necesario crear las herramientas que permitan transformar en sonido todos los recursos que son utilizados en astronomía: datos, bibliografía, páginas web, etc., y asegurar que las imágenes puedan ser recuperadas en su formato original, es decir como números en una tabla de 2 o 3 columnas.

En este campo, los trabajos pioneros de exploración de datos astrofísicos a través del sonido de Díaz-Merced y colaboradores (Díaz-Merced et al., 2008, 2011,?) (ver también <http://sourceforge.net/projects/xsonify/>) muestran un camino que debe profundizarse e involucrar a más astrónomos profesionales y especialistas en software.



Figura 10: Diccionario enciclopédico de lenguaje de signos para astronomía: signo propuesto para “Sol”.

5. Conclusiones

Desde el punto de vista global, integrar el trabajo en educación de muchas personas en la Unión y más allá de ella, a partir de una mejor conexión entre las Comisiones y las Oficinas para el desarrollo y la difusión de la astronomía, permite:

- Promover la adopción de programas exitosos tales como UNawe, GTTP o NASE, basados en buenas prácticas en educación.
- Trabajar en la investigación y creación de herramientas, modelos y procesos en educación, atendiendo al estudio de calidad e impacto que muchas veces llevan a concretar trabajos de grado y posgrado en diversas disciplinas.
- Crear un repositorio de recursos, accesible tanto para profesionales como para educadores y público en general, tarea que debe atender al uso de materiales/técnicas testeados, a la evaluación de nuevas herramientas e ideas y a la revisión a partir del intercambio con los usuarios, especialmente bajo el asesoramiento de astrónomos ciegos y sordos.

El retorno e impacto en las diferentes audiencias y en diferentes ámbitos será uno de los indicadores que permitirán la mejora de este tipo de propuestas.

Según lo expresado, educar en astronomía implica:

- **Investigación** adecuada de herramientas, modelos, calidad e impacto de programas de capacitación y de evaluación en educación de la astronomía.
- **Innovación** en la formación de profesores y adaptación de planes de estudio y métodos pedagógicos al núcleo de conocimientos básicos, atendiendo a los cambios sociales y a los correspondientes cambios en la actitud de los jóvenes.
- **Desarrollo** de estrategias de promoción para potenciar la educación en ciencias a partir de la enseñanza de la astronomía.

Finalmente, la divulgación de la producción académica existente en estas líneas de trabajo, pocas veces conocida, y la preparación de repositorios de herramientas y materiales es una tarea de todos. En ese sentido, varios grupos ya están trabajando de manera coordinada, con especial énfasis en asegurar la igualdad de oportunidades, considerar la diversidad, defender la identidad y enseñar a conservar uno de los patrimonios intangibles de la humanidad: el cielo estrellado.

Agradecimientos: La autora agradece a los miembros del Comité Científico de la 58a. Reunión de la AAA por la invitación especial que ha permitido dar a conocer este trabajo. El permanente soporte del MINCyT para la exhibición de ciertos desarrollos en espacios públicos, del CONICET, quien auspicia NASE en Argentina, y de la UAI, que brinda continuo apoyo a las actividades de la Comisión de Educación y Desarrollo, es profundamente apreciado. Parte de los trabajos presentados han sido financiados por el CONICET (Proyecto de Divulgación Científica 4575), por la UTN Regional Mendoza (Proyecto Homologado 25J-074) y por la Oficina para el Desarrollo de la Astronomía de la UAI (TF3: *Sign Language Universal Encyclopedic Dictionary*). Los desarrollos originales del ITeDA Mendoza no hubieran sido posibles sin el trabajo de su personal (Javier Maya, Alexis Mancilla, Silvina Pérez Álvarez y Delia Santa María) y de los becarios del mismo (Diana Yelós y Ángel Cancio).

Referencias

- Abbou D., et al., 2009, Les mains dans les étoiles: Dictionnaire encyclopédique d’astronomie pour la Langue des Signes Française. Burillier
- Díaz-Merced W., et al., 2008, Sun and Geosphere, 3, 42
- Díaz-Merced W., et al., 2011, Bulletin of the American Astronomical Society, AAS Meeting 218, 43, 131
- Díaz-Merced W., et al., 2011, Proceedings IAU Symposium 285, 43, 133
- García B., 2005, Las constelaciones del zodiaco: astronomía para ciegos y disminuidos visuales. Facultad de Educación Elemental y Especial – UNCuyo, UniRedes y Observatorio Pierre Auger
- Govender K., 2016, Proceedings of the IAU-XXIX-GA, Hawaii, USA, 2015
- Grice N., 2002, Touch the Universe: A NASA Braille Book of Astronomy. NASA
- Grice N., 2012, Everyone’s Universe: A Guide to Accessible Astronomy Places. NASA



Archaeoastronomy and the orientation of old churches

A. Gangui^{1,2}

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

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contact / relat@iafe.uba.ar; <http://cms.iafe.uba.ar/gangui/>

Resumen / La astronomía cultural es un área de investigación interdisciplinaria que estudia la forma en que las percepciones y conceptos sobre el cielo forman parte integrante de la cosmovisión de una cultura. Una de sus ramas, la arqueoastronomía, se concentra en los restos materiales de los pueblos del pasado y trata de indagar sobre sus prácticas y conocimientos astronómicos. En este marco, la orientación de las iglesias cristianas es considerada hoy un elemento distintivo de su arquitectura que repite patrones desde la época paleocristiana. Existe una tendencia general a orientar sus altares en el rango solar, con una predilección por las orientaciones cercanas al este geográfico (equinoccio astronómico). En este trabajo presentamos datos recientes de nuestras mediciones de orientaciones astronómicas de iglesias antiguas ubicadas en dos regiones –cultural y geográficamente– muy distantes, y discutimos los resultados a la luz del conocimiento histórico y cultural que rodea a esos templos.

