

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

N° 56 - 2013

Comité Editorial

Adrián Rovero
Patricia Tissera
Leonardo Pellizza
Marcelo Lares





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

A sociación
A rgentina de
A stronomía

Boletín N° 56

Tandil, 2013

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Cristina H. Mandrini (Presidente)
Victoria Alonso (Vice-Presidente)
Elsa Giacani (Secretaria)
Cristina Cappa (Tesorera)
Pablo Recabarren (Vocal 1)
David Merlo (Vocal 2)
Georgina Coldwell (1er Suplente)
Jorge Combi (2do Suplente)

Comisión Revisora de cuentas

Sofía Cora
Paula Benaglia
Susana Pedrosa
Stella Malaroda (suplente)
Mariano Domínguez Romero (suplente)

Comité Nacional de Astronomía

Guillermo Bosch (secretario)
Lydia Cidale
Pablo Mauas
Carlos Valotto
Georgina Coldwell

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

Tandil, 16 al 20 de Setiembre de 2013

Organizada por:

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

COMITÉ EDITORIAL

Adrián Rovero (Editor Jefe)

Patricia Tissera (Editor Invitado)

Leonardo Pellizza (Secretario Editorial)

Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Comité Científico de la Reunión Nro. 56

Mario Abadi (IATE, Córdoba)
Leandro Althaus (FCAGLP, La Plata)
Lilia Bassino (FCAGLP, La Plata)
Juan José Clariá (OAC, Córdoba)
Ricardo Gil Hutton (CASLEO, San Juan)
Nora Loiseau (ESAC, España)
Cristina Mandrini (IAFE, Buenos Aires)
Patricia Tissera (Presidente, IAFE, Buenos Aires)

Comité Organizador Local de la Reunión Nro. 56

Gabriela Castelletti
María Emilia De Rossi
Gloria Dubner (Presidente)
Elsa Giacani
Mónica Gómez
Marcelo López Fuentes
Gerardo Juan Manuel Luna
Fabiana Monterde
Martín Ortega
María Emilia Ruiz

Prefacio

La presente edición del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene los trabajos correspondientes a la Reunión Anual número 56, realizada en la ciudad de Tandil, provincia de Buenos Aires, entre los días 16 y 20 de septiembre de 2013 y organizada por el Instituto de Astronomía y Física del Espacio en el Teatro del Fuerte, Municipalidad de Tandil.

La Reunión No. 56 se realizó en homenaje al Dr. José Luis Sérsic, quien fuera uno de los pioneros y referentes más importantes de la Astronomía Extragaláctica del hemisferio sur. Esta decisión fue tomada por los Comités Organizadores y por la Comisión Directiva de la Asociación Argentina de Astronomía, al cumplirse los 50 años de que el Dr. Sérsic formulara la ecuación que describe el brillo superficial de las galaxias, conocida como Ley o Perfil de Sérsic, publicada por primera vez en el BAAA No. 6 (1963), acumulando 184 citas desde el año 2005, según el ADS.

Durante la reunión en Tandil se hizo entrega del Premio José Luis Sérsic al Investigador Consolidado. El premio fue compartido en esta oportunidad por los Dres. Leandro Althaus y Omar Benvenuto, por decisión del jurado integrado por los Dres. Roberto Méndez, Miriani Partoriza y Héctor Vucetich. El Comité Editorial felicita a los premiados y agradece el envío de las contribuciones correspondientes a este Boletín.

Además de las charlas brindadas por los premiados, la reunión contó con una mesa sobre Infraestructura Astronómica, en la que se presentaron 7 charlas sobre distintos experimentos y observatorios, y con 11 charlas invitadas. De todas ellas, 14 han sido enviadas al Boletín en forma de contribución para su publicación. Agradecemos especialmente su aporte y esfuerzo.

Durante la reunión se expusieron 126 trabajos en forma oral y como murales. De ellos, 90 fueron enviados al Boletín y 83 finalmente publicados después del proceso de referato y correcciones editoriales. Para llevar adelante esta tarea hemos contado con la inapreciable ayuda de los revisores, cuyo trabajo ha permitido mantener la calidad científica de esta edición. Agradecemos a los siguientes colegas que participaron en este proceso de revisión: Mario Abadi, Andrea Ahumada, Facundo Albacete Colombo, María Victoria Alonso, Leandro Althaus, Ileana Andruchow, Rodolfo Barbá, Lilia Bassino, Gustavo Baume, Paula Benaglia, Guillermo Bosch, Cristina Cappa, Sergio Cellone, Silvina Cichowolski, Lydia Cidale, Jorge Combi, Georgina Coldwell, Sofía Cora, Andrea Costa, Hebe Cremades, Sergio Dasso, Gonzalo Carlos de Elía, María Emilia de Rossi, Rubén Díaz, Carlos Donzelli, Flavio Faifer, Eduardo Fernández Lajús, Tabaré Gallardo, Roberto Gamen, Beatriz García, Elsa Giacani, Guillermo Giménez de Castro, Mercedes Gómez, Jorge Federico González, Guillermo Hagele, Pierre Kaufmann, Hugo Levato, Nora Loiseau, Marcelo López-Fuentes, Stella Malaroda, Pablo Mauas, Mario Melita, David Merlo, Silvia Mollerach, Nidia Morrell, Hernán Muriel, Mariana Orellana, Celeste Parisi, Sergio Parón, Leonardo Pellizza, Olga Pintado, Pablo Recabarren, René Rohrmann, Marc Ribo, Marta Rovira, Oscar Sampayo, Daniel Supanitsky, Tomas Tecce, Gabriela Vila, Nolan Walborn

y otros cuatro colegas que han preferido permanecer anónimos.

Agradecemos a los autores y a todas las personas que de una u otra manera han aportado para que la reunión anual fuera exitosa y para que el presente ejemplar del Boletín salga a la luz.

Adrián C. Rovero
Editor Jefe

Patricia Tissera
Editor Invitado

Leonardo Pellizza
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial

Índice

<i>Prefacio</i>	v
<i>Fotografía Grupal</i>	1

I Astronomía Extragaláctica y Cosmología

Sistemas de Cúmulos Globulares: trazando la formación y evolución de las galaxias <i>F.R. Faifer</i>	3
Outflows and Inflows in Nearby Active Galaxies Observed with Near-IR Integral Field Spectroscopy <i>R.A. Riffel</i>	13
Intrinsic properties of massive bursts of star formation and precision Cosmology <i>R. Terlevich, E. Terlevich, R. Chávez, F. Bresolin, J. Melnick, M. Pliominis & S. Basilakos</i>	21
Properties of Long Gamma Ray Burst progenitors in cosmological simulations <i>L.A. Bignone, L.J. Pellizza & P.B. Tissera</i>	29
La abundancia de galaxias y halos de materia oscura en el universo CDM <i>M.G. Abadi, A. Benítez Llambay & I. Ferrero</i>	33
Caracterización del entorno del los blazares PG1553+113 y 3C66A con datos GEMINI-GMOS en las bandas g' e i' <i>J. Torres Zafra, S.A. Cellone & I. Andruchow</i>	37
Cinematica del gas ionizado y perfiles de luminosidad de las Galaxias Porotos Verdes <i>R.J. Diaz, M. Aguero, M. Schirmer, K. Holheim, N. Levenson & C. Winge</i>	41
Revisiting the Age-Metallicity Relationship of the Fornax spheroidal dwarf galaxy <i>A.E. Piatti, A. del Pino, A. Aparicio & S. Hidalgo</i>	45

The baryonic mass assembly of low-mass halos in a Λ-CDM Universe <i>M.E. De Rossi, V. Avila-Reese, P.B. Tissera, A. Gonzalez-Samaniego</i> <i>& S.E. Pedrosa</i>	49
Chemical properties of the intracluster medium <i>C.A. Vega-Martínez, S.A. Cora, I.D. Gargiulo, N.D. Padilla & A.N.</i> <i>Ruiz</i>	53
Weak lensing analysis of the galaxy cluster RXJ1117.4+0743 <i>E.J. Gonzalez, M. Domínguez, D. García Lambas, O. Moreschi, G.</i> <i>Foex, J.L. Nilo Castellon & M.V. Alonso</i>	57
Una nueva galaxia IR con núcleo compuesto: Seyfert 1.5 y estalido de formación estelar <i>S.L. Lipari, D.C. Merlo & M.M. Moyano</i>	61
Cúmulos globulares en galaxias elípticas aisladas: el peculiar caso de NGC7507 <i>J.P. Caso, T. Richtler & L. Bassino</i>	65
Estudio del sistema de cúmulos globulares de la galaxia lenticular NGC6861: en busca de evidencias de una fusión <i>C.G. Escudero, F.R. Faifer, L.P. Bassino, J.P. Calderón & J.P. Caso</i>	69
Study of photo-polarimetric microvariability in the blazars 1ES1959+650 and HB892201+044 <i>M.S. Sosa, S.A. Cellone, I. Andruchow & C. von Essen</i>	73
El origen de las galaxias esferoidales en simulaciones Cosmológicas <i>D.G. Algorry & M.G. Abadi</i>	77
Efectos de mareas en cúmulos globulares <i>F. Ramos, V. Coenda, H. Muriel & M. Abadi</i>	81
Confiabilidad de los tests estadísticos usados para el estudio <i>L. Zibecchi, I. Andruchow, S.A. Cellone, G.E. Romero & J.A. Combi</i>	85
Formación de discos en simulaciones cosmológicas LCDM <i>S.E. Pedrosa, P.B. Tissera & M.E. De Rossi</i>	89
Stellar populations in bulges of Milky Way type galaxies <i>I.D. Gargiulo, S.A. Cora, N.D. Padilla, O. Gonzalez & M. Zoccali . .</i>	93
 II Estructura Galáctica 	
Observación versus modelos en el Tercer Cuadrante Galáctico <i>G. Perren, R. Vázquez, G. Carraro, H. Navone & J. Nuñez</i>	99

Calibración de isócronas semi-empíricas en el sistema fotométrico de Washington <i>G. Perren, A.E. Piatti & R. Vázquez</i>	103
Ruprecht 166: un trazador del brazo espiral de Scutum-Centaurus <i>L. Rizzo, E. Giorgi, G. Carraro & R. Vázquez</i>	107
 III Astrofísica Estelar y Sistemas Estelares	
Astrobiology in Argentina and the Study of Stellar Radiation over Life <i>X.C. Abrevaya</i>	113
Microfísica de las envolturas de enanas blancas frías <i>R.D. Rohrmann</i>	123
Estrellas Enanas Blancas <i>L.G. Althaus</i>	133
Supernovas y “Viudas Negras”: Evolución en sistemas binarios <i>O.G. Benvenuto</i>	143
Stellar Variability in the VVV Survey: An Update <i>M. Catelan, I. Dekany, M. Hempel & D. Minniti</i>	153
Continuum Energy Distribution in the symbiotic system BI Cru <i>P.E. Marchiano, L.S. Cidale, E. Brandi & M.F. Muratore</i>	163
Incertezas en la estratificación química del núcleo de las enanas blancas <i>F.C. De Geronimo, L.G. Althaus & A.H. Corsico</i>	167
Unraveling the nature of B[e] star candidates <i>M.L. Arias, A. Torres, L.S. Cidale & M. Kraus</i>	171
Pulsaciones de estrellas de baja masa en la Secuencia Principal <i>J.P. Sánchez Arias, A.H. Córscico & L.G. Althaus</i>	175
Agujeros negros de masas estelares en la Galaxia <i>V.A. Cúneo & M.N. Gómez</i>	179
Distribuciones Espectrales de Energía de las compañeras visibles en sistemas binarios que albergan agujeros negros de masas estelares <i>V.A. Cúneo & M.N. Gómez</i>	183
Características de discos debris en Enanas Blancas <i>L. Saker, C. Chavero & M. Gómez</i>	187

The enigmatic wind of 55 Cygni <i>M. Haucke, M. Kraus, R.O.J. Venero, L.S. Cidale, D.H. Nickeler, S. Tomic & M. Cure</i>	191
Análisis de las distribuciones espectrales de energía de núcleos pre-estelares <i>H.P. Saldaño & M. Gómez</i>	195
El Perfil Sinusoidal del Jet HH 31 en la Protoestrella IRAS 04248+2612 <i>L.V. Ferrero & M. Gómez</i>	199
Abundancias de litio y actividad estelar en estrellas con exoplanetas a partir de espectros HARPS <i>M.G. Flores, C.E. Saffe, A.P. Buccino & P.J. Mauas</i>	203
Estudio observacional de la segunda discontinuidad de Balmer en estrellas Be <i>Y.R. Cochetti, M.L. Arias, L. Cidale & J. Zorec</i>	207
Primer estudio completo en rayos X del resto de supernova Puppis A <i>G.J.M. Luna, G. Dubner, N. Loiseau, P. Rodriguez-Pascual, M.J.S. Smith, E. Giacani & G. Castelletti</i>	211
Análisis evolutivo del cúmulo abierto NGC2527 <i>F. Lovos, J.F. Gonzalez & M.E. Veramendi</i>	215
Estrellas Be en cúmulos abiertos <i>Y.J. Aidelman, L.S. Cidale & J. Zorec</i>	219
Kinematic study of six galactic old open clusters <i>J.F. González, A.V. Smith-Castelli, J.P. Caso & A.E. Piatti</i>	223
SL529: a star cluster with a significant age spread in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	227
Washington Photometry of mostly unstudied Large Magellanic Cloud star clusters <i>S. Choudhury, A. Subramaniam & A.E. Piatti</i>	231
Determinación de edades de cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes a partir del parámetro δV <i>M.C. Parisi, D. Geisler, G. Carraro, J.J. Clariá, S. Villanova, E. Costa, A. Grocholski, A. Sarajedini & R. Leiton</i>	235

Análisis de edades y metalicidades de cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes <i>M.C. Parisi, D. Geisler, G. Carraro, J.J. Clariá, S. Villanova, E. Costa, A. Grocholski, A. Sarajedini & R. Leiton</i>	239
Espectroscopía integrada de cúmulos abiertos galácticos de pequeño diámetro angular <i>M.A. Oddone, T. Palma, J.J. Clariá & A.V. Ahumada</i>	243
Ruprecht 44 y la estructura espiral externa de la Galaxia <i>E.E. Giorgi, G.R. Solivella, R.A. Vázquez & M.A. De Laurenti</i>	247
Estudio Fotométrico en la región de IC 2944/2948 <i>M.J. Rodriguez, J.A. Panei, M.A. Corti, G.L. Baume & G. Carraro</i>	251
Estudio de la evolución química reciente de la Nube Mayor de Magallanes <i>T. Palma, J.J. Clariá, D. Geisler & A.V. Ahumada</i>	255
Estudio fotométrico de sistemas binarios y múltiples de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes <i>T. Palma, J.J. Clariá, D. Geisler & A.V. Ahumada</i>	259
Primera determinación de los parámetros fundamentales de 41 cúmulos estelares débiles de la Nube Mayor de Magallanes <i>T. Palma, J.J. Clariá, D. Geisler & A.V. Ahumada</i>	263
Fotometría de Washington de cúmulos abiertos proyectados en dirección hacia el centro de la Galaxia <i>N. Marconi, J.J. Clariá, M.C. Parisi, T. Palma, M.A. Oddone, A.V. Ahumada & A.E. Piatti</i>	267
Sistemas binarios viuda negra: conectando sus orígenes con su estado final <i>O.G. Benvenuto, M.A. De Vito & J.E. Horvath</i>	271
A search of extended Main Sequence Turnoff star clusters in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti, S.C. Keller, A.D. Mackey & G.S. Da Costa</i>	275
CCD SDSS photometry of poorly studied LMC star clusters <i>A.E. Piatti</i>	279
On the star cluster frequency in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	283
Radial gas density profiles in globular clusters: what can millisecond pulsars tell about it? <i>C. Pepe & L.J. Pellizza</i>	287

La interacción planeta-estrella en estrellas con planetas de tipo “Hot Jupiter” <i>C.F. Martínez, E. Jofré, R. Petrucci, C. Chavero & M. Gómez</i>	291
Estudio espectroscópico de la binaria simbiótica CL Scorpii <i>B. Montané, C. Quiroga & E. Brandi</i>	295

IV Medio Interestelar

Sitios de formación estelar <i>J. Vasquez</i>	301
Molecular gas linked to the IR bubble S24 <i>C.E. Cappa, V. Firpo, G.A. Romero, M. Rubio & J. Vasquez</i>	311
Molecular gas distribution towards the SNR G15.4+0.1 <i>L. Supan, G. Castelletti, G. Dubner, M.P. Surnis & B.C. Joshi</i>	315
Estudio multifrecuencia del flujo bipolar-molecular asociado con la proto-estrella VLA 1623 <i>E. Artur de la Villarmois, D.C. Merlo & M. Gómez</i>	319
Estructura de las burbujas en la región sureste de la Nube Mayor de Magallanes <i>M.A. Oddone, S.P. Ambrocio-Cruz, E. LeCoarer & G.V. Goldes</i>	323
Propiedades espectrales integradas de 27 cúmulos estelares concentrados pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes <i>J.H. Minniti, A.V. Ahumada, J.J. Clariá & A. Benítez-Llambay</i>	327

V Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías

Investigaciones sobre cascadas electromagnéticas <i>M. Orellana, L. Pellizza & G.E. Romero</i>	333
Neutron production in black hole coronae <i>F.L. Vieyro, G.S. Vila & G.E. Romero</i>	343
Search for extended gamma ray emission in Markarian 421 using VERITAS observations <i>M. Fernandez Alonso, for the VERITAS Collaboration</i>	347
Molecular clouds as reservoir of cosmic rays <i>M.V. del Valle, G.E. Romero & R. Santos-Lima</i>	351

High-Energy Radiative Processes in High-Mass Binary Systems <i>S. del Palacio, V. Bosch-Ramon & G.E. Romero</i>	355
Búsqueda de un posible blazar débil brillando a través del Plano Galáctico en la región de HESSJ1356-645 <i>A.C. Pichel & A.N. Cillis</i>	359
VI Sol, Heliosfera y Sistemas Solar y Extrasolares	
3D Reconstruction of the EUV Solar Corona <i>A.M. Vázquez</i>	365
Traceback of intermittent structures in the solar wind <i>M.S. Nakwacki, M.E. Ruiz, F.A. Nuevo, C.H. Mandrini & S. Dasso</i>	375
Incertidumbre en los valores de la fuerza de oscilador de las líneas espectrales; y su influencia en el cálculo de abundancias <i>P.E. Marchiano, H.O. Di Rocco & A. Cruzado</i>	379
Evolución de una protuberancia observada por el HASTA <i>M.L. Luoni & C. Francile</i>	383
Plasma outflows at the border of active regions and the solar wind <i>F.A. Nuevo, C.H. Mandrini, A.M. Vázquez, P. Deumoulin, L. Van Driel-Gesztely, D. Baker, G.D. Cristiani, M. Pick & J.L. Culhane</i>	387
Emisión girosincrotrónica en arcos de fulguración <i>G. Cristiani, C.H. Mandrini & C.G. Giménez de Castro</i>	391
Multi-modal DEM in the solar corona <i>F.A. Nuevo, A.M. Vázquez, R.A. Frazin & E. Landi</i>	395
Study of the EUV intensity variation along observed coronal loops <i>M. Lopez Fuentes & J.A. Klimchuk</i>	399
Producción de eyecciones coronales de masa del complejo de regiones activas 11121 y 11123 <i>H. Cremades, C.H. Mandrini, B. Schmieder & M. Crescitelli</i>	403
Condiciones físicas de exoplanetas y microorganismos que habitan ambientes extremos <i>M. García, X.C. Abrevaya & M. Gómez</i>	407
Exploring the solar system with Mega-Preccovery data mining server: strengthening our database and functionalities <i>F. Char, O. Vaduvescu & M. Popescu</i>	411

Relación entre distribuciones de colisiones de baja energía y trayectorias de escape <i>F.A. Zoppetti, A.M. Leiva & C.B. Briozzo</i>	415
Espectros en el infrarrojo medio de discos de escombros <i>L. García & M. Gómez</i>	419
Orbital parameter refinement and transit timing variation analysis of the hot-Neptune Gliese 436b <i>C. von Essen, R. Miculan & R.I. Paez</i>	423
 VII Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos	
Participación argentina en el Gemini Observatory <i>S.A. Cellone, F.R. Faifer, A.V. Smith-Castelli, D. Ferreiro & G. Ferrero</i>	429
Observatorio Cordón Macón <i>D. García Lambas & P. Recabarren</i>	433
The Cherenkov Telescope Array: An observatory for Ground-based High Energy Gamma Ray Astronomy <i>M.C. Medina, for the CTA Consortium.</i>	437
Pequeños telescopios ópticos para fotometría diferencial <i>P. Mauas, M. Schwartz & P. Perna</i>	441
Nuevo Observatorio Virtual Argentino <i>P.B. Tissera</i>	445
Instalación de un nuevo telescopio robótico en la estación de altura Cesco <i>M.A. Schwartz, P. Perna, P. Mauas, A. Veltri, H. Hereñú, R. Petrucci, A. Buccino, E. Jofré, C.N. Francile & A.B. Cornudella</i>	449
Estudio de seeing en la zona del Cerro Champaqui (I) <i>R.J. Diaz, S. Eikenberry, J. Scott, H. Levato, V. Firpo, C. Farina, D. Piroddi, N. Jamud, G. Bosch, A. Mudrik, P. Guzzo, V. Donoso, P. Recabarren & E. Seifer</i>	453
Estado y rendimiento del espectrógrafo infrarrojo criogénico F2 <i>R.J. Diaz, P. Gomez, M. Schirmer, F. Navarrete, A. Stephens, G. Bosch, G. Gaspar, J. Camperi & G. Gunthardt</i>	457

Formulación matemática del frente de onda de una fuente luminosa según el método modal <i>M.L. Villarreal, M. Starck & P. Recabarren</i>	461
 VIII Historia, Educación y Divulgación de la Astronomía	
 Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino. II. Bahía Blanca <i>G.E. Milesi & R.A. Vázquez</i>	467
 IX Otros	
 Una novedosa herramienta estadística para desentrañar las características intrínsecas de una distribución de datos astrofísicos <i>I. Ferrero & A.E. Piatti</i>	473
 <i>Índice de autores</i>	477



Parte I

**Astronomía Extragaláctica y
Cosmología**

PRESENTACION INVITADA

Sistemas de Cúmulos Globulares: trazando la formación y evolución de las galaxias

Favio R. Faifer^{1,2,3}

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.*

(3) *Oficina Gemini Argentina, MinCyT.*

Abstract. In this paper, we review some properties and mentioned several aspects that have caused a marked and renewed interest in the study of globular cluster systems in the last decade. We emphasised on the relationship between some of these properties and galaxies formation processes.