Abstract / Cultural astronomy is an interdisciplinary area of research that studies how perceptions and concepts related to the sky are part of the worldview of a culture. One of its branches, archaeoastronomy, focuses on the material remains of past peoples and tries to investigate their practices and astronomical knowledge. In this context, the orientation of Christian churches is now considered a distinctive feature of their architecture that repeats patterns from early Christian times. There is a general tendency to align their altars in the solar range, with preference for orientations towards the east. Here we present recent data from our measurements of astronomical orientations of old churches located in two –geographically and culturally– very distant regions, and we discuss the results in the light of the historical and cultural knowledge surrounding these temples.

Keywords / history and philosophy of astronomy — sociology of astronomy

The study of the orientation of old churches is, along with the pyramids of Egypt, European megalithic monuments and Mesoamerican ceremonial buildings, among the oldest and most researched topics of archaeoastronomy. It is known that the spatial orientation of the ancient Christian churches is one of the most salient features of their architecture. In Europe and in many remote sites where the missionaries arrived, there is a marked tendency to orient the altars of the temples in the solar range. That is, the axis of the temple, from the front door towards the altar, is aligned to those points on the horizon where the Sun rises on different days of the year. Among these days, there is a marked preference for those corresponding to astronomical equinoxes, when the axes point towards geographical east (McCluskey, 1998). However, even within the solar range, alignments in the opposite direction –with the altar to the west– are not uncommon, although they are exceptional because they do not follow the canonical pattern (see Gangui et al., 2014, and references therein).

In this paper we report on our recent measurements of astronomical orientations of old churches located in two, in principle, very different regions, both geographically and culturally, but with the common feature of having been evangelized by missionaries of the same religious faith. The first group of temples corresponds to the churches and chapels of Lanzarote, in the Canary Islands (Gangui et al., 2015), conquered and colonized by the European population in the early fifteenth cen-

tury. The second set of old constructions is that of the Andean churches of the Arica and Parinacota region, in northern Chile (Gangui et al., 2016), an extended and difficult to travel area that received little attention from parish priests, and where one might expect some dialogue to have taken place between the Western tradition and the local Aymara culture in regard to the design and construction of temples within the Indian reductions. After presenting some background and a summary of the data gathered in our field work, we will briefly discuss the results in the light of the historical and cultural knowledge surrounding these temples.

1. Churches and chapels of Lanzarote

Religious architecture on the island of Lanzarote began with the building of single-room modest chapels. To some of them, over time, it was added small shrines or altars in their headers, vestries on their sides and other elements of practical use such as low barbicans bordering the atrium and calvaries. In general, these constructions were not subjected to strict execution plans, and thus their structure was erected according to the needs of the moment.

Of the 32 chapels and churches we measured, 12 are oriented in the northern quadrant (i.e., between azimuths 315° and 45°), two in the western quadrant, 17 are oriented in the eastern quadrant (with 13 of them in the solar range) and only one in the southern quad-

rant (we present full data in Gangui et al., 2014, 2015). Our sample is representative of the island of Lanzarote (although it is not of all the Canary Archipelago), and in it two distinct orientations are distinguished: (i) to the north (with entrance on the leeward side, avoiding perhaps the dominant winds of the place), and (ii) eastward, with the altar of the chapel pointing towards the eastern quadrant. The 13 monuments facing *ad orientem* fall within the logic observed in other studies of orientations of churches, but what is remarkable here is the large number oriented to the northern quadrant, falling outside of the solar range. It seems to be a case singular of Lanzarote where practical issues (to shield from the N-NE trade winds) appear to be (strongly) combined with cultic and canonical traditions (i.e., the orientations within the solar range).

To better understand the above orientations, in Fig.1 we present the declination histogram, which is independent of the geographical location and the local topography. In the figure, continuous vertical lines represent declinations corresponding to the extreme positions of the Sun at the solstices, while the dashed vertical lines represent the same for the Moon in major lunistics. The plot shows the astronomical declination versus the normalized relative frequency, which enables a clear and more accurate determination of the structure of peaks. Again, the peak associated with the orientations to the north-northeast, absolutely outstanding, dominates the chart.