Resumen. Repasamos en este trabajo algunas propiedades, y mencionamos varios aspectos, que han causado un marcado y renovado interés en el estudio de los sistemas de cúmulos globulares en la última década. Se pone énfasis en la relación entre algunas de estas propiedades y la formación de las galaxias.

1. Introducción

Más allá del interés por los cúmulos globulares (CGs) como laboratorios de la astrofísica estelar, el conjunto de estos objetos permaneció durante mucho tiempo como materia de poca atención para la astronomía. Objetos de apariencia esférica, constituidos por estrellas viejas, que han estado orbitando nuestra galaxia durante miles de millones de años sin grandes cambios, parecían no tener mucho que aportar al conocimiento astronómico.

Luego que Hubble señalara la existencia de posibles cúmulos globulares alrededor de M 31 (Hubble 1932), hubo que esperar hasta la década del 70-80 del siglo XX, cuando la detección de decenas, centenares o, incluso miles de CGs alrededor de otras galaxias, comenzara a producir un cambio substancial en el interés sobre estos objetos. Desde entonces, se han ido descubriendo propiedades globales de los así denominados sistemas de CGs extragalácticos, y con ellas, se han motivado una serie de preguntas: qué pueden aportar los sistemas de CGs al entendimiento de las propiedades de las galaxias a las que pertenecen, qué nos dicen sobre las primeras etapas de la historia del Universo, qué registros guardan sobre el pasado evolutivo de las galaxias, etc. En este trabajo se realizará un breve repaso de varios de los aspectos más significativos, y de varios resultados novedosos reportados en los últimos años.

2. El sistema de cúmulos globulares de la Vía Láctea

Nuestra galaxia, la Vía Láctea, cuenta con alrededor de 160 CGs, y aunque comparándolos uno a uno podemos percatarnos de que existe una gran variedad de ellos, es posible enumerar ciertas propiedades comunes que los definen. Sus masas típicas varían entre unos 10^4 y $10^6 M_{\odot}$, lo cual se traduce en magnitudes absolutas en el visual, que van de $M_V = -5$ a $M_V = -10$, o incluso más luminosos. En cuanto a sus propiedades estructurales, mencionaremos su característica de compactos, ya que presentan densidades centrales que van de cientos a miles de estrellas por parsec cúbico, con radios $r_h < 5$ pc (siendo r_h el radio que contiene la mitad de la masa). Estas propiedades hacen que con las tecnologías actuales, sea relativamente simple detectar CGs alrededor de otras galaxias, incluso a varias decenas de Mpc de nosotros.

En base a diferentes estudios de las poblaciones estelares que componen los CGs de nuestra galaxia y en galaxias vecinas, se sabe que los mismos son muy antiguos. En el caso de nuestra galaxia, se encuentra que la mayoría de los CGs se formaron hace unos 12 a 13 mil millones de años (Roediger et al. 2014), esto es muy cerca de la formación del propio Universo. Por su parte, diversos estudios espectroscópicos de CGs de otras galaxias, indican que los mismos también son antiguos, con edades mayores a 10^{10} años (Pierce et al. 2006a, 2006b; Norris et al. 2008). Esto indica que los CGs se han formado junto con, o incluso antes que, las galaxias a las que se encuentran asociados.

Estos objetos antiguos, detectables a grandes distancias, muestran además otra propiedad interesantes. Los estudios de poblaciones estelares de los CGs galácticos, indican que los mismos están constituidos básicamente por poblaciones químicamente homogéneas y coetáneas. Estas propiedades, sumadas a las ya enunciadas, les han valido el título de objetos “simples”. Sin embargo, si bien esto es un adjetivo razonable, actualmente sabemos que muchos CGs de nuestra propia galaxia muestran evidencias de poblaciones estelares múltiples (Gratton et al. 2012). Sabemos, entonces, que varios CGs de la Vía Láctea han resultado no estar constituidos por poblaciones estelares simples. Sin embargo, en la mayoría de los casos esto constituye un efecto de segundo orden. Por ello, como se ha dicho, aceptaremos en este trabajo que los CGs son buenos ejemplos de poblaciones estelares simples ya que sus propiedades integradas pueden ser estudiadas con buenos resultados adoptando esta hipótesis de trabajo.

Todos los CGs pertenecientes a la Vía Láctea constituyen su sistema de CGs. Los aspectos antes mencionados indican que estos objetos son sobrevivientes de las primeras etapas de la evolución de nuestra galaxia.

3. El papel del sistema de CGs de nuestra galaxia en el pasado

Aunque escapa al objetivo de este trabajo repasar todas las cuestiones que se podrían enumerar sobre este punto, diremos que más allá de lo mencionado sobre la poca atención recibida por los CGs durante tanto tiempo, se debe recordar que los CGs de la propia Vía Láctea fueron utilizados para obtener información útil en varios aspectos. A través de los trabajos de Harlow Shapley a principios del siglo pasado, los CGs jugaron un papel preponderante en diversos temas tales como la determinación del tamaño de la galaxia, la ubicación del Sol dentro

de la misma y la forma y estructura de la Vía Láctea (Zinn 1993). También han aportado cotas mínimas para la edad del Universo, y se han constituido en objetos de prueba para varios aspectos relacionados con la teoría de evolución estelar.

4. ¿Qué pueden aportar los sistemas de CGs al estudio de las galaxias?

4.1. La observación de CGs extragalácticos

Antes de intentar responder esta pregunta, es conveniente entender cuáles son las dificultades que deben ser enfrentadas al abordar el estudio de los CGs fuera de la Vía Láctea. Como se mencionó en la sección 2., al tratarse de objetos relativamente luminosos y compactos, son detectables a grandes distancias. Sin embargo, esa característica trae aparejada una dificultad: resulta difícil discriminar y separar los CGs de las estrellas débiles de nuestra propia galaxia, así como también, de todos los objetos no resueltos de fondo presentes en las imágenes. Esta situación es peor aún si se intenta identificar CGs en sistemas con pocos miembros, o que pertenecen a galaxias espirales. En este último caso, estaríamos intentando detectar los CGs entre toda la subestructura propia del disco y los brazos espirales, tal y como puede ocurrir al estudiar M 31 o M 33, por ejemplo. Por tal motivo, aunque hoy en día es posible estudiar sistemas de CGs pertenecientes a galaxias ubicadas a distancias tan grandes como 100 Mpc, debe tenerse en cuenta que se requiere un cuidadoso proceso de selección. En la actualidad, esto se concreta utilizando información fotométrica en varias bandas, y alta calidad de imagen (Faifer et al. 2011). En caso de contar con información espectroscópica, la separación es aún más segura.

Hoy en día sabemos que todas las galaxias poseen un sistema de CGs asociado. Las galaxias más masivas, tales como M 87, cuentan con miles de estos objetos, mientras que las galaxias de baja masa cuentan con algunos pocos (Peng et al. 2006). Una excepción a esto lo constituyen las galaxias enanas de menor masa, que pueden no contar con CGs.

En la figura 1 se muestra, como ejemplo, una imagen del SDSS donde se aprecia la galaxia de tipo temprano NGC 6861, y la ubicación de tres campos observados con el telescopio Gemini Sur y la cámara GMOS (Escudero et al. en este mismo boletín). En el panel inferior de dicha figura se puede apreciar la distribución espacial de los candidatos a CGs detectados en dichos campos. En ella es posible visualizar con facilidad la posición, forma y orientación de NGC 6861, a partir de la distribución de los CGs. Esto es el resultado de una propiedad de los sistemas de CGs: los CGs trazan, en cierta forma, la distribución de la luz de las galaxias. En particular, los CGs más ricos en metales, usualmente denominados “rojos”, muestran una marcada similitud con la distribución de la luz del bulbo o esferoide de las galaxias. Por su parte, los CGs de menor contenido de metales, usualmente llamados “azules”, se presentan más extendidos espacialmente, y asociados principalmente al halo de baja metalicidad de las galaxias (tal como ocurre también en nuestra propia Vía Láctea).

Resulta interesante observar el panel izquierdo de la figura 3 del trabajo de Alamo-Martínez et al. (2013), donde se puede apreciar la similitud entre la distribución espacial de los CGs en Abel 1689, y aquella correspondiente a las

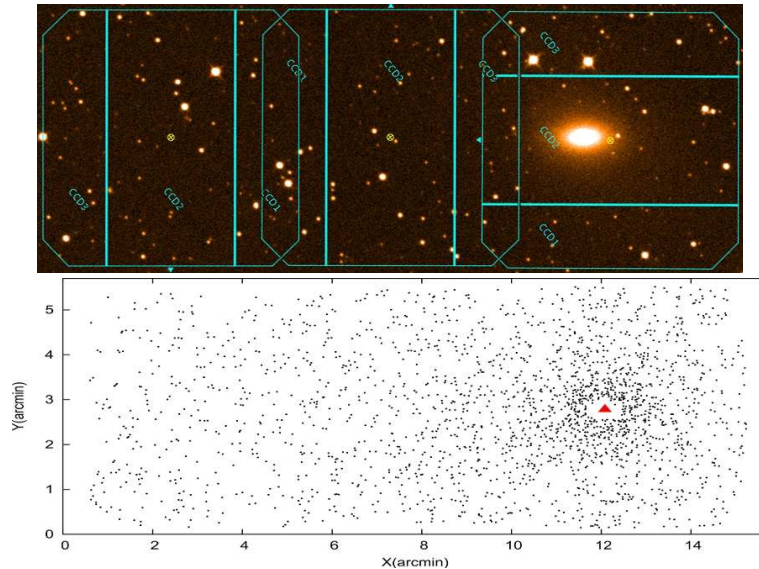


Figura 1. Panel superior: campos observados alrededor de NGC 6861 utilizando el instrumento Gemini+GMOS. Panel inferior: posiciones de los candidatos a CGs detectados en los mencionados campos (Escudero et al. en este boletín).

galaxias. Cabe destacar que en dicha figura es posible observar no sólo los CGs vinculados a las galaxias miembros del cúmulo, sino también CGs asociados al medio intra-cúmulo. Dichos objetos pueden constituir una población que se formó en el medio, y que luego no terminó asociada al campo gravitatorio de ninguna galaxia en particular del cúmulo sino, más bien, al campo del cúmulo o grupo. También existe la posibilidad de que hayan pertenecido a galaxias destruidas por los procesos dinámicos que tienen lugar en dichos grupos y cúmulos de galaxias, o bien haber sido arrancados de algunas de las galaxias miembros del cúmulos.

4.2. ¿Cómo se forma un CG?

Actualmente no existe un modelo que incluya todos los ingredientes que se consideran deben ser necesarios en un modelo de formación de CGs, y que por ende logre explicar la mayoría de las características de los mismos. Sin embargo, existen varios aspectos que se aceptan como establecidos con cierta confianza. Uno de ellos es que considerando los valores típicos para la eficiencia de formación estelar, se requieren gigantes y densas nubes moleculares para formar objetos que muestren las mismas propiedades generales de los CGs. Tal es el caso del modelo presentado en Muratov & Gnedin (2010), donde se indica que los halos oscuros progenitores de los CGs deben tener masas totales $M_h > 10^9 M_\odot$.

Por su parte, si hablamos de sistemas de CGs, el panorama es aún más complejo debido a que el modelado de tales sistemas requiere de resoluciones numéricas aún no disponibles. Por otro lado, debido a que la masa total contenida en el sistema de CGs de cualquier galaxias es una fracción muy pequeña de la masa total del halo al que pertenecen ($\sim 6 \times 10^{-5}$, Harris 2013), estos no

han recibido aún la debida atención. Sin embargo, el hecho de que los CGs constituyen objetos relativamente compactos, y que se observan lo que podrían ser CGs jóvenes en galaxias que se encuentran atravesando fuertes procesos de interacción y fusión ricos en gas, es que se acepta además que para formar los sistemas de CGs se requieren muy intensos brotes de formación estelar. Resulta natural suponer que estos brotes hayan sido más frecuentes durante las primeras etapas de la formación de los esferoides (tales como las propias galaxias elípticas y bulbos), debido a que sabemos que tales estructuras formaron todas sus estrellas en escalas de tiempo del orden de los 500 millones de años.

4.3. Las distribuciones de colores integrados y la formación de las galaxias

A comienzos de la década de los 90 se descubrió que algunos sistemas de CGs asociados a galaxias muy masivas mostraban distribuciones de colores bimodales (Zepf & Ashman 1993; Ostrov, Geisler & Forte 1998). Esto es, constituidos por dos grupos que presentan colores medios distintos. Estos grupos ya fueron mencionados en la sección 4.1., y se denominan “azules” y “rojos”. Con el tiempo, y al observar un número significativo de sistemas de CGs utilizando instrumentos de mejor capacidad y sistemas fotométricos más sensibles a los efectos de metalicidad, se pudo establecer que prácticamente todos los sistemas de CGs en galaxias cuyas masas superan cierto límite, muestran bimodalidad. La existencia de estos dos grupos parece desaparecer para galaxias cuya masa estelar M_* esta por debajo de $10^{10} M_\odot$ (Peng et al. 2008; Forte et al. 2009).

Actualmente existen ejemplos extremos de bimodalidad, tales como el de la galaxia lenticular NGC 3115 (figura 2). La misma, cuenta unos 550 GCs (Faifer et al. 2011), y su distribución de colores es considerada actualmente uno de los ejemplos más claros del mencionado fenómeno.

¿Que hay detrás de la bimodalidad de los colores integrados? La respuesta no es inmediata debido a que se sabe que existe la denominada degeneración edad-metalicidad (Worthey 1994). Por ello, primero debemos recordar que estamos hablando de objetos con edades mayores a los 10^{10} años, y que como ya se mencionó, la mayoría de ellos se pueden considerar como buenos ejemplos de poblaciones estelares simples. Por ello, se concluye que es esperable que sea la metalicidad el principal responsable de la apariencia de los colores integrados de los CGs.

¿Qué sustento tiene esta hipótesis? Por un lado, la Vía Láctea presenta dos poblaciones de CGs. Una de ellas constituida por CGs con metalicidades $[Fe/H]$ del orden de -1.5 (asociada al halo de la galaxia), y la otra integrada por objetos con $[Fe/H]$ alrededor de -0.5 (asociados al disco o bulbo de la galaxia). Esto es, la bimodalidad en nuestra galaxia surge de la presencia de dos poblaciones de CGs separables por color, metalicidad, cinemática y por distribución espacial. ¿Es nuestra Vía Láctea un caso particular, o la bimodalidad se puede interpretar en cualquier galaxia de la misma forma? No tenemos aún una respuesta concreta a esta pregunta, pero debemos aceptar que nada hace suponer que la respuesta pueda ser que vivimos en una galaxia con propiedades únicas.

Por otro lado, las estimaciones de edades y metalicidades que se han conseguido para CGs extragalácticos, también indican que es la metalicidad la res-

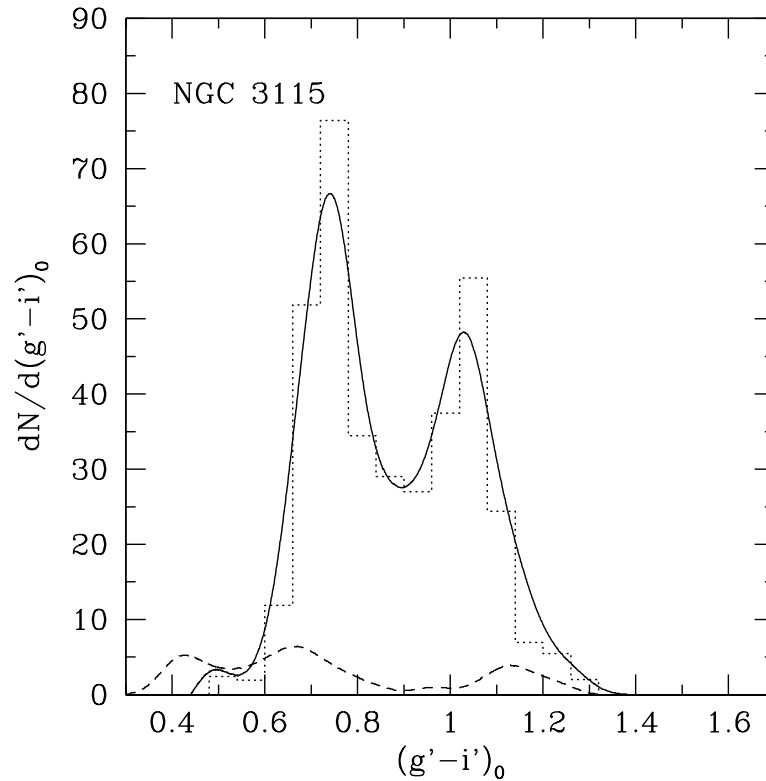


Figura 2. Histograma de colores integrados de una muestra de candidatos a CGs pertenecientes a la galaxia lenticular NGC 3115. La presencia de bimodalidad resulta muy evidente, y actualmente ésta es una de las galaxias consideradas un ejemplo típico de dicho fenómeno (Faifer et al. 2011).

ponsable del fenómeno de la bimodalidad. Nuevamente, uno de los ejemplos más claros es NGC 3115 (Brodie et al. 2012).

De acuerdo a lo expuesto antes, la existencia de bimodalidad en las distribuciones de colores integrados, y su interpretación como evidencia de la existencia de dos poblaciones, nos lleva a una cuestión interesante. Esta es, que la formación de los CGs ocurrió en dos fases. Si esto fue así, y como dijimos, los CGs se forman únicamente durante los brotes de formación estelar más intensos en la vida de una galaxia, es inmediato concluir que las galaxias en si mismas se forman en por lo menos dos fases distintas (Forbes, Brodie & Huchra 1997).

Aquí es importante mencionar que al hablar de “fases”, nos referimos a diferentes fenómenos, o a un único fenómeno que tuvo lugar en dos momentos distintos, o bajo condiciones físicas distintas.

Ahora bien, dado que la presencia o no de dos poblaciones de CGs puede aportar información valiosa sobre los brotes más intensos de formación estelar, entraremos un poco más en detalles sobre ese aspecto en las siguientes subsecciones.

Antes, debemos mencionar que más allá de los argumentos expuestos aquí, existe otra interpretación del fenómeno de la bimodalidad. Ella nos dice que el responsable de este es la presencia de una inflexión en la relación color integrado - metalicidad, debida a la variación del color de las estrellas de la rama horizontal en las poblaciones estelares que componen a los CGs (Yoon et al. 2006). Una relación de este tipo traducirá una distribución de metalicidad unimodal a una distribución bimodal en colores. Sobre este aspecto volveremos en la siguiente sección.

4.4. Relación color-metalicidad

El estudio de la relación color-metalicidad en los CGs de nuestra galaxia ha sido explorado en varias oportunidades. Por ello, a lo largo de las últimas décadas, hemos pasado de considerar relaciones puramente lineales (Geisler & Forte 1990), cuadráticas (Harris & Harris 2002; Forte, Faifer & Geisler 2007) o incluso de orden cuarto (Blakeslee, Cantiello & Peng 2010). Sin embargo, tal como es posible apreciar en Moyano Loyola (2010), y en Vanderbeke et al. (2014), el sistema de CGs de nuestra galaxia no es lo suficientemente rico como para justificarse el empleo de funciones de orden superior a dos.