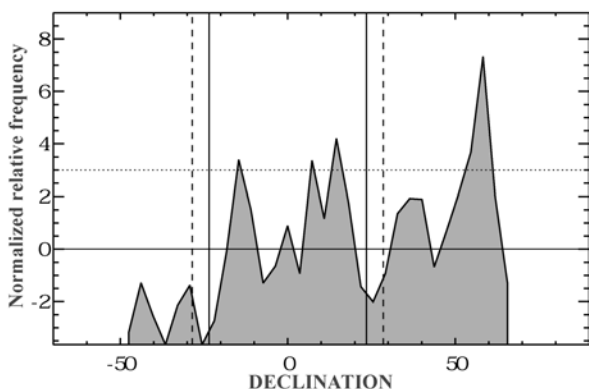


Figure 1: Declination histogram for the chapels and churches of Lanzarote. Only a few statistically significant peaks are found above the 3σ level. Three statistically significant minor peaks are found in the solar range (canonical orientation). However, the highest peak, located around 58° is exceptional and could be associated with an accumulation peak due to orientations near the meridian line.

The particular features of the churches we measured in this island have little correlation with other studies already mentioned above. In the Iberian Peninsula and overall in the Mediterranean, the orientation ranges are predominantly solar. In particular, the large proportion of churches oriented roughly northward we found is brand new. It is noteworthy that a significant proportion of churches oriented in this way belong to the

northwestern and central sectors of the island.

The difference between our present results for Lanzarote and those of other studies that have been completed elsewhere, leads us to look for alternatives in trying to understand the pattern of orientations. If these monuments, in general, are not oriented according to the Sun, could it be due to such prosaic reasons as the need to orient the porch of the constructions contrary to the dominant winds coming from the N-NE direction onto the island or otherwise protect it? Or else, could it be due to the topography (perhaps changing over time) of different regions of the island? In any case, it seems clear that the environmental issue might be relevant.

Regarding the winds, the areas where more churches facing north-northeast have been built (with their entrance oriented towards the southern quadrant) is on the verge of El Jable (north and center of the island), where it becomes imperative to avoid the sand driven by the wind, sometimes in raging storms as that of 1824 that buried several villages, and that even today, despite the changes in the landscape, shows its lasting effects. Interestingly, the highest number of canonical orientations (i.e., eastward) is found in buildings located in the northeast of the island, in the lee of the wind, in areas protected of the sand by the cliffs of Famara.

2. Andean churches of Arica and Parinacota

After a certain time of the Spanish settlement in the Viceroyalty of Peru, Francisco de Toledo decided to reorganize the territory and population. He paid special attention to the trade routes of the southern Andean area, whose main objective was to organize the transport of silver from Potosi to the Pacific and also the transport of quicksilver from Huancavelica to the high Andean mines. On the way to Arica, official maritime port for the merchandise since 1574, small villages and *tambos* (buildings found along Incan roads) with stable populations were formed. Andean churches in this region emerged in strategic locations along the route which *trajinantes* marched to transport the precious metals from Potosi to Arica beaches, particularly around the Lluta and Azapa valleys.

Religious architecture that began to materialize in the southern Andean region was characterized by elongated simple structures, rounded apses (*ochavados*), stone walls without edging, pitched and thatched roofs. In areas outside the temples there appeared catechetical crosses, arcaded atria, bell towers and small miserere chapels. In the surrounding environments to the churches, the indigenous demands embodied in the sacred use of open spaces was clear, and formalized in a sort of cohabitation between indigenous and European morphological ideologies.

Of the 38 measured Andean churches and chapels, six are oriented in the northern quadrant. There are eight oriented in the eastern quadrant (six of them in the solar range) and 16 oriented in the western quadrant (11 of them in the solar range, with azimuths between 245.0° and 294.6°). Finally, there are eight churches in the southern quadrant (azimuths between 135° and 225°). We think that our sample is representative of most of

the temples in the region. In our data, a prominent orientation towards the western quadrant is apparent.

We should bear in mind, however, that in many of the sites we explored geographical conditions are unique and certainly have played a role in choosing the location of the churches; for example, those placed along rivers in some of the deep valleys (*quebradas*) of the region. Moreover, apart from these riverbeds and streams, numerous volcanoes and snowy peaks in the region can serve as points of reference –like tutelary hills or *Apus* (Reinhard, 1983), even related to ancestor worship– when deciding the location and orientation of the temples, so we also checked our data to verify that possible orographic orientation.

In the case of the chapel Virgen del Carmen, in Ungallire, as one emerges from the inside, on the very front, one finds the stunning view of the volcanoes Pomerape and Parinacota (the *payachatas*); these are located with azimuths just a few degrees on either side of the main axis of the construction. We verified something similar with the churches Virgen de la Inmaculada Concepción, of the two villages Guallatire and Ancuta: according to our measurements, the Guallatiri volcano is nearly aligned with the axes of these churches but, in both cases, as it happened with the Ungallire chapel, the location of the volcano is in front of the buildings (Fig. 2).



Figure 2: As one exits the chapel Virgen de la Inmaculada Concepción of Ancuta, one faces –with a high degree of precision– the Guallatiri volcano. Photograph by A.G.

Based on our analysis we think that often, although not always, of course (more examples in our recently submitted Gangui et al., 2015), the characteristics of topography and surrounding landscape in each temple site prevailed over European and colonial traditions regarding the orientation of the churches' main axes, a fact that –in some cases– brings to mind more the Aymara worship (Bouysse-Cassagne, 1987) than the XVIth century *Instrucciones de la fábrica y del ajuar eclesiásticos* written by Cardinal Carlos Borromeo.