Con la puesta en funcionamiento de telescopios del tipo 8m y de la espectroscopía multi-objeto, se ha hecho posible la obtención simultánea de decenas de espectros integrados de objetos a varios Mpc de nosotros. Sin embargo, como se dijo, sólo es posible determinar sus propiedades integradas. Por ello, la hipótesis de que los CGs pueden ser estudiados como poblaciones estelares simples, es fundamental para poder obtener conclusiones firmes

Con esta técnica se han realizado varios análisis que incluyen tanto los CGs de nuestra galaxia, como objetos pertenecientes a diversas galaxias de tipo temprano. Por un lado, ciertos autores encuentran evidencia de inflexiones (Peng et al. 2006; Blakeslee, Cantiello & Peng 2010), mientras que otros solo encuentran cambios de pendientes (Usher et al. 2012). Es evidente entonces que aún se requiere una mayor cantidad de datos homogéneos. Debemos mencionar sin embargo, que incluso con los telescopios y técnicas disponibles hoy en día, continúa siendo muy costoso obtener estimaciones seguras de edades y metalicidades para objetos como CGs a varios Mpc (Pierce et al. 2006a;2006b; Norris et al 2008).

4.5. El aporte de la fotometría

Desde el punto de vista del tiempo de observación requerido, la fotometría integrada constituye aún una herramienta muy poderosa. Por ello, y con el objeto de caracterizar las propiedades básicas de los sistemas de CGs, es que existen varios programas que intentan producir un volumen de datos homogéneos y significativos, para así determinar parámetros tales como número total de CGs, extensión total de los sistemas, distribuciones de colores integrados, etc. Esto último aporta un aspecto importante a la discusión presentada en la subsección 4.4., ya que se han producido varios resultados interesantes. Uno de ellos es la existencia de sistemas de CGs constituidos por múltiples poblaciones de CGs. Esto es, sistemas que no resultan bimodales, sino trimodales (Blom, Spitler & Forbes 2012, Caso et al. 2013, Escudero et al. 2013). También se ha podido establecer que mientras algunos sistemas de CGs muestran dos poblaciones separadas en color, incluso hasta el extremo brillante, en otros casos los objetos más masivos se presentan

unimodales (Faifer et al. 2011). Se han detectado además fenómenos de segundo orden, tales como la relación color-luminosidad observada en la subpoblación “azul” y que se suele llamar “blue tilt” en la literatura (Strader et al. 2006; Mieske et al. 2006). La misma es usualmente interpretada como el resultado de que los CGs azules muestran una relación masa-metalicidad. En este aspecto queda aún por entender por qué algunos sistemas de CGs muestran dicho fenómeno, y otros no. La conclusión de lo expuesto aquí es que, evidentemente, las distribuciones de colores integrados de los sistemas de CGs no son “simplemente” bimodales.

Para obtener una respuesta que concluya la discusión sobre cuál es el origen de la bimodalidad, deberemos contar con más y mejores datos espectroscópicos y, posiblemente, ampliar el estudio a otras frecuencias del espectro electromagnético. Por ejemplo, aprovechar el IR cercano, el cual traza la temperatura de las estrellas de la rama de las gigantes rojas y resulta menos afectado por el color de la rama horizontal.

La combinación de fotometría óptica con IR también es otro nicho a explorar en el estudio de los sistemas de CGs. Existen varios trabajos que muestran el potencial de esta combinación, aunque los errores fotométricos aún son considerables (Chies-Santos et al. 2012). La puesta en funcionamiento de un instrumento como Flamingos-2 en el Observatorio Internacional Gemini, del cual Argentina forma parte, abre esta posibilidad y genera expectativas de poder avanzar en tal dirección.

5. Un ejercicio simple

Mientras se colectan datos espectroscópicos suficientes, podemos preguntarnos lo siguiente. ¿Cuál es la apariencia de las diferentes relaciones color-color para los CGs en el óptico y el IR cercano? Tal cosa fue analizada en el trabajo de Forte et al. (2013). Allí se presentan las diferentes relaciones color-color involucrando las bandas C y T1 del sistema de Washington, las bandas g' , r' , i' y z' del sistema del SDSS (Fukugita et al. 1996), y las bandas g y z observadas con el telescopio espacial Hubble y la cámara ACS, todas ellas obtenidas en base a una muestra de CGs pertenecientes a la galaxia M 87. En las figuras 6 y 7 de dicho trabajo, se puede apreciar que todas las relaciones color-color muestran algún grado de no linealidad. Ello explica la diferente apariencia de un mismo sistema de CGs al observarse en distintas bandas fotométricas. Es de destacar, sin embargo, que ninguna de las relaciones obtenidas muestra una fuerte alinealidad o inflexiones notables.

M 87 es la galaxia central del cúmulo de Virgo. Su sistema de CGs es claramente bimodal en colores integrados, aunque lamentablemente no existe aún un estudio adecuado sobre la distribución de metalicidades espectroscópicas de los mismos. Sin embargo, podemos preguntarnos cuál sería la distribución de metalicidades de dichos CGs si adoptáramos las distintas relaciones color-metalicidad existentes en la literatura. Obviamente, nos referimos a aquellas que son no-lineales, o que presentan algún grado de inflexión.

Se consideran, entonces, dos relaciones muy distintas. La primera de ellas obtenida por Usher et al. (2012), la cual está compuesta de una relación en la que se asume diferentes pendientes en distintos rangos de colores. La segunda, obtenida por Blakeslee et al. (2010), que presenta la antes mencionada inflexión. Se

puede apreciar en las figuras 18 y 19 de Forte et al. (2013), que más allá de algunas diferencias punto a punto, ambos histogramas se muestran indudablemente bimodales. Esto es, aún en el caso de que la relación color-metalicidad muestre una inflexión como la propuesta por Yoon et al. (2006), las distribuciones de colores pueden tener su origen en distribuciones bimodales en metales.

El ejercicio mencionado aquí no descarta por sí solo la posibilidad de que las relaciones color-metalicidad muestren estructuras como las propuestas por Yoon. Sin embargo, este ejercicio pone de manifiesto que dicho aspecto pueda ser tan sólo un ingrediente más en la discusión. Este resultado está de acuerdo con lo presentado en el trabajo de Smith & Strader (2007), quienes muestran que el efecto fotométrico de la distinta morfología de la rama horizontal es despreciable, salvo para índices de color hacia el violeta (como el U-B).

6. Conclusiones

Hemos repasado aquí varias de las propiedades más notables de los sistemas de CGs y puesto de manifiesto el renovado interés en el estudio de estos sistemas, lo cual los ha puesto en estos últimos años entre los objetos de mayor atención en el estudio observacional de la formación de las galaxias. Para quienes trabajamos día a día con los CGs esperamos que este interés crezca aún más, y que con el advenimiento de nuevas tecnologías y técnicas podamos aportar nuevos resultados en esta área de la astrofísica.

Referencias

- Alamo-Martínez K. A., Blakeslee J. P., Jee M. J., Côté P., Ferrarese L., González-Lópezlira R. A., Jordán A., Meurer G. R., Peng E. W., West M. J., 2013, *ApJ*, 775, 20
- Blakeslee J. P., Cantiello M., Peng E. W., 2010, *ApJ*, 710, 51
- Blom C., Spitler L., Forbes D., 2012, *MNRAS*, 420, 37
- Brodie J., Usher C., Conroy C., Strader J., Arnold J., Forbes D., Romanowsky A., 2012, *ApJ*, 759, 33
- Caso J., Richtler T., Bassino L., Salinas R., Lane R., Romanowsky A., 2013, *A&A*, 555, 56
- Chies-Santos A., Larsen S., Cantiello M., Strader J., Kuntschner H., Wehner E., Brodie J., 2012, *A&A*, 539, 54
- Escudero C., Faifer F., Bassino L., Caso J., Calderón J., 2013, *BAAA*, 56, en prensa.
- Forbes D.A., Brodie J.P., Huchra J., 1997, 113, 887
- Forte J.C., Faifer F., Geisler D., 2007, *MNRAS*, 382, 1947
- Forte J.C., Vega E.I. & Faifer F., 2009, *MNRAS*, 397, 1003
- Forte J., Faifer F., Vega E., Bassino L., Smith Castelli A., Cellone S., Geisler D., 2013, *MNRAS*, 431, 1405
- Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J., Shimasaku M., Schneider D., 1996, *AJ*, 111, 1748
- Geisler, D., & Forte, J. C. 1990, *ApJ*, 350, L5
- Gratton R., Carretta E., Bragaglia A., 2012, *A&ARv*, 20, 50
- Harris W. E., Harris G. L. H., 2002, *AJ*, 123, 3108
- Hubble E., 1932, *ApJ*, 76, 44
- Mieske S. et al., 2006b, *ApJ*, 653, 193

- Moyano Loyola G., Faifer F., Forte J. C., 2010, BAAA, 53, 133
- Muratov A., Gnedin O., 2010, ApJ, 718, 1266
- Norris M., Sharples R., Bridges T., Gebhardt K., Forbes D., Proctor R., Faifer F., Forte J., Beasley M., Zepf S., Hanes D., 2008, MNRAS, 385, 40
- Ostrov P., Forte J. C., Geisler D., 1998, AJ, 116, 2854
- Peng E., Côté P., Jordán A., Blakeslee J., Ferrarese L., Mei S., West M., Merritt D., Milosavljević M., Tonry J., 2006, ApJ, 639, 838
- Peng E.W., Jordán A., Côté P., Takamiya M., West M., Blakeslee J., Chen C., Ferrarese L., Mei S., Tonry J., 2008, ApJ, 681, 197
- Pierce M., Bridges T., Forbes D., Proctor R., Beasley M., Gebhardt K., Faifer F., Forte J., Zepf S., Sharples R., Hanes D., 2006, MNRAS, 368, 325
- Pierce M., Beasley M., Forbes D., Bridges T., Gebhardt K., Faifer F., Forte J., Zepf S., Sharples R., Hanes D., , Proctor R., 2006, MNRAS, 366, 1253
- Roediger J., Courteau S., Graves G., Schiavon R., 2014, ApJS, 210, 10
- Strader J., Brodie, J. P., Spitler L., Beasley M., 2006, AJ, 132, 2333
- Smith G., Strader J., 2007, AN, 328, 107
- Vanderbeke J., West Mi., De Propris R., Peng E., Blakeslee J., Jordán A., Côté P., Gregg M., Ferrarese L., Takamiya M., Baes Ma., 2014, MNRAS, 437, 1734
- Usher C., Forbes D., Brodie J. P., Foster C., Spitler L. R., Arnold J. A., Romanowsky A. J., Pota V., 2012, MNRAS, 426, 1475
- Worthey G., 1994, ApJS 95, 107
- Yoon, S.-J., Yi, S. K., & Lee, Y.-W. 2006, Science, 311, 1129
- Zepf, S. E.; Ashman, K. M., 1993, MNRAS, 264, 611
- Zinn R., 1993, ASP Conference Series, 48

PRESENTACION INVITADA

Outflows and Inflows in Nearby Active Galaxies Observed with Near-IR Integral Field Spectroscopy

Rogemar A. Riffel¹

(1) *Departamento de Física, CCNE, Universidade Federal de Santa Maria, 97105-900 Santa Maria, RS, Brazil; e-mail: rogemar@ufsm.br*

Abstract. Our group have been using integral field spectroscopy on Gemini telescopes for 8 years to study the central few hundred of parsecs around Active Galactic Nuclei (AGN) aimed to observe and quantify gas inflows and outflows. Inflows have been observed in low-ionization (traced by H recombination lines) and molecular (traced by H₂) emitting gas, along nuclear spiral arms with mass inflow rates ranging from 10⁻³ to 10⁻¹ M_⊙ yr⁻¹. The flux distribution and kinematics for the ionized gas emission lines, frequently are correlated with the radio structures and outflows have been observed in the ionized gas emission from the narrow-line region (NLR) with mass outflow rates ranging from 10⁻² to 10¹ M_⊙ yr⁻¹, being 10–100 times larger than the mass accretion rates on to the AGN, supporting an origin in gas from the NLR. The observed inflow and outflow rates are similar, although the inflows are best seen around LINER nuclei and the outflows around Seyfert nuclei, what may imply evolution between these two types of activity.

Resumen. Nuestro grupo ha estado utilizando la espectroscopia de campo integral en los telescopios Gemini durante 8 años para estudiar las regiones centrales de Núcleos Activos de Galáxias (AGN) en escalas de pocos parsecs con el objetivo de observar y cuantificar *inflows* y *outflows* de gas. *Inflows* han sido observados en gas de baja ionización (trazado por líneas de recombinación del H) y el gas molecular (trazado por líneas del H₂), a lo largo de los brazos espirales nucleares con flujos de masa que van desde 10⁻³ a 10⁻¹ M_⊙ yr⁻¹. La distribución de flujo y la cinemática de las líneas de emisión de gases ionizados con frecuencia se correlacionan con las estructuras radio. *Outflows* han sido observados en la emisión de gas ionizado de la región de línea estrecha (NLR) con flujos de masa que van desde 10⁻² a 10¹ M_⊙ yr⁻¹, siendo 10 a 100 veces más grande que las tasas de acreción de masa en la AGN, sugiriendo una origen en el gas de la NLR. Las tasas de *inflows* y *outflows* observadas son similares, aunque los *inflows* se ven mejor en torno a núcleos LINERs y los *outflows* en torno a núcleos Seyfert, lo que puede implicar la evolución entre estos dos tipos de actividad.

1. Introduction

Nowadays is widely accepted that the origin of the energy emitted by Active Galactic Nuclei (AGN) is due to the accretion of material onto the central Super-massive Black Hole (SMBH) and implies the presence of a gas reservoir close to the AGN (e.g. Gebhardt et al. 2000; Ferrarese & Merritt 2000). Simões Lopes et al. (2007) used archival Hubble Space Telescope (HST) optical images for a sample of early-type galaxies including AGNs and quiescent galaxies and found that all active galaxies have circumnuclear gas and dust, while this is observed in only 26% of a pair-matched sample of inactive galaxies. The presence of recent star formation in the circumnuclear region of active galaxies supports also the presence of a gas reservoir close to the AGN (e.g. Schmitt et al. (1999), Boisson et al. (2000), Storchi-Bergmann et al. (2000), Cid Fernandes et al. (2001), Storchi-Bergmann et al. (2005), Cid Fernandes et al. (2005)). Nevertheless, kinematic signatures of the feeding of the AGN are rarely discussed in the literature.

While the feeding mechanisms, which involve inflow of cold gas, are hard to observe, the feedback produced by AGN – usually in the form of outflows – is more easily observed. The Narrow-Line Region (NLR) of Seyfert galaxies is one of the best probes of the mechanisms in operation in the surroundings of accreting SMBHs in galaxies. The excitation and dynamics of the inner NLR gas can reveal how radiation and mass outflows from the nucleus interact with circumnuclear gas.

Until recently, the measurement of these properties had to rely on either narrow-band images (e.g. Schmitt & Kinney 1996) or long-slit spectroscopy (e.g. Crenshaw & Kraemer 2000; Rodríguez-Ardila et al. 2004, 2005; Riffel et al. 2006). However, narrow-band images do not provide any information about the kinematics and long-slit spectroscopy is restricted to the locations covered by the slit, thus details of the kinematics are missed.

Since 2006, our group (Active Galactic Nuclei Integral Field Spectroscopy - AGNIFS) has been using the IFUs of the Gemini Telescopes to observe the central region of active galaxies. Our goal is the understanding of the key physical processes that couple the growth of super-massive black holes to their host galaxies (Ferrarese & Ford 2005). Feeding and feedback processes which occur in AGNs are now a paradigm of galaxy evolution models, but their implementation have been simplistic (Springel et al. 2005; Croton et al. 2006; Somerville et al. 2008), because observations have focused on the question of where the inflowing material originates – mergers versus secular evolution – and on integrated galaxy properties. Recent simulations (Hopkins & Quataert 2010) suggest that as one looks further inside the central kiloparsec, disk processes become increasingly important in driving gas inwards, independent of what has occurred on large scales. However these scales cannot be spatially resolved at $z > 1$ where co-evolution largely occurs. It is nearby galaxies that offer the only opportunity to test in detail the prescriptions used in models of galaxy and SMBH co-evolution.

This paper presents a review of the main results we obtained from the observation of the central regions of nearby active galaxies using near-infrared (hereafter near-IR) integral field spectroscopy. The paper is organized as follows: Section 2 describes the data used, while a summary of the results is presented in Section 3 and the main conclusions of this work is presented in Section 4.

2. Observations and Data Analysis

Most of the observations of the central region of nearby active galaxies used by our group were obtained with the the Gemini’s Near-infrared Integral Field Spectrograph (NIFS - McGregor et al. 2003) operating with the ALTAIR adaptive optics module on the Gemini North telescope. Usually, the observations were done in the near-IR J and K -bands at an angular resolution of $\sim 0''.12$, which corresponds to a few tens of parsecs for most studied galaxies and velocity resolution of $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$. The NIFS has a square field of view of $\approx 3''.0 \times 3''.0$, divided into 29 slices with an angular sampling of $0''.1 \times 0''.04$. Our observing procedures followed the standard Object-Sky-Object dither sequence.

The data reduction was accomplished using tasks contained in the NIFS package which is part of GEMINI IRAF package as well as generic IRAF tasks and followed the standard procedure of spectroscopic data reduction. The reduction procedure included trimming of the images, flat-fielding, sky subtraction, wavelength and s-distortion calibrations. We have also removed the telluric bands and flux calibrated the frames by interpolating a black body function to the spectrum of the telluric standard star.

The analysis methods used our studies include measurements of emission-line flux distribution and kinematics by the fitting of the line profiles by Gaussian curves or Gauss-Hermite series (Riffel 2010), the measurement of the stellar kinematics from the fitting of the CO absorption band heads at $\sim 2.3 \mu\text{m}$ using the pPXF method of Cappellari & Emsellem (2004) and the construction of velocity channel maps along the emission-line profiles.

3. Results

We have been using NIFS at Gemini North Telescope (Riffel et al. 2008, 2010, 2013, 2014; Riffel & Storchi-Bergmann 2011a,b; Storchi-Bergmann et al. 2009, 2010) to probe the kinematics on scales of tens to a few hundreds of parsecs scales of nearby AGN, leading to insights in both feeding and feedback mechanisms. Our main findings have been that the molecular (H_2) and ionized gases present distinct flux distributions and kinematics. The H_2 is usually restricted to the plane of the galaxy, where it shows rotation and/or streaming motions towards the nucleus at inflow rates ranging from a few tenths of solar masses per year to a few solar masses per year. The ionized gas (probed, in particular, by $[\text{Fe II}]$ emission) usually extends to high latitudes and is dominated by outflows at rates of a few solar masses per year. For the cases for which we had at least two bands with signal-to-noise ratio in the continuum ≥ 20 , we were also able to map the ages of the stellar population (Riffel et al. 2010,; Storchi-Bergmann et al. 2012), finding the presence of young to intermediate age ($\sim 10^8 \text{ yr}$) stars in the circumnuclear regions. Some results are shown and discussed below.

3.1. Flux Distributions

Figure 1 shows the flux maps for the $[\text{Fe II}] \lambda 1.2570 \mu\text{m}$, $\text{H}_2 \lambda 2.1218 \mu\text{m}$ and $[\text{Ca VIII}] \lambda 2.3220 \mu\text{m}$ emission lines for the central region of the Seyfert galaxy NGC 4151, from Storchi-Bergmann et al. (2009), obtained from the fitting of the line profiles by Gaussian curves. The dashed line shows the orientation of

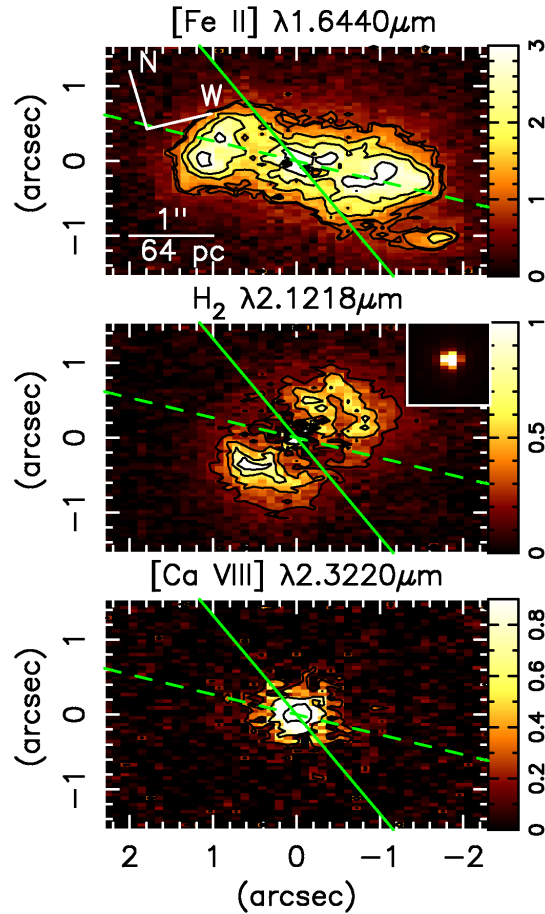


Figure 1. Emission-line flux distribution for NGC 4151 (Storchi-Bergmann et al. 2010). The dashed line shows the orientation of the ionization bi-cone and the continuous line represents the orientation of the major axis of the galaxy.

the ionization bi-cone and the continuous line represents the orientation of the major axis of the galaxy. These maps clearly show distinct flux distributions among distinct emission lines.