3. Conclusions

After the conquest and colonization by the European population of both territories here considered, in the following decades it slowly began the large-scale establishment of small farms and villages, in the case of Lanzarote, and the so-called Indian reductions, in the high mountain plateau of the Chilean Andes. This was accompanied by the construction of a non negligible number of Christian churches showing the new social and religious situation imposed on those lands.

In the case of Lanzarote, it is possible that in a few places, the orientation of sacred buildings followed the pattern of the aboriginal cult. In others, the canonical tradition of aligning the temples eastward was respected (with some exceptions to the western quadrant), although with a much greater degree of tolerance than was usual. Most importantly, we found a statistically significant number of north-northeast oriented churches, which is a notable exception to the rule. After having analyzed different possibilities to explain this anomaly, we concluded that the most plausible answer lies in the desire to avoid the strong winds prevailing on the island, which come precisely from that direction, and in particular to minimize the discomfort caused by the sand displaced by the wind on buildings located close or bordering with El Jable.

In the case of the Andean churches, our results show that, unlike what is commonly found in studies involving old European churches (González-García, 2014), just to mention one example, in the temples we studied we found no single orientation pattern valid throughout the whole region. However, we found that almost half of the churches surveyed have an orientation that falls within the solar range, with a dominant share in those presenting their altar towards the west. We have also identified some notable cases where the orientation of the temples seems to obey more to the location of distinctive elements of the terrestrial landscape –as volcanoes or other Aymara culturally relevant *Apus*– than to the rising or setting Sun during meaningful dates for the particular dedication of the churches.

Acknowledgements: I would like to thank my collaborators J.A. Belmonte, C. González-García, A. Guillén, M. Pereira and M.A. Perera-Betancort, for long discussions on these topics and especially for their continuous help and support. This work was partially financed by CONICET and the University of Buenos Aires.

References

- Bouysse-Cassagne T., 1987, *La Identidad Aymara. Aproximación histórica (siglo XV, siglo XVI)*. Hisbol, La Paz
- Gangui A., et al., 2014, *The Materiality of the Sky / SEAC* publication, in press
- Gangui A., et al., 2015, *Tabona*, 20
- Gangui A., Guillén A., Pereira M., 2015, submitted
- Gangui A., Guillén A., Pereira M., 2016, *Mestizajes en diálogo. VIII Encuentro Int. sobre Barroco*, in press
- González-García C., 2014, *British Archaeology Reports*
- McCluskey S. C., 1998, *Astronomies and cultures in early Medieval Europe*. CUP, Cambridge
- Reinhard J., 1983, *Cuadernos de Historia*, 3, 27



El Programa de Fortalecimiento de Capacidades de COSPAR

C. Gabriel¹

¹ *European Space Astronomy Centre, European Space Agency, Madrid, España*

Contacto / carlos.gabriel@esa.int

Resumen / La existencia de archivos de datos científicos y herramientas de análisis ofrecidos por parte de diversas instituciones en el mundo representan una oportunidad única para el desarrollo de la actividad científica. Un ejemplo de esas instituciones es el observatorio astronómico espacial *XMM-Newton* de la Agencia Europea del Espacio, que tiene su centro de operaciones científicas en el Centro Europeo de Astronomía Espacial, próximo a Madrid, España, el que, a través de su archivo científico y sus páginas web, no solo ofrece los datos crudos y procesados, sino también los programas informáticos de análisis, así como todo tipo de documentación ayudando proactivamente a su difusión y uso. Esos datos y esas herramientas, de libre acceso por cualquier persona en el mundo, conforman el elemento práctico fundamental alrededor del cual se desarrollan los Talleres de Fortalecimiento de Capacidades de COSPAR (*COMmittee on SPace Research*), llevados adelante desde hace casi década y media en países en desarrollo. El programa comenzó con talleres de astronomía de rayos X, pero entretanto se ha extendido a los más diversos campos espaciales. Estos cursos ayudan a que se pueda hacer ciencia en diversas áreas al más alto nivel en esos países, de manera duradera y sostenible, sin más inversión que un buen equipo informático y una moderada conexión a Internet. En esta presentación discutimos bases, conceptos y logros del programa de Fortalecimiento de Capacidades de COSPAR, del cual ya ha habido dos talleres en Argentina, uno dedicado a la astronomía de rayos X y otro a astronomía del infrarrojo, así como otros también en la región latinoamericana (Brasil, Uruguay y México) con gran participación de jóvenes investigadores argentinos.

Abstract / The provision of scientific data archives and analysis tools by diverse institutions in the world represents a unique opportunity for the development of scientific activities. An example of this is the European Space Agency's space observatory *XMM-Newton* with its Science Operations Centre at the European Space Astronomy Centre near Madrid, Spain. It provides through its science archive and web pages, not only the raw and processed data from the mission, but also analysis tools, and full documentation greatly helping their dissemination and use. These data and tools, freely accessible to anyone in the world, are the practical elements around which COSPAR (*COMmittee on SPace Research*) Capacity Building Workshops have been conceived and developed, and held for a decade and a half in developing countries. The Programme started with X-ray workshops, but in-between it has been broadened to the most diverse space science areas. The workshops help to develop science at the highest level in those countries, in a long and sustainable way, with a minimal investment (computer plus a moderate Internet connection). In this paper we discuss the basis, concepts, and achievements of the Capacity Building Programme. Two instances of the Programme have already taken place in Argentina, one of them devoted to X-ray astronomy and another to Infrared Astronomy. Several others have been organised for the Latin American region (Brazil, Uruguay and Mexico) with a large participation of young investigators from Argentina.