The ionized gas emission extends to ~ 100 pc from the nucleus (defined as the peak of the continuum emission) along the same orientation of the biconical gas outflow (Storchi-Bergmann et al. 2010), as observed in the $[\text{Fe II}]$ flux map. The molecular gas emission avoids the bicone region and extends from 10 to 60 pc from the nucleus along a direction almost perpendicular to the bicone, suggesting an origin in the plane of the galaxy (see also the H_2 kinematics in Storchi-Bergmann et al. (2010)). The coronal lines (traced by the $[\text{Ca VIII}]$ emission) is marginally resolved and consistent with an origin in the inner Narrow-Line Region (e.g. Rodríguez-Ardila et al. 2006). The gas distribution and excitation for NGC 4151 are discussed in details in Storchi-Bergmann et al. (2009).

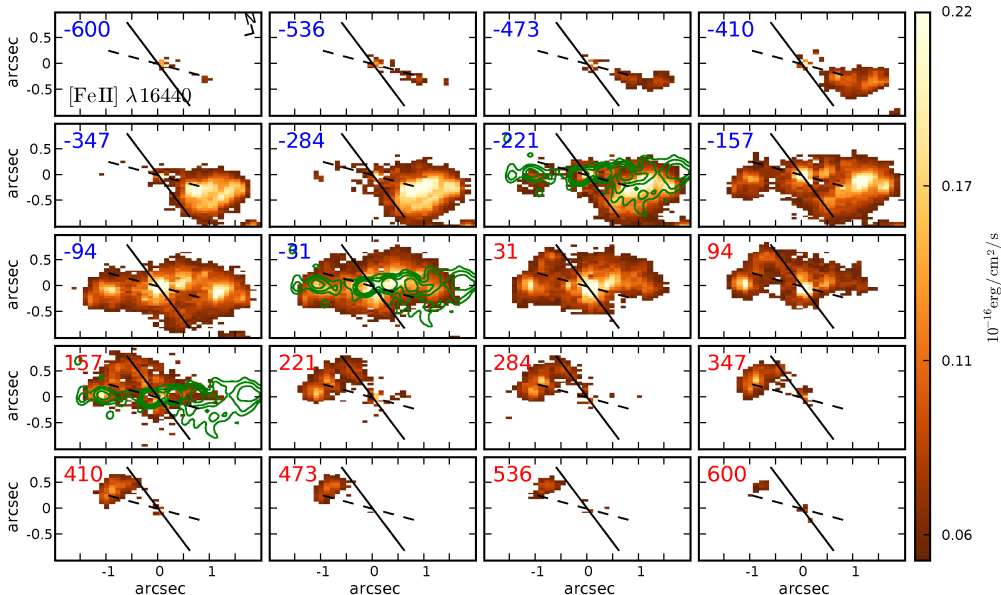


Figure 2. Channel maps along the $[\text{Fe II}] \lambda 1.2570 \mu\text{m}$ emission-line profile for NGC 4151 (Storchi-Bergmann et al. 2010).

3.2. Outflows

The gas kinematics for NGC 4151 is discussed in Storchi-Bergmann et al. (2010) and reveals a biconical outflow in ionized gas. These outflows can be seen in Figure 2, which present channel maps along the $[\text{Fe II}]$ emission-line profile and shows outflows along the axis of the ionization cone (dashed line in the figure) at high velocities and interaction with the radio emission (green contours) at lower velocities. The ionized gas (probed, in particular, by $[\text{Fe II}]$ emission) usually extends to high latitudes and is dominated by outflows at rates of a few solar masses per year, as in NGC 4151 (e.g. Riffel & Storchi-Bergmann 2011a; Riffel et al. 2013).

3.3. Inflows and Compact Disks

Figure 3 shows the channel maps along $\text{H}_2 \lambda 2.12 \mu\text{m}$ emission-line profile for the central region of the Seyfert 1 galaxy Mrk 79. The dashed line shows the orientation of the line of nodes of the large scale disk, the velocity of each map is shown in the top left corner of the corresponding panel in units of km s^{-1} and the near and far side of the galaxy disk are identified in the first panel. It can be seen that the gas emission to southwest from the nucleus (far side of the galaxy) is dominated by blueshifts and is originated mainly from an spiral structure. A similar spiral structure is also observed in redshift at the near side of the galaxy (to the northeast). These structures are attributed to being originated from emission of gas streaming towards the nucleus of Mrk 79 at a mass inflow rate of $4 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Riffel et al. 2013).

For the Seyfert 2 galaxy Mrk 1066, the emission from molecular (H_2) and ionized gases present distinct flux distributions and kinematics (Riffel et al. 2010; Riffel & Storchi-Bergmann 2011a). The H_2 emission is distributed all around the

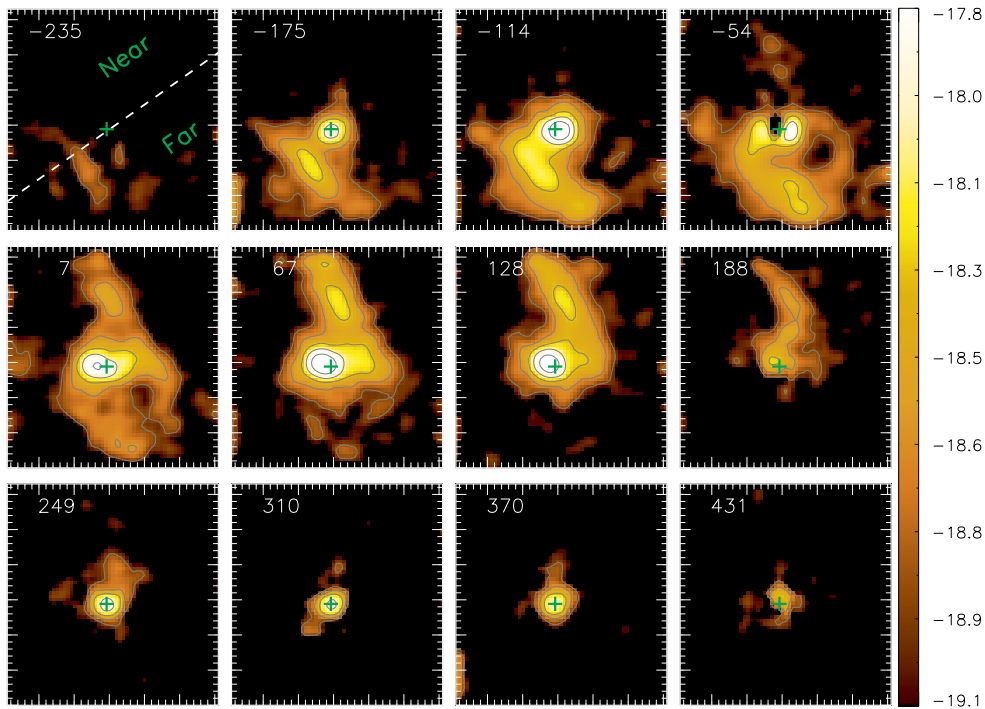


Figure 3. Channel maps along the $\text{H}_2 \lambda 2.1218 \mu\text{m}$ emission-line profile for Mrk 79 observed with NIFS. The major tick marks show increments of $0''.5$, North is up and East is left. The Blueshifts and redshifts observed along spiral arms in the far and near side of the galaxy, respectively, are attributed to inflows of gas towards the nucleus of Mrk 79 (Riffel et al. 2013).

nucleus and seems to be located in the plane of the galaxy, where it shows low velocity dispersion and compact rotation (steep rotation curve). The H_2 velocity field for Mrk 1066 is shown in Figure 4 and reveals the presence of a compact disk in the inner $0''.5$ of the galaxy. In Riffel & Storchi-Bergmann (2011a), we estimated a gas mass of $10^7 M_\odot$ for the compact disk. This disk seems to be fed by inflows along nuclear spirals originated from it, as discussed in the reference above and confirmed by Hennig et al., 2014 (*in preparation*). Thus, the molecular gas can be considered a tracer of the feeding, not only of the AGN, but also of the central region of galaxies resulting in a gas reservoir from which new stars can be formed.

The presence of young and intermediate age stars ($\sim 10^8$ yr) are indeed observed in the central region of galaxies. In the cases for which we had at least two bands with signal-to-noise ratio in the continuum ≥ 20 , we were able to map the ages of the stellar population (Riffel et al. 2010,; Storchi-Bergmann et al. 2012). Figure 5 shows a correlation between the intermediate age stars (left panel) and low stellar velocity dispersion (right panel) for Mrk 1066 (Riffel et al. 2010). Similar results are found for Mrk 1157 (Riffel et al. 2011), for NGC 1068 we found a correlation of the distribution of the young stellar population with a H_2 ring surrounding the nucleus (Storchi-Bergmann et al. 2012).

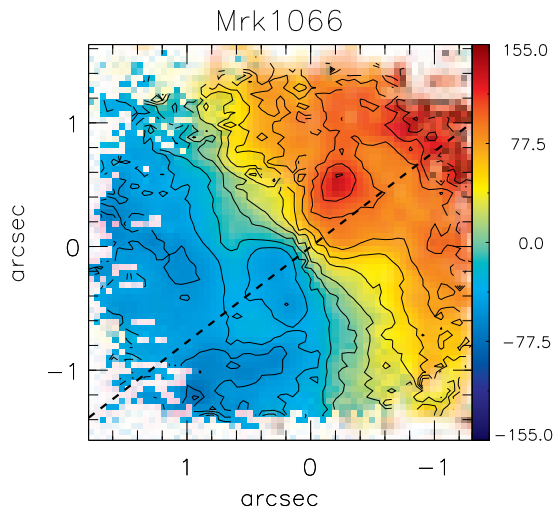


Figure 4. H_2 velocity field for Mrk 1066, showing a compact disk in the inner $0''.5$ (Riffel & Storchi-Bergmann 2011a). The dashed lines represent the line of nodes of the stellar velocity field. North is up and East is left.

4. Final Remarks

During the last 8 years we have been using optical and near-IR integral field spectroscopy of the central regions of nearby active galaxies in order to map and quantify gas inflows and outflows from the nucleus.

The gas inflows are usually seen in association with nuclear spirals or bars in scales of a few tens of pc, being observed in low ionization gas in the optical and in hot molecular gas in the near-IR. The velocities of the inflowing gas are in the range from 50 to $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ and the mass-inflow rates are 10^{-2} – $10 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. The derived mass inflow rates are larger than the mass accretion rate to the SMBH (10^{-3} – $10^{-2} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) and can lead to the accumulation of enough gas in the inner few hundred parsecs to trigger the formation of new stars during an activity cycle. Stellar population synthesis shows that new and intermediate age stars are indeed observed in the central region of AGNs. This result suggests that co-evolution of SMBHs and galaxies is still occurring in the near Universe.

Outflows from the active nucleus are observed in ionized gas with velocities of $100 - 800 \text{ km s}^{-1}$, usually within a biconical/hourglass shape, with a mass-outflow rates of 0.1 – $10 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. The outflow rates are much larger than the accretion one to the AGN and thus, suggesting an interaction of the nuclear outflow with the Narrow-Line Region gas.

Referencias

- Boisson C., et al., 2000, A&A, 357, 850
 Cappellari M., Emsellem E., 2004, PASP, 116, 138
 Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 356, 270
 Cid Fernandes R., et al., 2001, ApJ, 558, 81
 Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2000, ApJ, 532, L101

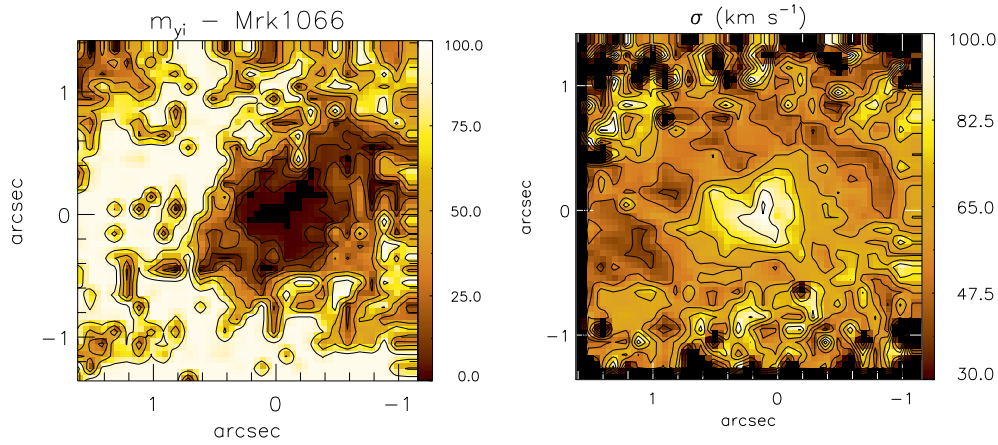


Figure 5. Left: distribution of intermediate age stars in Mrk 1066 (Riffel et al. 2010). Right: Stellar velocity dispersion map obtained from the fitting of the CO absorption bandheads at $2.3 \mu\text{m}$ (Riffel & Storchi-Bergmann 2011a). North is up and East is left.

- Croton D. J., et al., 2006, MNRAS, 365, 11
 Ferrarese L., Ford H., 2005, Space Sci.Rev., 116, 523
 Ferrarese L., Merritt D., 2000, ApJ, 539, L9
 Gebhardt K., et al., 2000, ApJ, 539, L13
 Hopkins P. F., Quataert E., 2010, MNRAS, 407, 1529
 McGregor P. J., et al., 2003, in Iye M., Moorwood A. F. M., eds, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes Vol. 4841 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS). pp 1581–1591
 Riffel R., et al., 2011, MNRAS, 416, 493
 Riffel R., Rodríguez-Ardila A., Pastoriza M. G., 2006, A&A, 457, 61
 Riffel R. A., 2010, Ap&SS, 327, 239
 Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., 2011a, MNRAS, 411, 469
 Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., 2011b, MNRAS, 417, 2752
 Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Nagar N. M., 2010, MNRAS, 404, 166
 Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Riffel R., 2014, ApJ, 780, L24
 Riffel R. A., et al., 2010, ApJ, 713, 469
 Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Winge C., 2013, MNRAS, 430, 2249
 Riffel R. A., et al., 2008, MNRAS, 385, 1129
 Rodríguez-Ardila A., et al., 2004, A&A, 425, 457
 Rodríguez-Ardila A., et al., 2006, ApJ, 653, 1098
 Rodríguez-Ardila A., Riffel R., Pastoriza M. G., 2005, MNRAS, 364, 1041
 Schmitt H. R., Kinney A. L., 1996, ApJ, 463, 498
 Schmitt H. R., Storchi-Bergmann T., Cid Fernandes R., 1999, MNRAS, 303, 173
 Simões Lopes R. D., et al., 2007, ApJ, 655, 718
 Somerville R. S., et al., 2008, MNRAS, 391, 481
 Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005, MNRAS, 361, 776
 Storchi-Bergmann T., et al., 2010, MNRAS, 402, 819
 Storchi-Bergmann T., et al., 2009, MNRAS, 394, 1148
 Storchi-Bergmann T., et al., 2005, ApJ, 624, L13
 Storchi-Bergmann T., et al., 2000, ApJ, 544, 747
 Storchi-Bergmann T., et al., 2012, ApJ, 755, 87

PRESENTACION INVITADA

**Intrinsic properties of massive bursts of star formation
and precision Cosmology**

R. Terlevich^{1,2}, E. Terlevich¹, R. Chávez¹, F. Bresolin³, J. Melnick⁴,
M. Plionis^{5,1,6} and S. Basilakos⁷

(1) *Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, Tonantzintla, Puebla, México.*

(2) *Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK.*

(3) *Institute for Astronomy of the University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, 96822 Honolulu, HI USA.*

(4) *European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Santiago, Chile.*

(5) *Physics Dept., Aristotle Univ. of Thessaloniki, Thessaloniki 54124, Greece*

(6) *National Observatory of Athens, P.Pendeli, Athens, Greece*

(7) *Academy of Athens, Research center for Astronomy and Applied Mathematics, Soranou Efessiou 4, 11527, Athens, Greece.*

Abstract. We report results of a long term program aiming to provide accurate independent estimates of the Hubble constant (H_0) and the Dark Energy (DE) equation of state parameter (w) using the $L - \sigma$ distance estimator for Giant HII regions (GHIIR) and H II Galaxies (HIIG). We have used VLT and Subaru high dispersion spectroscopic observations of a local sample of HIIG, identified in the SDSS DR7 catalogue in order to re-define and improve the $L - \sigma$ distance indicator and to determine the Hubble constant.

We have been advocating the use of HII galaxies as alternative cosmic tracers to map the high- z (up to $z \sim 3.5$) Hubble expansion, i.e. at a z range where the different DE models show the largest deviations, and thus provide stringent constraints on the DE equation of state but also on the Hubble constant.

We have reassessed the validity of the $L - \sigma$ relation for HIIG as a cosmological distance estimator using a sample of 128 local HIIG with the highest equivalent width of their Balmer emission lines.

We find that the $L - \sigma$ relation is strong and stable against changes in the sample definition which is mostly based on the emission line profiles. The ‘gaussianity’ of the profile is an important factor in reducing the rms uncertainty of the distance indicator, but at the expense of substantially reducing the sample.

Adding other physical parameters into the $L - \sigma$ correlation decreases significantly the scatter of the relation. We find that the size of the starforming region is the dominant second parameter. The emission line

equivalent width or the continuum colour included as a third parameter, and metallicity as a fourth, produce the solution with the smallest rms scatter. The derived values of the coefficients in the best $L-\sigma$ relation are very close to what is expected from virialized ionizing clusters, compatible with gravity being the main mechanism causing the broadening of the emission lines in these very young and massive clusters. We derive masses from about 2×10^6 to $10^9 M_\odot$ and sizes from a few tens to a few hundred parsecs.

Resumen. Se reportan resultados de un programa a largo plazo destinado a proveer valores precisos e independientes de la constante de Hubble (H_0) y el parámetro (w) de la ecuación de estado de la energía oscura (DE), usando el estimador de distancia $L-\sigma$ para galaxias HII y regiones HII gigantes. Para redefinir y mejorar el estimador de distancia $L-\sigma$ hemos obtenido espectroscopía de alta dispersión con los telescopios VLT y Subaru, de una muestra de galaxias HII locales seleccionada del catálogo SDSS DR7.

El uso de las galaxias HII de alto corrimiento al rojo (hasta $z \sim 3.5$) como trazadores alternativos de la expansión del universo ha sido propuesto por nosotros, con el fin de proveer límites estrictos a la constante de Hubble y a la ecuación de estado de la DE.

Usando una muestra de 128 galaxias HII locales con el más alto ancho equivalente de sus líneas de emisión de Balmer, hemos reanalizado la validez de la relación $L-\sigma$. Hemos encontrado que dicha relación es estable y robusta frente a cambios en los perfiles de las líneas de emisión de la muestra. La gaussianidad de los perfiles es un parámetro importante a la hora de reducir la dispersión de la relación pero presenta el inconveniente de reducir seriamente el número de objetos.

Incluyendo parámetros adicionales en la relación $L-\sigma$, decrece significativamente la dispersión de la misma. Encontramos que el tamaño de la región de formación estelar es el segundo parámetro de mayor peso. Incluyendo en los ajustes el ancho equivalente de las líneas de emisión o el color del continuo como tercer parámetro y la metalicidad como cuarto, produce las soluciones con la menor dispersión $\sim \delta \log L(\text{H}\beta) = 0.233$.

Los valores que se obtienen de los coeficientes del mejor ajuste multi-paramétrico son muy cercanos a lo que se espera de cúmulos virializados siendo entonces compatible con la hipótesis de que la gravedad del sistema es el mecanismo principal que causa el ensanchamiento de las líneas de emisión de estos cúmulos jóvenes y masivos. Encontramos que las masas están en el rango de 2×10^6 a $10^9 M_\odot$ y los tamaños van de unas decenas a centenas de parsecs.

1. Introduction

Giant extragalactic HII regions (GEHR) are massive bursts of star formation generally located in the outer disk of late type galaxies. HIIG are also massive bursts of star formation, in this case located in dwarf irregular galaxies and almost completely dominating the total luminosity output. The optical spectra of both GEHR and HIIG, indistinguishable from each other, are characterized

by strong emission lines produced by the gas ionized by a young massive star cluster (Searle & Sargent 1972; Terlevich & Melnick 1981; Kunth & Östlin 2000).

It is accepted that young massive star clusters, like those responsible for the ionisation in GEHR and HIIG display a tight correlation between the luminosity and the width of their emission lines, the $L(H\beta) - \sigma$ relation (Terlevich & Melnick 1981). The scatter in the relation is small enough that it can be used to determine cosmic distances independently of redshift (Melnick et al. 1987, 1988; Siegel et al. 2005; Bordalo & Telles 2011; Plionis et al. 2011; Chávez et al. 2012). Melnick et al. (1988) used this correlation to determine H_0 and Chávez et al. (2012) found a value for $H_0 = 74.3 \pm 3.1(\text{random}) \pm 2.9(\text{systematic}) \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$, which is consistent with, and independently confirms, the Riess et al. (2011) and more recent SNIa results (e.g. Freedman et al. 2012).