Keywords / miscellaneous

1. Introducción

El Comité de Investigación Espacial (COSPAR, por sus siglas en inglés) inició a principios del milenio su Programa de Fortalecimiento de Capacidades (CBP por sus siglas en inglés) con los siguientes objetivos:

- incrementar el conocimiento y el uso de archivos públicos de datos espaciales así como de las herramientas correspondientes para su análisis en países en desarrollo, para ampliar los horizontes de investigación en esos países y asegurar que científicos locales estén al tanto de las oportunidades que brindan esos datos y esas herramientas a su disposición,
- instruir en forma práctica en el uso de los archivos y el software asociado, y
- promover lazos profesionales entre los participantes

de talleres del programa y científicos experimentados que participen de los mismos como instructores y supervisores, para contribuir a la reducción del eventual aislamiento que sufren los científicos en esos países.

Con estos propósitos se delineó un programa de talleres científicos altamente prácticos a desarrollarse durante dos semanas, con un carácter regional, y basados en misiones científicas espaciales que ofrezcan libre acceso a datos y herramientas de análisis. Un probado interés local en el área científica de los mismos es otro de los requisitos, pues la idea básica es que los participantes de los talleres puedan aprovechar los conocimientos adquiridos como contribución a su carrera científica en el país.

COSPAR, la organización que está detrás de este programa, es una asociación de academias e instituciones científicas de numerosos países, con la finalidad de promover la actividad científica espacial.

2. Ciencias básicas en países en desarrollo

Existe una fuerte correlación entre la productividad científica de un país y su crecimiento económico presente y futuro e incluso existen indicadores de que países de economía media que focalizan su actividad científica en áreas aplicadas crecen más lentamente que aquellos que lo hacen en áreas básicas (Jaffe et al., 2013). Por otro lado, es de sentido común que la investigación en ciencias aplicadas necesita de un sustrato en ciencias básicas: “No hay ciencia aplicada que no tenga detrás un conjunto sistemático de conocimientos científicos ‘puros’, y casi todas las ciencias ‘puras’ son aplicadas constantemente a la resolución de dificultades concretas.” (Sabino, 1992).

Más allá de estas consideraciones, valoramos el concepto básico de que la ciencia no debe tener dueño, sino que debe ser un bien común a toda la humanidad, expansible en todas las direcciones en este mundo desigual.

Una serie de factores conspiran contra el acceso a las ciencias básicas en general y espaciales en particular, siendo el más importante el alto costo de los experimentos, especialmente en el área espacial. Por otro lado, hay desarrollos a nivel global que favorecen hoy las actividades científicas en países menos desarrollados: vivimos en la era de la diseminación de la información, en la cual todo tipo de datos y conocimientos se ofrecen libremente. El desarrollo de programas de software libre y herramientas organizadas a través de servicios web le dan a la accesibilidad de los datos científicos una nueva dimensión. En particular, el concepto de observatorio público en astrofísica ha contribuido a una cultura más abierta con respecto a los datos científicos. Hoy se entiende casi como una obviedad que los grandes proyectos científicos pongan a disposición de todo el mundo no solo los resultados sino también sus datos en archivos abiertos, que se han transformado por sí mismos en una nueva fuente fundamental de investigación. El punto más alto de este desarrollo hasta el momento es la iniciativa Observatorio Virtual (Hanisch, 2006), que trata de estandarizar el uso de los archivos astronómicos, y comunicarlos entre ellos, para así maximizar su uso, facilitando a los usuarios el acceso a datos y herramientas de análisis.

3. Archivos y herramientas de análisis

Como ejemplos de archivos modernos podemos mencionar los desarrollados y mantenidos en el Centro Europeo de Astronomía Espacial, que abarca archivos de misiones astronómicas, planetarias y solares de los más diversos tipos (Arviset et al., 2014). Enormes cantidades de datos son presentados, crudos y procesados a diversos niveles, yendo mucho más allá que el ofrecimiento de una simple colección de datos. El acento está puesto en el impulso y la ayuda para la explotación más completa de los datos contenidos en cada observación que se pueda hacer a partir de los archivos para la maximización del retorno científico. Eso implica el tratar de llegar a la

mayor cantidad posible de usuarios, independientemente de su afiliación o nacionalidad.

Mientras los archivos ofrecen datos calibrados y procesados a diversos niveles con reducción estándar, la máxima extracción de la ciencia contenida en ellos solo es posible normalmente por medio de programas de análisis interactivos, que sean capaces de obtener un filtrado y maximización de la relación señal/ruido de acuerdo con el propósito científico específico. El conocimiento más profundo de los instrumentos y su calibración están contenidos en ellos. Muchos grandes proyectos ofrecen esos programas de análisis públicamente con la misma finalidad que la mencionada para los archivos: la maximización del retorno científico (Gabriel et al., 2004).

Es en torno a estos dos elementos que se estructuró el CBP: archivos y herramientas de análisis públicos. El primer taller que se llevó a cabo fue en astronomía de rayos X, basado en las misiones espaciales *XMM-Newton* (ESA, Agencia Europea del Espacio) y *Chandra* (NASA, Administración Nacional Aeronáutica y Espacial, EE.UU.). Ambos ofrecían ya en 2001 archivos avanzados con una cantidad respetable de datos públicos y software de análisis libremente distribuidos. Este taller se ha repetido hasta siete veces en diversos países (Brasil, India, Sudáfrica, Egipto, Argentina, China y México), y representa más del 25 % de los talleres del CBP.

Aunque todos estos recursos posibilitan el hacer ciencia desde cualquier parte del mundo, los usuarios provienen fundamentalmente de los países desarrollados por falta de conocimiento sobre su existencia en países en desarrollo, así como por un claro déficit en esos países en ciencias espaciales, por no formar parte estas de las áreas tradicionales de estudio.

Un claro empuje a su aprovechamiento lo puede dar, por lo tanto, un programa educacional que revierta esta situación. Así nace, propuesta por el Prof. Willmore a principios del milenio, el Programa de Fortalecimiento de Capacidades financiado por COSPAR (Willmore, 2002), cuyo principal objetivo es animar a científicos de países en desarrollo a utilizar datos de misiones espaciales.

4. Necesidades de aprendizaje y características de los talleres del CBP

El principal destinatario del curso es típicamente un joven científico, estudiante de doctorado o de maestría o recientemente recibido. Sus necesidades de aprendizaje comienzan en general con el tipo específico de ciencia, áreas no muy conocidas por él, o no explotadas en la región, o en rangos distintos del espectro electromagnético al que ha estado expuesto anteriormente. Los instrumentos utilizados a bordo de las misiones espaciales son en general muy poco o nada conocidos para él, así como, en muchas ocasiones, las características de los datos. La utilización de archivos como fuente fundamental para la investigación resulta a menudo un elemento novedoso. En muchos casos, las técnicas de análisis, y obviamente los paquetes específicos de análisis, como clave para el trabajo futuro, son un elemento fundamental. El programa del taller incluye por lo tanto en principio

clases sobre todo esto, pero el punto central es el proyecto individual del estudiante, quien va a utilizar los nuevos conocimientos y las nuevas habilidades para extraer ciencia de los datos con los que va a trabajar. Es así como se define en general una duración de dos semanas, compromiso entre las mencionadas necesidades de aprendizaje y las posibilidades materiales de llevar adelante un proyecto con una supervisión activa por parte de los expertos internacionales, que al mismo tiempo dan las diversas clases.

Esto puede verse alterado en casos donde las necesidades de aprendizaje sean menores porque los estudiantes tengan una experiencia anterior en el campo.

En general, los talleres se conforman con 25–35 participantes, estudiantes graduados y posgraduados. Este número va acorde con un número de profesores y/o supervisores de proyecto (~ 10), científicos y especialistas en análisis de datos del área del taller. Los proyectos pueden llevarse adelante por el participante individualmente o en grupo; los supervisores son escogidos de acuerdo a la temática del proyecto, y pueden ser uno o dos por estudiante. El taller termina con una presentación individual de cada estudiante (charla o póster) demostrando la comprensión de las metodologías y la habilidad para trabajar con datos y herramientas específicos del área. Un elemento fundamental para la filosofía del programa es que los estudiantes y los profesores residen en el mismo hotel, y comparten mesa de desayuno y comidas. El contacto directo con especialistas internacionales es fundamental para los estudiantes en países en desarrollo en relación a su carrera científica.

5. La beca asociada del CBP

En el año 2010 se complementó el programa con una beca asociada. Pueden acceder a ella estudiantes que hayan participado en un taller del CBP. Se financia a través de esta beca una estadía de entre 2 y 6 semanas en un instituto anfitrión, para llevar adelante un proyecto científico ligado al área del taller visitado.

6. Números y resultados

Se han llevado a cabo en estos quince años veinticinco talleres en diversas áreas de astronomía (γ , X, IR, óptica y UV) y ciencias planetarias, en física magnetosférica e interacción Sol–Tierra, así como en observaciones de la Tierra en los más diversos campos. Para 2016 se anuncian nuevos temas con un taller de cristalografía en ciencias espaciales y dos de clima espacial. Se han llevado a cabo talleres en quince países en desarrollo. La frecuencia inicial de un taller anual se ha triplicado y sigue creciendo.

En cuanto a las becas asociadas, su número ha sido relativamente constante desde el comienzo en el año 2010. Un total de 32 estadías en su mayoría en Europa y EE.UU., que han dado lugar en varios de los casos a publicaciones del trabajo realizado, pero que en su práctica totalidad han servido para asentar los conocimientos en esa nueva área de investigación.

La validez de los conceptos pedagógicos del programa se refleja en una curva de aprendizaje extremadamente pronunciada para la mayoría de los participantes

de los talleres, y una transferencia de conocimiento sumamente eficiente. La profunda relación que se establece en estos eventos entre estudiantes y profesores es fundamental para ayudar a los estudiantes en sus futuras carreras, posibilitando estadías en institutos líderes en el mundo a través de las becas asociadas al programa, aunque sin restringirse a esto.