Let's emphasise that the observed properties of HIIG, in particular the derived $L - \sigma$ relation, are mostly those of the young burst and not those of the parent galaxy. This is specially true if one selects those systems with the largest equivalent width (EW) in their emission lines, i.e. $\text{EW}(H\beta) > 50\text{\AA}$. This selection minimises the evolutionary effects in their luminosity (Copetti, Pastoriza & Dottori 1986), which would introduce a systematic shift in the $L - \sigma$ relation due to the rapid drop of the ionising flux after ~ 5 Myr of evolution. It minimises also any possible contamination in the observable due to the stellar populations of the parent galaxy.

The $L - \sigma$ relation can be used as a high- z (up to $z \sim 3$) distance estimator (Melnick, Terlevich & Terlevich 2000). We showed (Plionis et al. 2011) that this relation constitutes a viable alternative cosmic probe to SNe Ia. We also presented a general strategy to use HIIG to trace the high- z Hubble expansion in order to put stringent constraints on the dark energy equation of state and test its possible evolution with redshift (Plionis et al. 2011). A first attempt by Siegel et al. (2005), using a sample of 15 high- z HIIG ($2.1 < z < 3.4$), selected as in Melnick et al. (2000), with the original $L - \sigma$ calibration of Melnick et al. (1988), found a mass content of the universe of $\Omega_m = 0.21_{-0.12}^{+0.30}$ for a flat Λ -dominated universe. Our recent reanalysis of the Siegel et al. (2005) sample (Plionis et al. 2011), using a revised zero-point of the original $L(H\beta) - \sigma$ relation, provided a similar value of $\Omega_m = 0.22_{-0.04}^{+0.06}$ but with substantially smaller errors (see also Jarosik et al. 2011).

We have reassessed the HIIG $L - \sigma$ relation using new data obtained with modern instrumentation with the aim of reducing the impact of observational random and systematic errors onto the HIIG Hubble diagram. We selected from the SDSS catalogue a sample of 128 local ($z < 0.2$), compact HIIG with the highest equivalent width of their Balmer emission lines and obtained high S/N high-dispersion echelle data with the VLT and Subaru telescopes to accurately measure the ionized gas velocity dispersion. $H\beta$ fluxes were obtained from low dispersion wide aperture spectrophotometry from the 2.1m telescopes at Cananea and San Pedro Mártir in Mexico (plus SDSS).

2. The $L - \sigma$ correlation

The $L - \sigma$ relation for the objects with good estimate of their luminosity and velocity dispersion (figure 1) follows the expression:

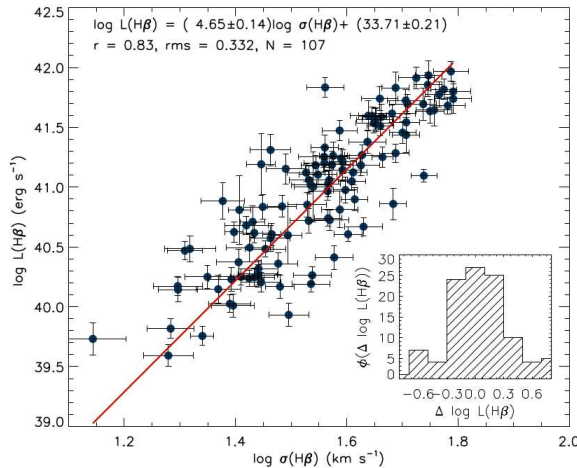


Figure 1. $L - \sigma$ relation for the 107 HIIG with good determination of Luminosity and σ . The inset shows the distribution of the residuals of the fit.

$$\log L(\text{H}\beta) = (4.65 \pm 0.14) \log \sigma + (33.71 \pm 0.21), \quad (1)$$

with an rms scatter of $\delta \log L(\text{H}\beta) = 0.332$.

As discussed by e.g. Bordalo & Telles (2011), rotation and multiplicity in the sample objects can cause additional broadening of the emission lines which in turn may introduce scatter in the $L - \sigma$ relation. Chávez et al. (2012) performed a selection based on direct inspection of the $\text{H}\beta$, $\text{H}\alpha$ and $[\text{OIII}]\lambda 4959$ and $\lambda 5007$ line profiles. At the end of this process only objects with symmetric gaussian profiles and no evidence of rotation or multiplicity were kept giving:

$$\log L(\text{H}\beta) = (4.97 \pm 0.17) \log \sigma + (33.22 \pm 0.27), \quad (2)$$

An important conclusion of the comparison of the results obtained from the full and the restricted samples is that while the $L - \sigma$ relation scatter is reduced from an rms of 0.332 to an rms of 0.25, the errors in both the slope and zero points are slightly larger for the latter as a result of reducing the number of objects.

2.1. Multiparametric fits

The theoretical expectation that the emitted luminosity per unit mass in a young cluster should rapidly evolve with age and should have also some dependence on the metallicity of the stars suggests that more parameters (other than the velocity dispersion and size of the cluster, e.g. its mass) may be playing a role in the $L - \sigma$ relation. We first investigated the use of the size of the starforming region as a good candidate for a second parameter in the correlation, assuming that the latter implies virialization of the system and a constant Mass/Light ratio. Furthermore, the ionising flux in these young clusters evolve very rapidly, thus it is also expected that age should play a role in the luminosity scatter. Parameters like the equivalent width of the Balmer lines or continuum colours

that are good age indicators may also play a role in the scatter. Melnick et al. (1987) proposed the oxygen abundance as a second parameter in the $L - \sigma$ relation.

We have explored these parameters in Chávez et al. (2014). For the sizes we used the SDSS measured radii in all the available bands. After studying the correlation coefficients and the scatter obtained by means of a χ^2 reduction procedure, we conclude that seeing corrected size in the u band shows the best results as:

$$\log L(\text{H}\beta) = (3.08 \pm 0.22) \log \sigma + (0.76 \pm 0.13) \log(R_u) + (34.04 \pm 0.20), \quad (3)$$

with an rms scatter of $\delta \log L(\text{H}\beta) = 0.261$.

The reduction of the scatter of the correlation is limited probably due to the fact that the Petrosian radius is not a good estimator of the cluster dimension, but a measure of the size of the whole system instead.

We have also explored the possibility that a third or even a fourth parameter are present in the correlation; We have found that when the $L - \sigma$ relation is combined with the radius in the u band, the $(u - i)$ colour and the metallicity, the scatter is significantly reduced. The best result is:

$$\begin{aligned} \log L(\text{H}\beta) = & (2.79 \pm 0.23) \log \sigma + (0.95 \pm 0.13) \log R_u + \\ & +(0.63 \pm 0.19) \log EW(\text{H}\beta) + (0.28 \pm 0.13) \log N2+ \\ & +(33.15 \pm 0.22), \end{aligned} \quad (4)$$

with a scatter of $\delta \log L(\text{H}\beta) = 0.233$. This solution is illustrated in Figure 2.

It seems reasonable to infer that the resulting coefficients support the scenario of a virial origin of the $L - \sigma$ relation, in that the $\log \sigma$ coefficient is smaller than 3, the size coefficient is close to 1 and that other effects like the age and metallicity of the burst alter the virial nature of the relation.

3. Discussion and Conclusions

In agreement with previous work we found that the $L - \sigma$ relation for HIIG with gaussian emission line profiles has a smaller scatter than that of the complete sample. On the other hand this is achieved at the cost of substantially reducing the sample. It is shown that while the rms. errors are indeed reduced on the fits to the subset of HIIG with Gaussian profiles, the value of the coefficients hardly change at all, but their errors are substantially larger than those of the complete sample. In conclusion, selecting the best gaussian profiles improves the rms but at a very heavy cost in terms of rejects and hence of telescope time, which is neither practical nor justified for a distance estimator. The use of the full sample limited only by the $\log \sigma < 1.8$ selection is the best option.

Using as second parameter either size, oxygen abundance O/H (or its proxy N2 or R23), EW or continuum colour the scatter is considerably reduced. Including the size in the u-band as a second parameter produces the best fits with the smallest scatter.

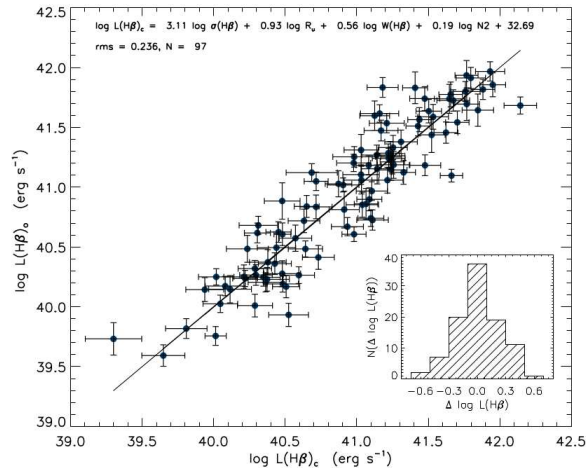


Figure 2. $L(\text{H}\beta)$ vs. the best estimator using Bayesian fitting. The line represents the estimator and the inset panel shows the luminosity residuals distribution.

This result points clearly to the existence of a Fundamental Plane in HIIG suggesting that the main mechanism of line broadening is linked to the gravitational potential of the young massive cluster. It is important to underline that in the absence of a size measurement, the best second parameter is the abundance O/H .

Including as a third parameter the $(u - i)$ colour or the equivalent width, and as a fourth parameter the metallicity does significantly reduce the scatter.

The argument could be sustained that the value of the coefficients of the fit provides further support for the virial origin of the $L - \sigma$ relation since the $\log \sigma$ coefficient is smaller than 3. It is quite possible that such virial nature is altered by other effects like the age and metallicity of the burst. The evidence presented strongly points to gravity as the main mechanism for the broadening of the emission lines in these very young and massive clusters.

The application of the $L - \sigma$ distance estimator to HIIG at cosmological distances, where the size would be difficult to determine, will require the use of a metallicity indicator and the EW of the Balmer lines as a second and third parameter.

Given that the $L - \sigma$ relation is basically a correlation between the ionising flux, produced by the massive stars, and the velocity field produced by the stars and gas potential well, the existence of a narrow $L - \sigma$ relation puts strong limits on possible changes in the IMF. Any systematic variation in the IMF will affect directly the M/L ratio and therefore the slope and/or zero point of the relation. A change of 0.1 in the slope of the IMF would be reflected in a change in luminosity scale of the $L - \sigma$ relation of about $\log L(\text{H}\beta) \sim 0.2$, too large for our found correlation.

An important aspect to remark is that the design of the selection criteria guarantees homogeneous samples at all redshifts in the sense that the imposed EW limit guarantees a sample younger than a certain age and relatively free of

contamination by older populations, the upper limit in σ guarantees a sample limited in luminosity and the diagnostic diagram selection guarantees that they are starbursts. The limitation in σ is particularly important given that this criterion should remove biases associated with samples in which the mean luminosity changes with distance (Malmquist bias). Any dependence of the luminosity on parameters like age and metallicity are included in the multiparametric fits. A full description of this work is given in Chávez et al. (2014).

Agradecimientos. RT and ET thank the organizers of this meeting for giving us the chance of participating and presenting our results in a lovely and stimulating forum. RT, ET, MP and RC, are grateful to the Mexican research council (CONACYT) for supporting this research under grants CB-2005-01-49847, CB-2007-01-84746 and CB-2008-103365-F and studentship 224117.

References

- Bordalo V., Telles E., 2011, *ApJ*, 735, 52
Chávez R., et al., 2012, *MNRAS*, 425, L56
Chávez R., et al., 2014, *MNRAS* Accepted
Copetti M. V. F., Pastoriza M. G., Dottori H. A., 1986, *A&A*, 156, 111
Freedman W. L., et al., 2012, *ApJ*, 758, 24
Jarosik N., et al., 2011, *ApJS*, 192, 14
Kunth D., Östlin G., 2000, *A&A Rev.*, 10, 1
Melnick J., et al., 1987, *MNRAS*, 226, 849
Melnick J., Terlevich R., Moles M., 1988, *MNRAS*, 235, 297
Melnick J., Terlevich R., Terlevich E., 2000, *MNRAS*, 311, 629
Plionis M., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 2981
Riess A. G., et al., 2011, *ApJ*, 730, 119
Searle L., Sargent W. L. W., 1972, *ApJ*, 173, 25
Siegel E. R., et al., 2005, *MNRAS*, 356, 1117
Terlevich R., Melnick J., 1981, *MNRAS*, 195, 839

PRESENTACION ORAL

Properties of Long Gamma Ray Burst progenitors in cosmological simulations

L.A. Bignone¹, L.J. Pellizza² & P. B. Tissera¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

Abstract. We study the nature of long gamma ray burst (LGRB) progenitors using cosmological simulations of structure formation and galactic evolution. LGRBs are potentially excellent tracers of stellar evolution in the early universe. We developed a Monte Carlo numerical code which generates LGRBs coupled to cosmological simulations. The simulation allows us to follow the formation of galaxies self-consistently. We model the detectability of LGRBs and their host galaxies in order to compare results with observational data obtained by high-energy satellites. Our code also includes stochastic effects in the observed rate of LGRBs.

Resumen. Estudiamos la naturaleza de los progenitores de estallidos de rayos gamma largos (LGRBs) mediante simulaciones cosmológicas de formación de estructuras. Los LGRBs son potencialmente excelentes trazadores de la evolución estelar en el universo temprano. Desarrollamos un código numérico del tipo Monte Carlo que genera LGRBs acoplado a una simulación cosmológica. Modelamos la detectabilidad de los LGRBs y sus galaxias anfitrionas permitiendo comparar resultados con los datos observacionales obtenidos por satélites de alta energía. Nuestro código incluye además efectos estocásticos en la tasa de LGRBs observados.

1. Introduction

Long Gamma Ray burst (LGRBS) have long been associated with the last evolutionary stages of massive stars. This connection coupled with the high intrinsic luminosity of LGRBs ($[10^{51} - 10^{52}]$ erg) have prompted several studies devoted to investigate LGRBS as possible star formation tracers throughout the universe. However, there are still important questions regarding the existence of possible biases in the LGRBs population. Observed LGRBs host galaxies (HGs) appear to be blue and sub-luminous galaxies (Le Floc'h et al. 2003), and also less massive and poorer in metals than most star-forming galaxies (Savaglio et al. 2009). This suggests the existence of a more complicated relationship between the production of LGRBs and the properties of its progenitors. Some authors propose that a chemical dependence hypothesis can explain the observations (Daigne et al. 2006; Salvaterra & Chincarini 2007; Li et al. 2008).

One proposed way to study this problem is to compute a simulated LGRB population (i.e. redshift distribution, peak luminosities, intrinsic spectral para-

meters), and compare the predictions of the model to gamma-ray observables such as the distributions of peak fluxes, redshifts and observed spectral parameters (Daigne et al. 2006; Salvaterra & Chincarini 2007). A comoving LGRB rate proportional to the comoving star formation rate (SFR) is usually assumed, together with a redshift or metallicity-dependent proportionality factor.

An alternative approach consists in computing the simulated LGRBs population within a cosmological simulation of galaxy formation. The great advantage of this method is that it allows for a consistent treatment of the evolution of the SFR and the metallicity of stars and also allows for the joint study of LGRBs progenitors and their host galaxies (Nuza et al. 2007; Chisari et al. 2010; Artale et al. 2011). In this work we propose a Monte Carlo code based on the latter method that improves upon previous versions by taking into account stochastic effects in the observed LGRBs rate due to the sparse nature of very massive stars. Stochastic effects are a crucial element for understanding small stellar populations (da Silva et al. 2012).

2. Numerical procedure

2.1. Cosmological simulation

We use a hydrodynamic cosmological simulation obtained by using a version of GADGET-3. The simulation is consistent with the concordance Λ -CDM model with cosmological parameters: $\Omega_\lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, $\sigma_8 = 0.9$ and $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$; where Ω_λ , Ω_m and Ω_b are the density parameters for dark energy, matter and baryons, respectively; σ_8 is the normalization of the matter power spectrum on scales of $8 h^{-1} \text{ Mpc}$ and H_0 is the Hubble constant.

Initially, the cosmological simulation consists of 230^3 dark matter particles with a mass of $\sim 8.47 \times 10^6 M_\odot$ and 230^3 gas particles with a mass of $\sim 1.3 \times 10^6 M_\odot$. Gas particles have an initial hydrogen and helium proportions given by $X\text{H} = 0.76$ and $X\text{He} = 0.24$ respectively, the code then follows the chemical enrichment of: ^1H , ^2He , ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe , ^{14}N , ^{20}Ne , ^{32}S , ^{40}Ca and ^{62}Zn .

Stellar formation occurs when the inter stellar medium (ISM) density is above a critical density $\rho_c > 0.032 \text{ g cm}^{-3}$. A multiphase treatment for gas particles and Supernovae feedback (SNII, SNIa) (Scannapieco et al. 2006) is also included. The energy feedback to the ISM per Supernova (in units of 10^{51} erg) is 0.7. The mass of metals that goes into the cold phase of the ISM in a Supernova explosion is 50%.

2.2. Synthetic LGRBs population

In order to simulate the LGRBs population we adopt first a minimum mass (M_{\min}) and a maximum metallicity (Z_{\max}) for the LGRBs progenitors. M_{\min} allows us to restrict the simulated progenitors to massive stars, while Z_{\max} introduces a metallicity threshold for the LGRBs progenitors metallicity. We also adopt an initial mass function (IMF) for the stellar population (Chabrier 2003).

To take into account the stochastic effects in the rate of LGRBs due to the small sample resulting in considering only massive stars as progenitors we

developed a numerical code that uses the IMF as a probability distribution in order to build the stellar population of a stellar particle piece by piece with the correct stochastic properties. We accomplish this by randomly drawing masses from the IMF until the total mass of the stellar particle is reached.

For each stellar population formed in the simulated galaxies, represented by a particle i , we are able to establish the number N_i of LGRBs which are going to be produced. Stellar populations that have been enriched beyond Z_{\max} are discarded.

Once we have established the number of progenitors we are able to assign each LGRB intrinsic properties, like the isotropic luminosity and the spectrum parameters. The time-averaged gamma-ray burst spectra can be well described by the Band function (Band et al. 1993) for which we have adopted fixed values $\alpha = -1$ and $\beta = -2.25$. Each LGRBs spectrum is then determined solely by the peak energy (E_p). The E_p^j value for each LGRB event (j) is assigned from a log-normal distribution with mean value and standard deviation which are considered free parameters of our model. For the isotropic luminosity distribution we initially considered a simple power law with exponent ν and a luminosity range [L_{\min} - L_{\max}], where ν , L_{\min} and L_{\max} are also free parameters of our model.

3. Results

The intrinsic energetic properties of the LGRB together with the redshift (z) obtained from the cosmological simulation allows us to calculate the photon peak flux (P^j) observed for each event by a high-energy satellite in a given spectral window [E_1 - E_2],

$$P^j(L^j, E_p^j) = \frac{(1+z)^{\alpha+2} A \int_{E_1}^{E_2} [B(E)/A] dE}{4\pi d_L^2(z)}, \quad (1)$$

where $B(E)$ is the Band function, $d_L(z)$ is the luminosity distance and A is a normalization factor given by

$$A = L^j \left(\int_{1 \text{ keV}}^{10^4 \text{ keV}} E [B(E)/A] dE \right)^{-1}. \quad (2)$$

This allows us to contrast our results with those obtained by BATSE and SWIFT satellites, which have different spectral observational windows, 50 - 300 keV and 15 - 150 keV respectively.

In the case of BATSE, we have adopted the catalog proposed by Stern et al. (2001) that establishes a well determined efficiency given by

$$\epsilon_B(P^j) \propto [1 - \exp(-(P/P_\star)^2)]^{\nu_B}, \quad (3)$$

where $P_\star = 0.129 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and $\nu_B = 2.34$. This allows us to model the response of the detector by a simple Monte Carlo experiment that accepts events with a probability given by equation 3.

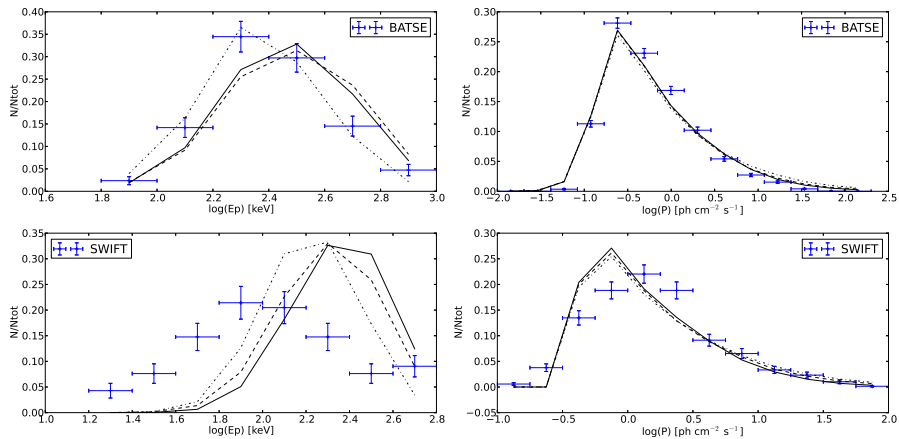


Figure 1. Top left: peak energy distribution observed by BATSE. Bottom left: peak energy distribution observed by SWIFT. Top right: peak flux distribution observed by BATSE. Bottom right: peak flux distribution observed by SWIFT. The lines represent results for our simulation with values of Z_{\max} : 1 (solid), 0.01 (dashed) and 0.006 (dotted)

In the case of Swift we have compiled data obtained from the public Swift database up to GRB 130907A. For the efficiency we assume simple a cut at $P = 0.4 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ because of the difficulty in modeling SWIFT’s response (Band 2006).