El grado de satisfacción de los estudiantes con los talleres, medido a través de cuestionarios, es muy alto. Especialmente el rubro de beneficio significativo por atender el taller es contestado casi unánimemente con el máximo de acuerdo.

Un punto que creemos destacable aquí con respecto al CBP, es su relación con el establecimiento de la astronomía de rayos X en Argentina a partir del primer taller del programa, llevado adelante en São José dos Campos, Brasil, en 2001. El impulso recibido en aquel momento fue con alta probabilidad decisivo para que hoy haya diversos grupos en el área, antes inexistente, haciendo un trabajo científico significativo en Argentina.

En el año 2013, una estudiante china, Ping Zhou, identificó en datos de archivos de *XMM-Newton* durante un taller del CBP en Xuyi, China, un magnetar transitorio (Zhou et al., 2014). El objeto es el noveno conocido, y tercero en una clase especial de magnetares de bajo campo magnético, y suma una importante contribución al entendimiento teórico de los mismos. Este descubrimiento revela al mismo tiempo la importancia de preservar y ofrecer los datos en archivos para análisis posteriores, de que esos datos estén calibrados, detectados y reducidos, de que existan a disposición de los usuarios herramientas informáticas para un análisis profundo y dedicado, y por último de que esos usuarios sean numerosos para poder extraer todo lo posible de esos datos. En suma, esta es la filosofía que está detrás del Programa de Fortalecimiento de Capacidades.

Referencias

- Arviset C., et al., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII* Vol. 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Long-term Strategy for ESA Science Archives. p. 159
- Gabriel C., et al., 2004, in Ochsenbein F., Allen M. G., Egret D., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIII* Vol. 314 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, The XMM-Newton SAS - Distributed Development and Maintenance of a Large Science Analysis System: A Critical Analysis. p. 759
- Hanisch R. J., 2006, in Gabriel C., Arviset C., Ponz D., Enrique S., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV* Vol. 351 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, The Virtual Observatory in Transition. p. 765
- Jaffe K., et al., 2013, *PLoS ONE*, 8, 66239
- Sabino C., 1992, *El proceso de investigación*. Panapo, Caracas, Venezuela
- Willmore P., 2002, in 11th UN/ESA Workshop on Basic Space Sciences Widening Expertise in Space Science in Developing Countries. p. 20
- Zhou P., et al., 2014, *ApJL*, 781, L16

Índice alfabético

- Abadi, M.G., 1
Acosta, J.A., 194
Aguilar, L.A., 57
Ahumada, A.V., 87
Ahumada, J.A., 84
Aidelman, Y.J., 141
Alonso-García, J.A., 147
Althaus, L.G., 90, 93, 102, 117, 126, 144, 156
Andruchow, I., 18
Areal, M.B., 194
Areso, O., 194, 278
Aret, A., 171
Arias, J.I., 132
Arias, M.L., 120, 162
Arnal, E.M., 209
- Balmaceda, L., 263, 269
Barbá, R.H., 129, 132
Bassino, L., 39
Battich, T., 156
Baume, G., 138, 165
Baume, G.L., 168, 190
Beitz, E., 313
Benaglia, P., 225, 243
Benvenuto, O.G., 77, 108, 114, 150, 246
Benítez-Llambay, P., 266
Bersten, M., 36
Bersten, M.C., 108, 114, 246
Bertucci, C., 177
Bezzecchi, F., 278
Bignone, L.A., 30
Blum, J., 313
Bonatto, C., 147
Borges Fernandes, M., 120
Bosch, G., 215
Bosch-Ramon, V., 225
Brunini, A., 322, 328
Buccino, A.P., 194, 325
- Córsico, A.H., 93, 102, 117, 126, 144, 156
Cabello, I., 263
Calcaferro, L.M., 117
Camisassa, M.E., 93, 126
Cappa, C.E., 153, 215
Caragiulo, M., 212
Carpintero, D.D., 45
Carraro, G., 168
Castro, J.I., 197
- Celis Peña, M., 203, 206
Cellone, S., 18, 39
Char, F., 200
Cichowolski, S., 209
Cidale, L., 67, 99, 120, 123, 162, 171
Cidale, L.S., 141
Clariá, J.J., 87, 147, 174
Cochetti, Y.R., 162
Codoreanu, A., 54
Colazo, M., 181
Collado, A., 132
Colque, J., 200
Combi, J.A., 234, 237
Condon, B., 212
Cooke, J.D., 51
Coppola, M., 278
Cora, S.A., 8, 48
Corti, M., 144
Costa, A., 197
Costa, E., 168
Craine, E.R., 96
Cremades, H., 249, 263, 269
Crighton, N.H., 51
Cristiani, V.A., 96
Cunningham, M., 203
Curé, M., 99
- Dékany, I., 147
Díaz, C.G., 51, 54
Díaz, R.J., 51
Da Costa, G., 174
Dasso, S., 278, 281
de Elía, G.C., 319, 322, 328
De Rossi, M.E., 24
De Vito, M.A., 150
del Palacio, S., 225
Di Sisto, R.P., 328
Dohmen, I., 263
Dubner, G., 212
Dugaro, A., 322
Duvidovich, L., 212
- Faifer, F., 39
Feinstein, C., 165
Fernández-Lajús, E., 190
Filócomo, A., 234
Flagey, N., 209
Flores, M., 325