Figure 1 compares the peak flux distribution and spectral peak energy distribution observed by BATSE and SWIFT with results of our simulation for different values of the metallicity cut Z_{\max} . A good agreement could be found for $Z_{\max} = 0.006$ in the case of BATSE, but SWIFT observations are not well reproduced by any model. These disagreement suggests that a more complex dependency between LGRBs and the properties of their progenitors might exist. A dependency between the metallicity and the luminosity will be explored in the future.

References

- Artale M. C., Pellizza L. J., Tissera P. B., 2011, *MNRAS*, 415, 3417
 Band D., et al., 1993, *ApJ*, 413, 281
 Band D. L., 2006, *ApJ*, 644, 378
 Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
 Chisari N. E., Tissera P. B., Pellizza L. J., 2010, *MNRAS*, 408, 647
 da Silva R. L., Fumagalli M., Krumholz M., 2012, *ApJ*, 745, 145
 Daigne F., Rossi E. M., Mochkovitch R., 2006, *MNRAS*, 372, 1034
 Le Floc’h E., et al., 2003, *A&A*, 400, 499
 Li A., et al., 2008, *ApJ*, 685, 1046
 Nuza S. E., et al., 2007, *MNRAS*, 375, 665
 Salvaterra R., Chincarini G., 2007, *ApJ Letters*, 656, L49
 Savaglio S., Glazebrook K., Le Borgne D., 2009, *ApJ*, 691, 182
 Scannapieco C., et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1125
 Stern B. E., et al., 2001, *ApJ*, 563, 80

PRESENTACION ORAL

La abundancia de galaxias y halos de materia oscura en el universo Λ CDM

M.G. Abadi^{1,2}, A. Benítez Llambay^{1,2} & I. Ferrero^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET-UNC)*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. A long-standing puzzle of Λ CDM cosmological model concerns to the different shape of the galaxy stellar mass function and the halo mass function on dwarf galaxy scales. Dwarf galaxies are much less numerous than halos massive enough to host them, suggesting a complex non-linear relation between the mass of a galaxy and the mass of its surrounding halo. Usually, this is reconciled by appealing to baryonic processes that can reduce the efficiency of galaxy formation in low-mass halos. Recent work applying the abundance matching technique require that virtually no dwarf galaxies form in halos with virial mass below $10^{10}M_{\odot}$. We use rotation curves of dwarf galaxies compiled from the literature to explore whether their total enclosed mass is consistent with these constraints. Almost one-half of the dwarfs in our sample are at odds with this restriction, they are in halos with masses substantially below $10^{10}M_{\odot}$. Using a cosmological simulation of the formation of the Local Group of galaxies we found that ram-pressure stripping against the cosmic web removes baryons from low-mass halos without appealing to feedback or reionization. This mechanism may help to explain the scarcity of dwarf galaxies compared with the numerous low-mass halos expected in Λ CDM and the large diversity of star formation histories and morphologies characteristic of faint galaxies.

Resumen. Un problema de larga data del modelo cosmológico Λ CDM es la forma diferente de la función de masa de los halos de materia oscura predicha y la de la función de masa estelar de galaxias observadas. Las galaxias enanas son mucho menos numerosas que la cantidad de halos de materia oscura suficientemente masivos como para albergarlas en su centro. Esto sugiere que existe una relación compleja, no-lineal, entre la masa estelar de una galaxia y la masa de halo de materia oscura que la rodea que asume que la eficiencia de la formación de galaxias cae abruptamente a medida que disminuye la masa de los halos. De hecho, ninguna galaxia enana debería formarse en halos menos masivos que $10^{10}M_{\odot}$. Utilizando curvas de rotación de galaxias enanas, compiladas de la literatura, encontramos que la mitad de las galaxias de nuestra muestra viven en halos sustancialmente menores a $10^{10}M_{\odot}$. Utilizando simulaciones numéricas cosmológicas del Grupo Local encontramos que la presión de barrido contra la red cósmica es capaz de remover gas de halos galácticos de baja masa reduciendo así la eficiencia de la formación de galaxias en dichos

halos. Este mecanismo podría aliviar la tensión existente entre el modelo teórico Λ CDM y las observaciones, sin la necesidad de apelar a modificaciones de este paradigma o a la inclusión de efectos astrofísicos tales como realimentación del medio (feedback) o reionización.

1. Introducción

Un problema acuciante del modelo Λ CDM es el hecho que el número de subhalos que rodean a un halo de materia oscura es sensiblemente más alto (al menos uno o dos órdenes de magnitud) que el número de galaxias satélites que rodea a una galaxia central típica. Este problema, conocido como satélites faltantes, se manifiesta no sólo en el número de galaxias satélites vs. subhalos, sino también en la abundancia de galaxias enanas vs. la abundancia de halos con masas suficientes como para albergar a dichas galaxias enanas. La manifestación más clara de este problema se traduce en la forma diferente de la función de masa estelar de las galaxias (por ej. Baldry et al. 2008) comparada con la función de masa de halos de materia oscura (por ej. Springel et al. 2005 y Angulo et al. 2012). La pendiente de la función de halos es mucho más empinada que la de las galaxias. Este resultado indica que muchos halos de materia oscura no han sido capaces de formar una galaxia en su centro o que efectos astrofísicos tales como explosiones de supernovas, remueven el gas de un halo impidiendo la formación de una galaxia en su pozo de potencial. Una forma usual de reconciliar este resultado es a través de un método estadístico que asigna, en un volumen determinado del universo, a cada galaxia un halo de materia oscura. La asignación se realiza ordenando la muestra de galaxias y de halos ambas en forma decreciente desde el más masivo al menos masivo. De esta manera, se contruye una relación unívoca entre la masa de un halo y la masa de la galaxia que le corresponde, que se conoce como técnica de coincidencia de las abundancias. Este método asigna a una galaxia como la Vía Láctea ($5 \times 10^{10} M_{\odot}$) un halo del orden de $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ que está en bastante acuerdo con las estimadas de los modelos dinámicos. En escalas de masas bajas, el método predice que prácticamente no deberían formarse ninguna galaxia en halos de materia oscura de masas menores que $10^{10} M_{\odot}$ lo que usualmente se interpreta como un límite inferior en la eficiencia de formación de galaxias. Los modelos semi-analíticos de formación de galaxias aplican frecuentemente esta técnica para asignar a un halo de materia oscura una galaxia en su centro. Una posibilidad interesante para verificar la robustez de este método de coincidencia de las abundancias es comparar las estimas de masas de halos de materia oscura con las estimas de masas a través de la información dinámica focalizando en escalas de galaxias enanas.

2. Resultados

En Ferrero et al. (2012), hicimos esta comparación para una muestra de unas 70 galaxias enanas con información dinámica confiable (curvas de rotación y fotometría) publicadas en la literatura. En particular, elegimos galaxias enanas aisladas con el afán de tener curvas de rotación extendidas e interacciones tidales despreciables. En esta comparación encontramos que las velocidades de rotación de galaxias enanas indican masas de materia oscura que son sistemáticamente

menores que las predichas por el modelo de coincidencia de abundancias poniendo en tela de juicio la existencia de tal límite inferior en la masa de halos de materia oscura para el proceso de formación de galaxias. En la Figura 1 mostramos la masa estelar medida de una galaxia como función de la masa de materia oscura de su halo para el modelo de coincidencia de abundancias (línea negra) y un ajuste a los datos observacionales realizado por Ferrero et al. (2012) (línea magenta). Es evidente que las observaciones predicen la existencia de galaxias con halos de materia oscura sistemáticamente menores a $10^{10} M_{\odot}$ mientras que la curva negra de Guo et al. (2010) muestra un decaimiento abrupto en esa masa. Estos resultados coinciden con el análisis llevado a cabo por Oh et al. (2011) y Boylan-Kolchin et al. (2011). Sin embargo, debe tenerse en cuenta que los resultados encontrados pueden estar afectados por una incorrecta interpretación en el sentido que la velocidad rotacional del HI en enanas irregulares no es una medida directa de su velocidad circular. En ese sentido, deberían tenerse en cuenta correcciones por la presión del gas, los movimientos no-circulares y la dispersión de velocidades del gas. La discrepancia entre la predicción del modelo de coincidencia de las abundancias y los resultados del análisis dinámico pueden interpretarse de dos formas alternativas: 1) que las galaxias poseen menos estrellas de las que deberían de acuerdo a la cantidad de materia oscura que tienen o 2) que las galaxias poseen menos materia oscura de la que deberían de acuerdo a la masa estelar que poseen. Algunos autores han sugerido que efectos bariónicos tales como eyecciones de gas por explosiones de supernovas (Navarro et al. 1996) podrían reducir el contenido bariónico de las galaxias, o alternatively, fluctuaciones gravitacionales creadas por regiones de formación estelar (Pontzen & Navarro 2012) podrían reducir el contenido de materia oscura de las galaxias enanas y aliviar este problema.

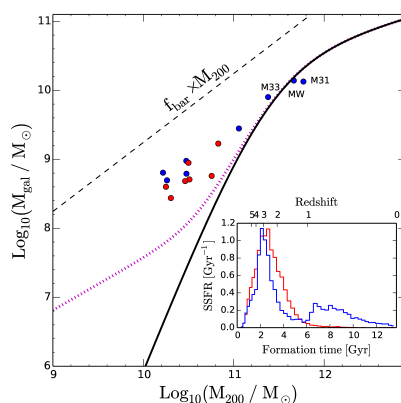


Figura 1. Relación entre masa estelar y masa de halo. La línea continua negra muestra la predicción del modelo de coincidencia de abundancias (Guo et al. 2010). La línea a trazos magenta muestra el resultado obtenido por Ferrero et al. (2012) para una muestra observacional de galaxias enanas. Los círculos llenos son los resultados de Benítez-Llambay et al. (2013) para las galaxias enanas simuladas: rojos son galaxias que sufrieron la presión de barrido con la red cósmica y están sistemáticamente por debajo de las azules que no sufrieron este efecto.

En Benítez Llambay et al. (2013) usamos simulaciones numéricas hidrodinámicas del Grupo Local de galaxias (Yepes et al. 2013) para analizar la posibilidad de existencia de mecanismos de remoción de material bariónico alternativos al feedback o reionización. A medida que el Grupo Local se forma se desarrolla la red cósmica de estructuras en gran escala característica del modelo Λ CDM. Estas estructuras en gran escala tienen la forma de panqueques y/o filamentos enormes cuyos tamaños son del orden de varios Mpc, formadas por gas y materia oscura. Algunas galaxias, debido a su evolución orbital, pueden cruzar esta red cósmica a alta velocidad sufriendo una presión de barrido capaz de remover una fracción importante de su material bariónico sin causar daño a su halo de materia oscura. En la Figura 1, estas galaxias muestran una disminución sistemática (círculos rojos) respecto a las galaxias que no sufren dicho efecto de remoción (círculos azules). Los círculos azules marcados como MW, M31 y M33 corresponden a las galaxias análogas a la Vía Láctea, Andrómeda y M33 en la simulación. En el sub-panel inferior derecho se muestra la distribución de los tiempos de formación de las estrellas promedio para las galaxias con (rojas) y sin (azules) presión de barrido. Mientras que en las galaxias rojas no se observan que existan estrellas formadas en los últimos 7 giga-años, las azules poseen una población estelar joven. Cabe destacar que las galaxias simuladas viven en halos de materia oscura que son aún menos masivos que los de la muestra observacional (línea magenta). Este efecto de remoción es similar a la presión de barrido que experimenta una galaxia que orbita en un cúmulo produciéndole un efecto similar de pérdida de material gaseoso. La cantidad de material removido depende del balance entre la fuerza de restauración gravitacional por unidad de área que le genera el halo de materia oscura y la presión de barrido que le ejerce el filamento. Este mecanismo no había sido propuesto anteriormente y permite la remoción de material gaseoso de las galaxias enanas sin necesidad de apelar al feedback o a la reionización.

Agradecimientos. Agradecemos a nuestros colaboradores, Julio Navarro, Laura Sales, Sebastian Gurovich, Stefan Gottloeber, Matthias Steinmetz, Gustavo Yepes y Yehuda Hoffman.

Referencias

- Angulo, et al., 2012, MNRAS, 426, 2046
- Baldry, et al., 2008, MNRAS, 388, 945
- Benítez-Llambay, et al., 2013 ApJL, 763, 41
- Boylan-Kolchin, et al., 2011, MNRAS, 415, L40
- Ferrero, et al., 2012, MNRAS 425, 2817
- Guo, et al., 2010, MNRAS, 404, 1111
- Navarro, et al., 1996, MNRAS, 283, 72
- Oh, et al., 2011, AJ, 141, 193
- Pontzen & Governato, 2012, MNRAS, 421, 3464
- Springel, et al., 2008, Nature, 435, 629
- Yepes, et al., 2013, arXiv:1312.0105

PRESENTACION MURAL

Caracterización del entorno del los blazares PG 1553+113 y 3C 66A con datos GEMINI-GMOS en las bandas g' e i' .

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

(1) *Fac. de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP; CONICET-UNLP)*

Abstract. The blazars PG 1553+113 and 3C 66A have been recently detected at TeV energies γ -rays; however, an accurate modelling of their electromagnetic emission as well as γ -ray absorption by the extragalactic background light (EBL) are prevented by their lack of firm redshift determinations. This is due to the fact that, being objects of the BL Lac subclass, their optical spectral have by definition very faint emission lines. In this paper the environment of both objects is photometrically analyzed, looking for overdensities that may trace galaxy clusters. Comparing magnitudes and colors of detected object to those of model galaxies allows us to provide a new constraint to the redshifts of both blazars.

Resumen. Los blazares PG 1553+113 and 3C 66A han sido detectados recientemente en rayos- γ a energías de TeV, pero el modelado tanto de su emisión electromagnética como de la absorción de la misma por el fondo de luz extragaláctica (EBL) se dificulta por la falta de determinaciones confiables de sus respectivos corrimientos al rojo (z). Esto se debe a que, por tratarse de objetos de la subclase BL Lac, es muy difícil detectar líneas de emisión en sus espectros. En este trabajo se analizan fotométricamente los entornos de ambos objetos, que puedan trazar cúmulos de galaxias. La comparación de magnitudes y colores de los objetos detectados con los de modelos de galaxias nos permite establecer una nueva cota al corrimiento al rojo de cada blazar.

1. Introducción

Los blazares son núcleos galácticos activos (AGN) con sus jets relativistas orientados en dirección al observador, por lo que la emisión electromagnética del jet resulta amplificada y domina su distribución espectral de energía. En la subclase BL Lac es incluso difícil de detectar la radiación térmica proveniente del núcleo o de la galaxia anfitriona, lo que puede llegar a impedir la medición de un corrimiento al rojo espectroscópico.

Sin embargo, el análisis del entorno de estos objetos puede dar información valiosa acerca de los mismos, teniendo en cuenta que las galaxias en el campo del blazar podrían compartir propiedades físicas y químicas de su galaxia anfitriona, además de contar con un corrimiento al rojo similar. Con esta idea, hemos

realizado un estudio fotométrico de las galaxias en los campos de los blazares PG 1553+113 y 3C 66A cuyo objetivo es la búsqueda de concentraciones de galaxias alrededor de ambos blazares con el fin de tener un primer conocimiento de las características generales de su entorno más cercano.

Los blazares son AGN que en su mayoría están asociados a galaxias huésped elípticas, por lo que se deben encontrar en regiones con sobredensidad de objetos tales como cúmulos de galaxias. Esta particularidad permite relacionar algunas propiedades encontradas en común para galaxias vecinas como características propias de estos objetos.

Los blazares 3C 66A y PG 1553+113 no tienen la determinación exacta de sus corrimientos al rojo espectroscópicos. Por esta razón, se realizó un estudio de los campos de ambos blazares para establecer una primera caracterización de sus entornos, con el objetivo de mejorar los límites publicados para sus respectivos corrimientos al rojo.

2. Observaciones y datos

Para esta investigación se realizaron observaciones en las bandas g' e i' de dos campos centrados en los blazares 3C 66A y PG 1553+113 (Fig. 1), haciendo uso del tiempo argentino en el telescopio de 8.1 m *F. C. Gillett* (Gemini Norte) y del instrumento GMOS (*multi-object spectrograph and camera*)¹, obteniendo imágenes profundas sobre campos de aproximadamente 5×5 minutos de arco con una excelente resolución (FWHM entre 0.53 y 0.69 segundos de arco).



Figura 1. *a)* Campo centrado en el blazar 3C 66A. *b)* Campo centrado en el blazar PG 1553+113.

Las imágenes fueron reducidas con ayuda del software IRAF haciendo uso de las tareas correspondientes al instrumento GMOS: *gbias*, *gflat*, *greduce*, *gprepare*, *gmosaic* e *imcoadd*. Posteriormente fueron analizadas fotométricamente con el software SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), el cual permitió identificar un número de fuentes extendidas en cada campo, así como también calcular sus magnitudes instrumentales.

A las magnitudes instrumentales obtenidas se les aplicó la ecuación de transformación al sistema estándar estipulada en la página del Observatorio Gemi-

¹Propuestas GN-2009B-Q-2 (PI: Andruchow) y GN-2011A-Q-28 (PI: Cellone), respectivamente.

ni para el correspondiente instrumento: <http://www.gemini.edu>, teniendo en cuenta también la corrección por extinción Galáctica (Schlafly & Finkbeiner 2011) publicada en el NASA / IPAC Extragalactic Database (NED).

3. Análisis y resultados

Con las magnitudes estándar obtenidas se elaboraron diagramas color-magnitud (Fig. 2) para cada campo, sobre los cuales se ubicaron dos modelos de referencia: el primero de una galaxia E gigante y el segundo de una galaxia Sc (Buzzoni 2005), corregidos por evolución y corrección K (Poggianti 1997) para diferentes valores de z . En estos diagramas se resaltó una sobredensidad de objetos situados en el lugar de las galaxias E (“*early galaxies*”), los cuales estarían tentativamente relacionados con el cúmulo de galaxias al cual pertenece el blazar.

Esta sobredensidad de objetos se encuentra, dentro del modelo, en un rango de corrimiento al rojo aproximado $0.4 < z < 0.6$ lo cual permite acotar este valor para cada blazar.

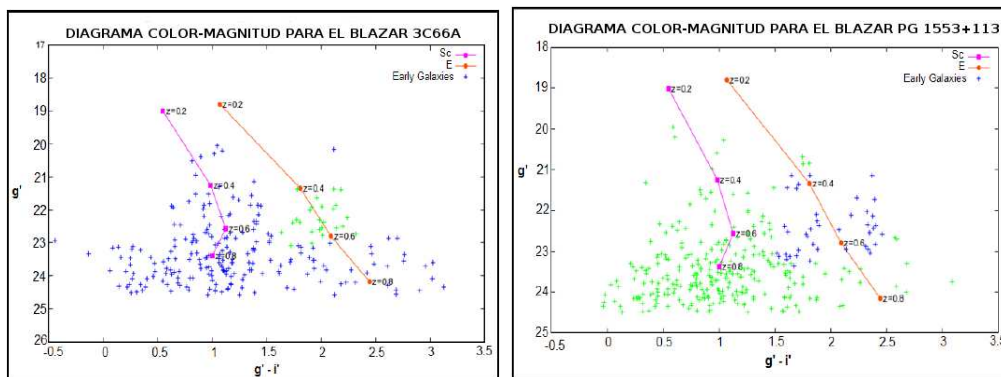


Figura 2. *a)* Diagrama color-magnitud para el campo de 3C 66A. *b)* Diagrama color-magnitud para el campo de PG 1553+113. Sobre ambos diagramas se trazaron dos modelos de referencia, uno de una galaxia E (naranja) y el otro de una galaxia Sc (violeta).

Por otra parte, se realizaron dos diagramas de distribución espacial proyectada de todos los objetos extendidos encontrados para cada campo (Fig. 3), en donde se resalta en distintos colores, objetos con rangos de magnitud diferentes en la banda g' . Esto con la intención de evidenciar la magnitud más probable dentro de la cual se encontrarían los objetos más próximos al blazar (objeto central). Además se resaltaron en color negro aquellas galaxias pertenecientes a la región sobre-densa de posibles objetos tempranos según el modelo de galaxia E gigante de la Figura 2a y 2b, para evidenciar la relación de posición con el blazar dentro de cada campo.

En cada campo se resaltó una región circular en torno a cada blazar, cubriendo un radio proyectado de 300 kpc, lo que representa aproximadamente el radio del núcleo de un cúmulo de galaxias, considerando el corrimiento al rojo sugerido para cada blazar ($z \gtrsim 0.39$ para PG 1553+113, Aleksić et al. 2010; $z \approx 0.44$ para 3C 66A, Miller et al. 1978; Miller & Green 1983).

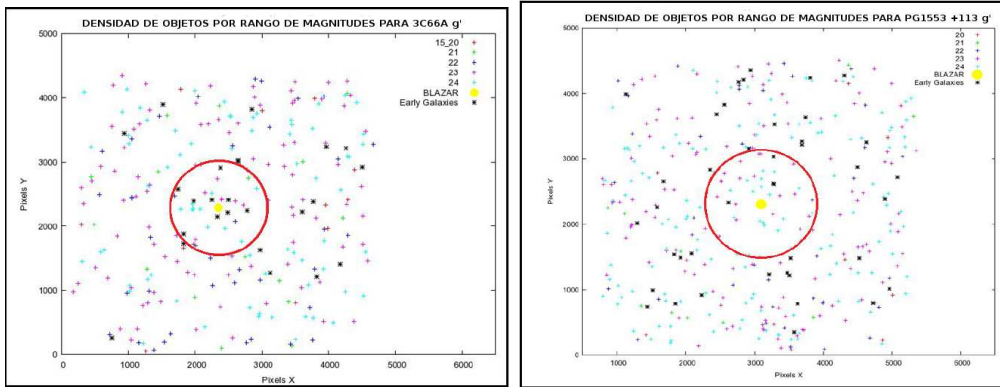


Figura 3. *a)* Diagrama de distribución espacial proyectada para el campo de 3C66A en la banda g' . *b)* Diagrama de distribución espacial proyectada para el campo de PG1553+113 en la banda g' .

4. Conclusiones

En el campo de PG1553+113, las magnitudes y colores son consistentes con las galaxias de diferentes tipos, distribuidas en distancia de $0.4 < z < 0.8$ con un fuerte aumento en la densidad de las galaxias para $g' > 23$ mag, que corresponde aproximadamente a un modelo Sc con desplazamientos al rojo en el rango del límite máximo sugerido para el blazar ($0.6 < z < 0.8$; Mazin & Goebel 2007; Abdo et al. 2010). Mientras PG1553+113 se encuentra en una concentración proyectada de galaxias débiles ($g' > 22$) la sobredensidad no parece ser significativa (Fig. 3b). En particular, las galaxias de tipo temprano seleccionadas en el diagrama de color-magnitud (Fig. 2b) no muestran una sobredensidad significativa dentro de 300 kpc del blazar.

En el campo de 3C66A, se pone de manifiesto un aumento en la densidad de galaxias de tipo temprano (Fig. 2a), en un rango de magnitud $21 < g' < 23$ mag, que rodea el blazar en un radio de 300 kpc (Fig. 3a). Esta concentración puede ser identificada tentativamente con un grupo situado entre $0.4 < z < 0.6$, lo que permite acotar el corrimiento del blazar y lo cual es consistente con uno de los rangos de corrimiento al rojo estimados en el trabajo de Aleksić et al. (2010).

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 708, 1310
 Aleksić J., et al., 2010, A&A, 515, A76
 Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Buzzoni A., 2005, MNRAS, 361, 725
 Mazin D., Goebel F., 2007, ApJ, 655, L13
 Miller H. R., Green R. F., 1983, BAAS, 15, 957
 Miller J. S., French H. B., Hawley S. A., 1978, in A. M. Wolfe ed., BL Lac Objects
 Optical spectra of BL Lacertae objects. pp 176–187
 Poggianti B. M., 1997, A&AS, 122, 399
 Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, ApJ, 737, 103

PRESENTACION MURAL

Cinematica del gas ionizado y perfiles de luminosidad de las Galaxias Porotos Verdes

R.J. Diaz¹, M. Aguero², M. Schirmer^{3,4}, K. Holheim³, N. Levenson³, C. Winge³

¹*ICATE, CONICET, Argentina*

²*OAC, UNC & CONICET, Argentina*

³*Observatorio Gemini*

⁴*Universität Bonn, Alemania*

Abstract. We present preliminary spectroscopic results of a sample of *green bean* galaxies (GBG), known to show ultra-luminous, galaxy-wide, narrow-line regions. We analyze Gemini *GMOS-S,N* spectra of a sample of 12 GBG in order to obtain emission line ratios, gas kinematics and luminosity profiles in some continuous bands. We report here new results that confirm that the $[OIII]\lambda 5008$ emission extends from 5 to 17 kpc, in all cases scales similar or larger than the stellar continuums at the spectra. In the extreme case of J145533.6+044643 the $[OIII]$ emission reaches a diameter of 17.5 ± 1.6 kpc. We find that the continuum half light radii extend from 3 to 7 kpc, the largest scale radius at shortest wavelengths, which is consistent with the scale lengths of large spiral galaxies or merging systems. Another new result is that the spatial variation of the continuum color profiles indicate the presence of extinction and possibly star formation.

Resumen. Presentamos aquí los resultados espectroscópicos preliminares sobre una muestra de galaxias *porotos verdes* (GBG), conocidas por presentar regiones de líneas angostas ultra-luminosas y extendidas a toda escala en la galaxia huésped. Se tomaron espectros en Gemini con *GMOS-S,N* para obtener cocientes de líneas de emisión, cinemática del gas ionizado y perfiles de luminosidad en distintas bandas de continuo. Reportamos aquí nuevos resultados que confirman que para toda esta muestra de 12 GBG la emisión del $[OIII]\lambda 5008$ tiene una extensión de 5 a 17 kpc, similar, y en algunos casos superior, a la del continuo estelar. En el caso extremo de J145533.6+044643 la emisión del $[OIII]$ se extiende hasta un diámetro de 17.5 ± 1.6 kpc. Determinamos que los perfiles de emisión de continuo tienen radios de escala de 3 a 7 kpc y son más extensos para longitudes de onda más cortas, lo que es consistente con los radios de escala de galaxias espirales gigantes o sistemas en fusión. Los perfiles de color que determinamos indican la presencia de extinción y posible formación estelar.

1. Introducción

Los modelos de formación de galaxias predicen la existencia de flujos salientes de gas producidos por el núcleo galáctico activo (AGN), a fin de explicar las propiedades del medio interestelar en galaxias masivas (e.g., Springel et al. 2005). Nesvadba et al. (2008) y Harrison et al. (2012) han encontrado regiones de líneas angostas tipo AGN (NLR) en escalas galácticas, en radio galaxias potentes y galaxias infrarrojas ultra-luminosas, respectivamente. Las galaxias *porotos verdes* (GBG, por sus siglas en inglés) fueron descubiertas por Schirmer et al. (2013) a redshifts $0.2 < z < 0.6$ y con una densidad de sólo 4.4 Gpc^{-3} en $z \sim 0.3$. Representan un fenómeno excepcional o de muy corto periodo en la vida de un AGN pues sólo dos docenas de candidatos se identificaron en el SDSS-DR8. Las luminosidades infrarrojas son mucho más bajas que las predichas por los flujos de la emisión de [OIII], sugiriendo que las NLRs extendidas son el remanente de un estado muy violento de la fuente central, la cual habría pasado a un estado de baja actividad en menos del tiempo de cruce de la radiación ionizante. Estos ecos lumínicos serían dos órdenes de magnitud más brillantes que cualquier otro conocido hasta la fecha. Además de analizar en detalle los espectros obtenidos en Gemini, también presentamos aquí un resultado nuevo y significativo: los perfiles de emisión de continuo son consistentes con los radios de escala de galaxias espirales gigantes o sistemas en fusión, y muestran evidencia de extinción y posible formación estelar.

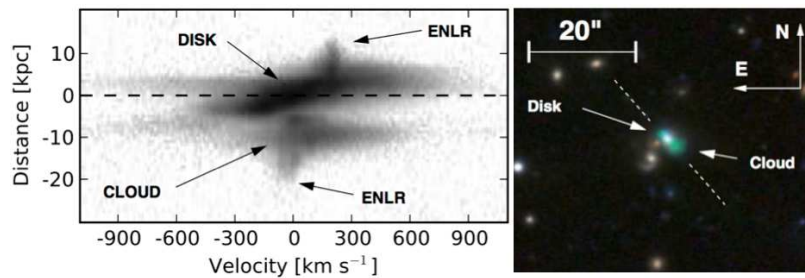


Figura 1. Der.: Imagen en colores *gri* con CFHT/Megaprime de la galaxia GB J2240-0927. Los *redshifts* fotométricos indican que la galaxia enrojecida débil al E del núcleo es una fuente de fondo y la galaxia al SE, con prominente brazo espiral, está a la distancia de la GB. La línea punteada muestra la orientación de la ranura. Izq: Línea de emisión del [OIII] λ 5008 (continuo sustraído). La línea punteada indica la posición espacial del núcleo.

2. Resultados y trabajo en progreso

Schirmer et al. (2013) llevaron a cabo un análisis detallado de la galaxia J2240-0927 ($z = 0.326$), prototipo de las galaxias *porotos verdes*. Su NLR se extiende sobre $26 \times 44 \text{ kpc}$. Con una luminosidad [OIII] λ 5008 de $(5.7 \pm 0.9) \times 10^{43} \text{ erg/s}$, es una de las NLR más luminosas conocidas en una galaxia Sy2. Las observaciones de VLT/XSHOOTER (Figura 1), muestran que la NLR está alimentada por un AGN, de acuerdo a los mapas de ionización. La cinemática del gas está perturbada a escala global, pero no se detectan flujos de gas de alta velocidad

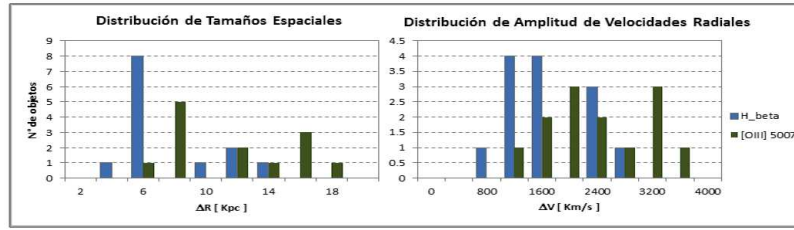


Figura 2. Izq.: Histograma de extensiones espaciales de la emisión del gas ionizado en los espectros obtenidos con GMOS-N,S. Der: Distribución de amplitudes de velocidad radial del gas ionizado.

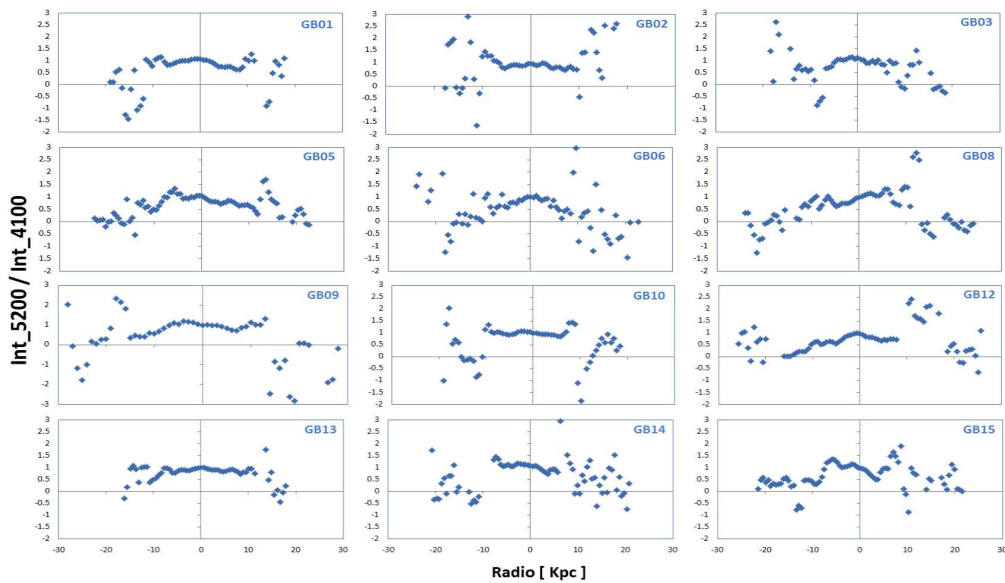


Figura 3. Cociente de perfiles integrados de continuo estelar azul (~ 4100) y verde (~ 5200). Nótese las marcadas diferencias en los gradientes de color de una galaxia a la otra, y dentro de cada galaxia. Los valores en las regiones externas son menos significativos por la menor relación señal/ruido.

en este objeto en particular. Se inició un programa de búsqueda espectroscópica de galaxias candidatas a GBG, el cual ha confirmado al menos 18 galaxias con NLRs de tamaños entre 5 y 18 Kpc. Aquellos que han sido cubiertos por el survey FIRST de VLT son todos radio-quiet, y el 30% de las GBG tienen galaxias vecinas cercanas sin redshift conocido. La espectroscopía ranura larga con Gemini/GMOS-N,S de 12 GBG confirma la alta luminosidad $[OIII]$, todas las GBGs confirmadas son AGN tipo 2, según los diagramas de cocientes de líneas. No se identifican componentes anchas en las líneas de recombinación, aunque la amplitud global de las velocidades radiales presentadas en este trabajo (800 a 4000 km/s) indican que el gas está dinámicamente perturbado y parte del mismo ya no estaría ligado al potencial gravitatorio de la galaxia (Figura 2). El principal resultado nuevo es que las regiones de emisión de ionización media y con cocientes de tipo AGN en las galaxias GB efectivamente se extienden a escalas

comparables y en algunos casos mayores que las de la componente estelar en los espectros. En el caso extremo de J145533.6+044643, la emisión [OIII] tiene un diámetro de 17.5 ± 1.6 kpc. Los anchos cinemáticos globales indican que parte del gas ionizado no está gravitatoriamente ligado a la galaxia huésped. Los FWHM de la emisión de continuo estelar se extienden entre los 3 a 7 kpc (Tabla 1) y son consistentes con los tamaños de galaxias espirales gigantes o sistemas en fusión. También encontramos en este trabajo que los perfiles integrados de continuo estelar azul (~ 4100) y verde (~ 5200) indican marcadas diferencias en los gradientes de color de una galaxia a la otra, y dentro de cada galaxia muestran evidencia de la presencia de polvo y/o formación estelar extendida. Para el 2014 hemos obtenido tiempo de observación en el satélite de rayos X Chandra, a fin de caracterizar la débil fuente central, fijar el modelo de fotoionización y confirmar la hipótesis del eco lumínico. En la siguiente etapa del estudio espectroscópico ajustaremos componentes morfológicas a la emisión de las galaxias huésped y estudiaremos las poblaciones estelares subyacentes a partir del ajuste de espectros patrón.

Nombre	Z	[OIII]/H β Log	[OIII] Ext. Kpc	[OIII] ΔV Km/s	Con _B R Kpc	Con _V R Kpc	Resol. $\sim 0.7''$ Kpc
J002016.4-053126	0.334	1.305 ± 0.005	13.7	2633	5.1	4.5	3.1
J002434.9+325842	0.298		10.7	2272	5.7	5.4	2.8
J011133.3+225359	0.318	1.243 ± 0.016	15.4	3094	6.5	4.9	3.0
J015930.8+270302	0.281	1.194 ± 0.004	4.5	1024	5.7	4.5	2.7
J115544.5-014739	0.278	1.163 ± 0.006	7.5	1563	3.3	2.7	2.9
J135155.4+081608	0.306	1.161 ± 0.002	11.1	2316	4.5	4.2	2.9
J144110.9+251700	0.192	1.086 ± 0.001	6.1	1916	3.9	3.9	2.1
J145533.6+044643	0.334	1.151 ± 0.003	17.5	3369	4.5	4.1	3.1
J150517.6+194444	0.341	1.131 ± 0.001	15.1	2866	4.8	3.2	3.1
J205058.0+055012	0.301	1.163 ± 0.003	7.4	1570	5.4	5.1	2.9
J213542.8-031408	0.246	1.108 ± 0.004	7.8	1966	4.4	4.4	2.5
J220216.7+230903	0.258	1.154 ± 0.006	7.0	1688	6.5	5.1	2.6
J230829.4+330310	0.291		14.6	3172	4.1	4.1	3.0

Tabla 1. Resultado del análisis de los perfiles espaciales. Col. 2: Redshift. Col. 3: Cociente de flujos totales de [OIII]/H β en toda la extensión espacial de la ranura. Para dos objetos el flujo de H β es débil como para dar un valor significativo al cociente. Col. 4-5: Extensión espacial y amplitud en velocidad radial de la emisión en [OIII]; Col. 6-7: Radio correspondiente a mitad de flujo del continuo estelar en las regiones ~ 4100 y ~ 5200 , deconvolucionados por la resolución espacial media; Col. 8: Resolución espacial media.

Referencias

- Harrison C., Alexander D., et al. 2012, MNRAS, 426, 1073
Nesvadba N., Lehnert M., et al. 2008, A&A, 491, 407
Schirmer M., Diaz R., et al 2013, ApJ, 763, art.id.60, 19 pp.
Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005, MNRAS, 361, 776

PRESENTACION ORAL

Revisiting the Age-Metallicity Relationship of the Fornax spheroidal dwarf galaxy

A.E. Piatti^{1,3}, A. del Pino², A. Aparicio², S. Hidalgo²

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

(2) *Instituto de Astrofísica de Canarias, Tenerife, Spain*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Abstract. We present results about the Age-Metallicity Relationship (AMR) of three fields located in the central region of the spheroidal dwarf galaxy of Fornax, from the birth of the galaxy until ~ 1 Gyr ago, independent of any other previous approach. The resulting AMRs describe the trend of the representative stellar populations in each field, namely, the dominant populations in terms of stellar density. Our results suggest that the innermost regions of Fornax does not contain very old stars (age > 12 Gyr), whereas the studied outer fields do not account for star field populations younger than ~ 3 Gyr. On the other side, the AMRs of two fields show possible metallicity bimodality during the first half of the galaxy lifetime. However, more recent star formation processes (age ~ 1 -2 Gyr) result in a intrinsic metallicity dispersion smaller than for relatively older generations of stars.

Resumen. Presentamos resultados acerca de la relación Edad-Metalicidad (REM) de tres campos ubicados en la región central de la galaxia enana esferoidal de Fornax, desde el nacimiento de la galaxia hasta hace $\sim 1 \times 10^9$ años, independiente de cualquier otro abordaje previo. Las REMs resultantes describen la tendencia de las poblaciones estelares representativas en cada campo, es decir, las poblaciones dominantes en términos de la densidad estelar. Nuestros resultados sugieren que las regiones más interiores de Fornax no contienen estrellas muy viejas (edad $> 12 \times 10^9$ años), mientras que los campos estudiados más externos no dan cuenta de poblaciones estelares más jóvenes que $\sim 3 \times 10^9$ años. Por otro lado, las REMs de dos campos muestran posibles bimodalidad en la metalicidad durante la primera mitad del tiempo de vida de la galaxia. Sin embargo, procesos de formación estelar más recientes (edad $\sim 3 \times 10^9$ años) dan lugar a una dispersión intrínseca de metalicidad más pequeña que para estrellas de generaciones más viejas.

1. The AMR of Fornax

We obtained *VI* photometric data in three fields of Fornax with the instrument *FORS1* at the Very Large Telescope (VLT). We refer the reader to del Pino

et al. (2013) for details about the observations, reduction, and analysis of the data. They called the three fields IC1, IC2, and OC, respectively. From the data set, we estimated ages and metallicities for a total of 48 subfields in which we subdivided the area of the IC1, IC2, and OC fields, following the precepts outlined by Piatti et al. (2012) and Piatti & Geisler (2013). Particularly, we used the expression:

$$age(Gyr) = 0.040 + 1.814\delta V_o - 1.323(\delta V_o)^2 + 0.970(\delta V_o)^3 \quad (1)$$

from Geisler et al. (1997) and

$$[Fe/H] = -15.16 + 17.0(V - I)_{o,-3} - 4.9(V - I)_{o,-3}^2 \quad (2)$$

from Da Costa & Armandroff (1990).

When averaging the 48 values of age and metallicity we beared in mind the effect of the age and metallicity uncertainties and the bin size. In general terms, if one has a set of values with their respective errors as Fig. 1 (left panel) shows, it is mandatory to consider that any individual point in the plane may fall in the respective (x,y) box or in any of the eight adjacent boxes. This happens when a (x,y) point does not fall in the box centre and, due to its errors, has the chance to fall outside it. Note that, since we chose box dimensions as large as the involved errors in x and y, such points should not fall on average far beyond the adjacent boxes. However, this does not necessarily happen to all (x,y) points, and we should consider at the same time any other possibility.

For our purposes, we first considered the age and metallicity ranges split in bins with sizes following the logarithmic law $\Delta \log(t) = 0.10$ dex and the linear law $\Delta [Fe/H] = 0.20$ dex, which account for the effect of the age/metallicity uncertainties. On the other hand, each (age,metallicity) point with its error $(\sigma(age), \sigma([Fe/H]))$ covers a box whose area is given by $4 \times \sigma(age) \times \sigma([Fe/H])$, and may or may not fall centred on one of the (age,metallicity) boxes, and has dimensions smaller, similar or larger than the (age,metallicity) box wherein it is placed. These scenarios generate a variety of possibilities, in the sense that the (age,metallicity) area could cover from one up to 25 age bins depending on its position and size. For this reason, we weighed the contribution of each (age,metallicity) point to each one of the (age,metallicity) boxes occupied by it, so that the sum of all the weights equals unity. The assigned weight was computed as the fraction of its (age,metallicity) area $[4 \times \sigma(age) \times \sigma([Fe/H])]$ that falls in the (age,metallicity) box. In practice, we focused on a single (age,metallicity) box and computed the weighted contribution of all the (age,metallicity) points to that (age,metallicity) box. Then we repeated the calculation for all the (age,metallicity) boxes. We are confident that our analysis yields accurate morphology and position of the main features in the derived AMRs.