Flores, M.G., 129
Folatelli, G., 114, 179
Font, A.S., 24
Forte, J.C., 39
Fossey, S., 200
Francile, C., 197
Frazin, R.A., 272, 275

Gabriel, C., 183, 341
Gallardo, T., 291
Gamen, R., 132, 159, 168, 190
Gangui, A., 338
García, B., 331
García, F., 234, 237
Geisler, D., 174
Giacani, E., 212
Giordano, F., 212
Giorgi, E.E., 64
González, J.F., 105, 129
Gramajo, L.V., 174
Granada, A., 162
Grebel, E.K., 174
Guilera, O.M., 316, 319, 328
Gulisano, A.M., 278
Gómez, M., 84, 135, 153, 304

Haucke, M., 141, 171
Hewitt, J.W., 212
Hobson, M., 304
Horvath, J.E., 150

Ishwara-Chandra, C.H., 243

Jaque Arancibia, M., 129, 132, 325
Jofré, J.E., 84, 298
Jones, P.A., 203

Kanaan, A., 144
Kepler, S.O., 144
Koester, D., 144
Kornecki, P., 237
Krapp, L., 266
Kraus, A.L., 96
Kraus, M., 70, 120, 171

López Fuentes, M., 275, 301
López, C.E., 197
López, F.M., 269
LAGO (colaboración), 278
Lanabere, V., 281
Landau, S.J., 5, 27
Landi, E., 275
Lemoine-Goumard, M., 212

León, G., 27
Lloveras, D.G., 272
Lopes de Oliveira, R., 111
Lopez Armengol, F.G., 231
Lovos, F.V., 84
Luna, G.J.M., 111
Luna, S.H., 310
Luoni, M.L., 197
Luque-Escamilla, P.L., 234

Mac Cormack, C., 275
Madau, P., 54
Mandrini, C.H., 256, 275, 301
Maravelias, G., 120
Mariani, M., 228
Marioni, O.F., 96
Martí, J., 243
Masías-Meza, J.J., 278
Mauas, P., 194, 284, 325
McCarthy, I.G., 24
Melita, M.D., 310
Miller Bertolami, M.M., 126
Minniti, D., 147
Molina-Lera, J.A., 168
Mondino-Llermanos, A.E., 45, 96
Montané, B., 111
Morrell, N.I., 159
Muñoz Arancibia, A.M., 48

Navone, H.D., 310
Noriega-Crespo, A., 209
Nuñez, R.N.E., 111
Nuevo, F.A., 269, 272, 275, 301

Oddone, M.A., 87
Orellana, M., 108
Orsaria, M., 228
Orsi, A.A., 48
Ortega, M.E., 203

Padilla, N.D., 48
Palma, T., 147
Panei, J., 123, 138
Panei, J.A., 141
Parón, S., 234
Parisi, M.C., 174
Parisi, M.G., 307, 313
Paron, S., 203, 206
Pedrosa, S.E., 21
Pellizza, L.J., 30
Pepe, C., 240
Peri, C.S., 243
Perna, P., 194

Perren, G.I., 15
Petrucci, R., 84, 298
Pettini, M., 54
Piatti, A.E., 15, 45
Piccirilli, M.P., 27
Pichel, A., 33
Putkuri, C., 159

Quiroga, C., 67

Ramírez Alegría, S., 147
Ramelli, M., 278
Reynoso, E., 212
Rocchetto, M., 200
Rodríguez, M.J., 165
Rojas Kaufmann, M.L., 36
Romero, G.E., 3, 218, 225, 231, 240
Ronco, M.P., 319
Rosito, M.S., 21
Rovero, A.C., 33
Rubio, M., 153, 203
Ruiz, A.N., 48
Ryan-Weber, E.V., 51, 54

Sánchez Arias, J., 102, 144
Sánchez, M., 190
Sánchez-Sutil, J.R., 243
Saffe, C., 325
Saker, L., 135
Saldaño, H., 153
San Sebastián, I.L., 307
Scalia, M.C., 39, 190
Scóccola, C.G., 42

Smith Castelli, A., 39
Solivella, G., 64
Suárez, A.E., 234
Suad, L.A., 209

Testori, J.C., 209
Theuns, T., 24
Tissera, P.B., 21, 30
Tomić, S., 171
Torres, A.F., 67, 120
Torres-Zafra, J., 18
Tucker, R.A., 96

Unda-Sanzana, E., 200

Vásquez, A.M., 269, 272, 275, 301
Vásquez, J., 215
Vásquez, S., 174
Vázques, J., 153
Vázquez, R.A., 15, 64
Vallverdú, R., 120, 123, 141
Vauclair, G., 90
Vauclair, S., 90
Vazzano, M.M., 215
Vega-Martínez, C.A., 48
Venero, R.O.J., 99
Veramendi, M.E., 105, 129
Vila, G.S., 240

Wachlin, F.C., 90
Weidmann, W.A., 96

Zanardi, M., 328