The resultant AMRs are depicted in Fig. 1 (right panel), and Fig. 2 (left and right panels) for the fields IC1, IC2, and OC, respectively. The errorbars give a measure of the intrinsic dispersion of the representative ages and metallicities. The size of the boxes come from considering the total number of subfields involved in a mean (age,metallicity) estimate, normalized to the total number of subfield used. Thus, the larger the number of subfields employed (\sim galaxy mass) to estimate a mean (age,metallicity) value, the bigger the size of the box.

With thick and thin lines we represent the mean AMRs and errors derived by del Pino et al. (2013). These AMRs should be taken only at a reference levels for the results obtained in the present work. A complete match between both AMRs is not expected since they show relatively different results: the AMRs from del Pino et al. show the mean metallicity of the stars at born, while each (age,metallicity) point represents the most dominant stellar populations. Nevertheless, both results show to be compatible within the quoted uncertainties.

2. Results

At first glance, we find stars in the three Fornax fields at any age. However, the innermost field IC1 does not present stars older than 12 Gyr, while the relativey outer field IC2 presents only stars older than ~ 3 Gyr. Furthermore, if we focus on the ages for the most numerous representative stellar populations (bigger boxes) in the three fields, we infer that most of the OC field stars have been formed between 8 and 12 Gyr ago; those of IC2 (Fig. 2, left panel) between 6 and 10 Gyr for IC2; and those of IC1 (Fig. 1, right panel) between 5 and 8 Gyr. These results lead us to interpret the derived AMRs as engraved by an outside-in star formation process, since the oldest most populous representative stellar populations are distributed predominantly in the outer fields and the youngest ones in the inner fields.

On the metallicity side, Fornax fields IC1 and IC2 show possible bimodality distributions during the first half of their entire lifetime (see Figs. 1 and 2). Bimodality in field OC is less evident. We have distinguished both metallicity peaks with red and blue colors in Figs. 1 (right panel) and Fig. 2. Such metallicity distributions peak at $[\text{Fe}/\text{H}] = (-0.95 \pm 0.15)$ dex and $(-1.15$ or $-1.25 \pm 0.05)$ dex, respectively, as judged from the mean position of the boxes. The possible metallicity bimodality could be explained if a merger of two galaxies -with different masses (metallicities)- took place during their early epoch. The more metal-poor galaxy could have contributed with gas which later was enriched at a metallicity level similar to the other galaxy. Notice also that the more metal-rich galaxy contributed with much more gas and stars, since the red boxes are twice up to four times bigger (\sim more mass) than the blue ones in the IC2 and OC Fornax fields. In the innermost IC1 Fornax field, the contribution of the supposed two colliding galaxies seem to be similar.

The merger of these two galaxies would have triggered a star formation bursting process which peaked at ~ 7 Gyr ago. Indeed, when comparing the box sizes as a function of age, it can be seen that the younger their ages the bigger their sizes. On the other hand, notice that the metallicity spread after the burst at $\sim 6-7$ Gyr is remarkable large, probably because of not well-mixed gas out of which the new generation of star have been formed. However, the intrinsic metallicity dispersion for the most recent star formation processes that we can account for (age $\sim 1-2$ Gyr), results smaller than that for the relatively older generations of stars.

References

- Da Costa G. S., Armandroff T. E., 1990, *AJ*, 100, 162
del Pino A., et al., 2013, *MNRAS*, 433, 1505

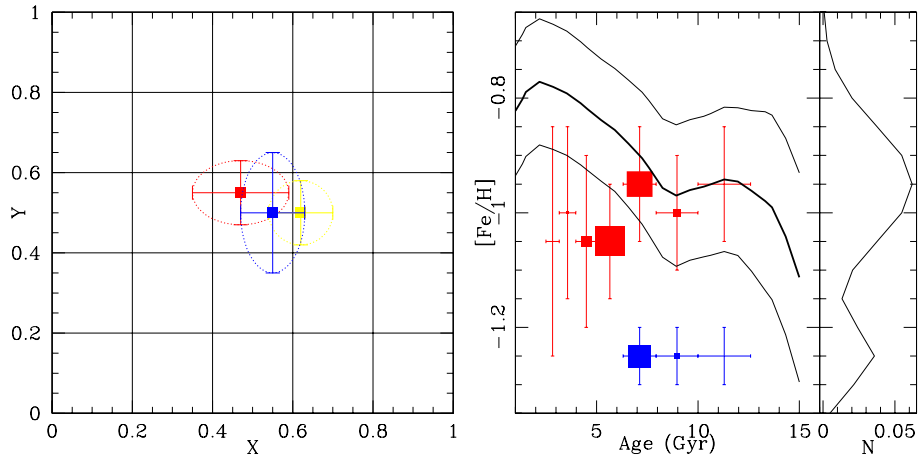


Figure 1. *Left*: Schematic representation of the distribution of a group of points with their respective errors in a 2D-plane. *Right*: The AMR for Fornax IC1 field. The size of the boxes is proportional to the mass of the corresponding representative stellar population. Errorbars indicate the intrinsic dispersion of the representative age and metallicity. The mean AMR and its errors derived by del Piano et al. (2013) is overplotted. The metallicity distribution for the first 5 Gyrs of the galaxy lifetime is also included.

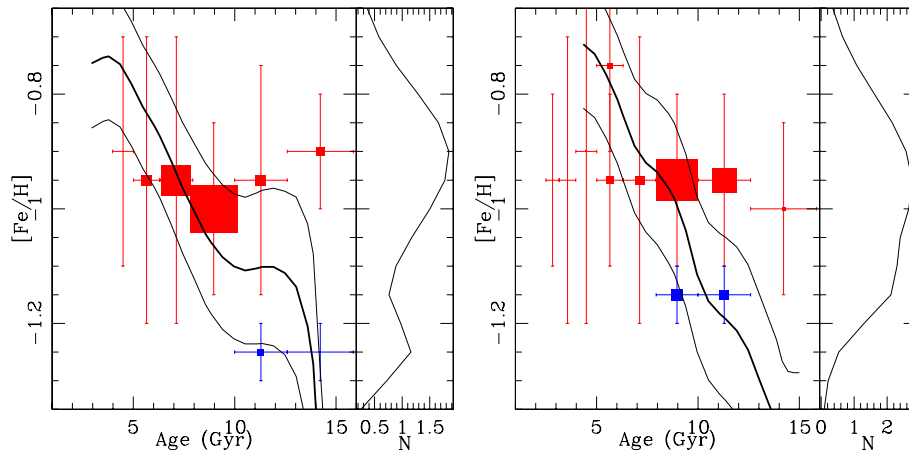


Figure 2. The AMRs for Fornax IC2 (left) and OC (right) fields. Symbols are as in Fig. 1 (right panel).

Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Piatti A. E., Geisler D., 2013, AJ, 145, 17
 Piatti A. E., Geisler D., Mateluna R., 2012, AJ, 144, 100

PRESENTACION ORAL

The baryonic mass assembly of low-mass halos in a Λ -CDM Universe

M.E. De Rossi^{1,2,3}, V. Ávila-Reese⁴, P.B. Tissera^{1,2,5}, A. González-Samaniego⁴ & S.E. Pedrosa^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET, Argentina (derossi@iafe.uba.ar)*

(3) *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentina*

(4) *Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, A.P- 70-264, 04350 México, D.F., México*

(5) *Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andres Bello, Av. Republica 220, Santiago, Chile (current address)*

Abstract. We analyse the dark, gas, and stellar mass assembly histories of low-mass halos ($M_{\text{vir}} \sim 10^{10.3} - 10^{12.3} M_{\odot}$) identified at redshift $z = 0$ in cosmological numerical simulations. Our results indicate that for halos in a given present-day mass bin, the gas-to-baryon fraction inside the virial radius does not evolve significantly with time, ranging from ~ 0.8 for smaller halos to ~ 0.5 for the largest ones. Most of the baryons are located actually not in the galaxies but in the intrahalo gas; for the more massive halos, the intrahalo gas-to-galaxy mass ratio is approximately the same at all redshifts, z , but for the least massive halos, it strongly increases with z . The intrahalo gas in the former halos gets hotter with time, being dominant at $z = 0$, while in the latter halos, it is mostly cold at all epochs. The multiphase ISM and thermal feedback models in our simulations work in the direction of delaying the stellar mass growth of low-mass galaxies.

Resumen. Analizamos las historias de ensamblaje de la masa oscura, gaseosa y estelar de halos de baja masa ($M_{\text{vir}} \sim 10^{10.3} - 10^{12.3} M_{\odot}$) identificados a corrimiento al rojo $z = 0$ en simulaciones numéricas cosmológicas. Nuestros resultados indican que, para halos en un dado rango actual de masa, la fracción de gas respecto de bariones dentro del radio virial no evoluciona significativamente con el tiempo, extendiéndose desde ~ 0.8 para los halos pequeños hasta ~ 0.5 para los más masivos. En realidad, la mayor parte de los bariones no está localizada en las galaxias sino en el gas intra-halo; para los halos más masivos, el cociente de masas entre el gas intra-halo y la galaxia central es aproximadamente el mismo a todo corrimiento al rojo, z , pero, para los menos masivos, éste se incrementa fuertemente con z . En los primeros, el gas intra-halo aumenta su temperatura con el tiempo, siendo la componente caliente dominante a $z = 0$, mientras que en los segundos, la componente gaseosa es predomi-

nantemente fría en toda época. En nuestras simulaciones, los modelos de ISM multi-fase y *feedback* térmico favorecen el retraso del crecimiento de la masa estelar en galaxias de baja masa.

1. Introduction

Cosmological simulations of structure formation constitute fundamental tools for studying the problem of galaxy evolution through cosmic epochs. In the Λ cold dark matter (CDM) paradigm, more massive halos assemble by the hierarchical aggregation of smaller ones (upsizing). Galaxies form from the gas trapped inside the potential well of these halos and are affected, in a complex way, by different astrophysical processes such as gas cooling, star formation, supernova (SN) feedback, and chemical enrichment, among others. In this context, a current challenge for observational and theoretical studies is the understanding of the relation between the halo mass aggregation histories and the evolution of the baryonic matter hosted by these halos, both in galaxies and in the intergalactic medium around them.

The relation between the stellar (M_*) and virial (M_{vir}) mass of galaxies has been the subject of many empirical and semi-empirical studies in the local Universe and at higher redshifts (see e.g., Firmani & Avila-Reese 2010, Avila-Reese & Firmani 2011). From a theoretical point of view, current models and simulations of low-mass galaxies evolving in a Λ -CDM universe seem to predict a too early M_* assembly than what observations suggest (Avila-Reese et al. 2011 and more references therein). In De Rossi et al. (2013; DR+13), we analysed the halo, baryonic and stellar mass assembly of galaxies by means of cosmological numerical simulations. We have found that the upsizing trend of halo mass growth seems to be reverted to a moderately downsizing trend in the case of the galaxy baryonic/stellar mass assembly, though the latter trend is weaker than the observed one. Here, we present results from these simulations regarding the evolution of the intrahalo gas, which is affected by the halo capture, heating and cooling mechanisms as well as by the galaxy SN-driven outflows.

2. Simulations

We performed numerical simulations by using the chemical code GADGET-3 (Scannapieco et al. 2008), which includes treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, chemical enrichment and SN feedback. We assumed the concordance Λ -CDM cosmology with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.045$, a normalisation of the power spectrum of $\sigma_8 = 0.9$ and $H_0 = 100 h$ km s⁻¹ Mpc⁻¹ with $h = 0.7$. The simulated volume corresponds to a cubic box of a comoving 10 Mpc h^{-1} side length. The masses of dark matter and initial gas-phase particles are $5.93 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $9.12 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$, respectively (S230) and $2.20 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $3.40 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$, respectively (S320). See De Rossi et al. (2010, 2012) and DR+13 for more details about the simulations.

3. Results

We analyse the mass aggregation histories (MAHs) associated to halos identified at $z = 0$ by separating them into four mass bins accordingly to their $\log(M_{\text{vir}}/M_{\odot}) : < 10.5, 10.5 - 11.0, 11.0 - 11.5, \geq 11.5$. As discussed in detail in DR+13, the average MAHs are in rough agreement with those derived from the Millennium Simulations, though for the lower-mass halos, at high z 's, our halos are systematically less massive. The latter is due to the effects of baryons on the total halo mass. In general, both the Millennium Simulations and our runs show a later M_{vir} assembly as more massive are the halos (upsizing). We also analyse the *total* stellar and baryonic masses inside the virial radius (R_{vir}) and find that they assemble approximately at the same rate as the halo mass. Inside the halos, more than half of the baryons are always in the gas phase at all our scales and at least up to $z \sim 3$. This gas-to-baryon mass fraction ranges on average from ~ 0.8 for low-mass systems to ~ 0.55 for the more massive ones, with little change with z . This means that the lower the halo mass, the less efficient is the system in making stars.

In Fig. 1, left panel, we show the evolution of the ratio of the gas mass in the halo (i.e. outside the galaxy but inside R_{vir}), $M_{\text{gas,h}}$, to the galaxy (stars+gas) mass, M_{gal} , for the four aforementioned mass bins. At $z \sim 0$, the mass in the intrahalo gas is on average $\sim 1.5\times$ larger than the mass in the central galaxy (satellites are typically very small). This ratio is roughly the same at higher z 's for the massive halos, but it significantly increases with z for the less massive halos. In the right panel of Fig. 1, we analyze the evolution of the fraction of this intrahalo gas in warm-hot and cold phases, with a temperature separation of $T = 15000 \text{ K}$. For the lowest-mass halos, the intrahalo gas is mostly cold ($\sim 80\%$) at all z 's, while for the most massive halos, the fraction of warm-hot gas increases with time, from $\approx 30\%$ at $z \sim 3$ to 75% at $z \sim 0$.

4. Discussion

Our cosmological simulation of ~ 300 low-mass galaxies in a 14.3 Mpc-size box shows that the smaller the halo mass, the larger is the total gas-to-baryon mass fraction inside R_{vir} . Therefore, the efficiency in making stars decreases with M_{vir} ; for $M_{\text{vir}} \approx 1 - 3 \times 10^{10} M_{\odot}$, more than 80% of the baryons are in the gas (mostly cold) phase at all z 's. The multiphase ISM and the thermal feedback models introduced in the code seem to work in the direction of avoiding too early and active SF in the low-mass systems.

The simulation shows that most of the baryons in the halos at $z \sim 0$ are located actually in the intrahalo gas, which on average accounts for $\sim 1.5\times$ more mass than in the galaxies (left panel, Fig. 1). This suggests that a significant fraction of the present-day missing baryons are actually located in gas around the galaxies. What is the thermal state of this gas? This depends strongly on the halo mass (right panel, Fig. 1): for the smaller systems, most of the gas is in the cold phase ($T < 15000\text{K}$), while for the larger systems, it dominates the warm-hot phase (up to $\sim 75\%$ on average in halos of $M_{\text{vir}} \approx 3 - 30 \times 10^{11} M_{\odot}$). For the latter, the intrahalo gas significantly warms up with time, as the halo grows and virializes, limiting this the ulterior growth of the galaxy. For the less

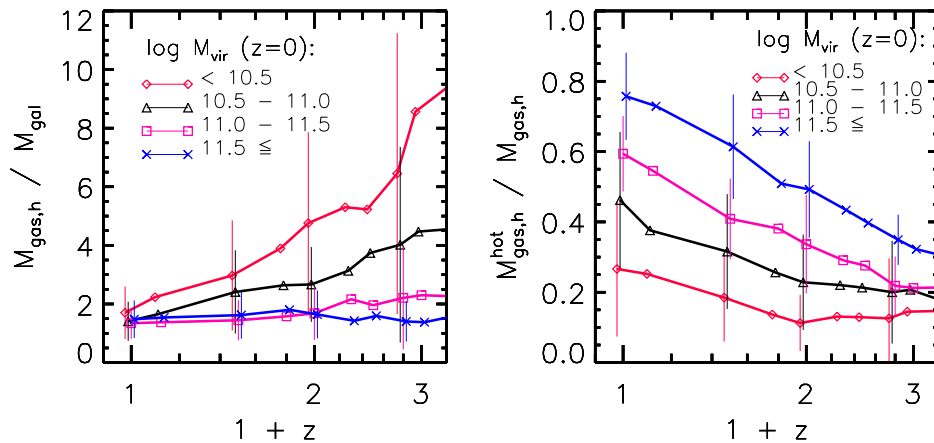


Figure 1. Average intrahalo gas-to-total galaxy mass ratio (left panel) and the fraction of the intrahalo gas in the warm-hot phase (right panel) for four $\log(M_{\text{vir}}/M_{\odot})$ bins defined at $z = 0$ (solid lines): < 10.5 (red diamonds), $10.5 - 11$ (black triangles), $11 - 11.5$ (pink squares) and ≥ 11.5 (blue crosses). Error bars represent 1σ population scatter.

massive systems, the intrahalo gas is cold at all redshifts and it efficiently inflows to the galaxy (cold flows) in such a way that the intrahalo gas-to-galaxy mass ratio strongly decreases with time (left panel, Fig. 1).

Acknowledgments. We acknowledge a CONACyT-CONICET (México-Argentina) bilateral grant for partial funding. V.A. and A. G. acknowledge PAPIIT-UNAM grant IN114509. A.G. acknowledges a PhD fellowship provided by CONACyT. M.E.D.R., P.B.T. and S.P. acknowledge support from PICT 245-Max Planck (2006) of ANCyT (Argentina), PIP 2009-112-200901-00305 of CONICET (Argentina), PICT Raices (2011) of ANPCyT (Argentina) and the L’oreal-Unesco-Conicet 2010 Prize. Simulations were run in Fenix and HOPE clusters at IAFE and Cekar cluster at University of Buenos Aires, Argentina.

References

- Avila-Reese V., & Firmani C. 2011, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 40, 27
- Avila-Reese V. et al. 2011, *ApJ*, 736, 134
- de Rossi M. E., Tissera P. B., & Pedrosa S. E. 2010, *A&A*, 519, A89
- De Rossi M. E., Tissera P. B., & Pedrosa S. E. 2012, *A&A*, 546, A52
- De Rossi M. E., Avila-Reese V., Tissera P. B., González-Samaniego A. & Pedrosa S. E. 2013, *MNRAS*, 435, 2736 (DR+13)
- Firmani C. & Avila-Reese V., 2010, *ApJ*, 723, 755
- González-Samaniego A. & Avila-Reese V. 2013, *AAABS*, 4, 83
- Scannapieco C., Tissera P. B., White S. D. M., & Springel V. 2008, *MNRAS*, 389, 1137

PRESENTACION MURAL

Chemical properties of the intracluster medium

C. A. Vega-Martínez¹, S. A. Cora^{1,2}, I. D. Gargiulo^{1,2}, N. D. Padilla³, A. N. Ruiz^{4,5}

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET, UNLP), La Plata, Argentina.*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, La Plata, Argentina.*

(3) *Instituto de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile.*

(4) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CCT Córdoba, CONICET, UNC), Córdoba, Argentina.*

(5) *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Córdoba, Argentina.*

Abstract. We study the chemical properties of the intracluster medium (ICM) using the semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG applied to cosmological N-body/SPH simulations of clusters of galaxies. Among the galaxy properties obtained from SAG, we have the ejection rates of metals that pollute the ICM. The different chemical elements are distributed over the gas particles of the simulations located around each galaxy; these particles trace the hot gas thermodynamical properties. Using this technique, a top-heavy integrated galactic stellar initial mass function allows to obtain radial metallicity profiles of the ICM in better agreement with observations than those given by the Salpeter IMF, which produces a deficiency of iron in the ICM.

Resumen. Estudiamos las propiedades químicas del medio intra-cúmulo (MIC) usando el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias SAG, aplicado a simulaciones cosmológicas tipo N-cuerpos/SPH de cúmulos de galaxias. Entre las propiedades de galaxias obtenidas con SAG, tenemos las tasas de eyección de metales que contaminan el MIC. Los diferentes elementos químicos son distribuidos sobre las partículas de gas de la simulación situadas alrededor de cada galaxia; estas partículas trazan las propiedades termodinámicas del gas. Usando esta técnica, una función inicial de masa estelar galáctica integrada tipo *top-heavy* permite obtener perfiles de metalicidad del MIC que presentan mejor acuerdo con observaciones que aquellos generados a partir de la función inicial de masa de Salpeter, la cual produce una deficiencia de hierro en el MIC.

1. Introduction

The intracluster medium (ICM) is the diffuse hot plasma which fills the space between the galaxies within the clusters. Its thermal properties can be observed

with X-ray telescopes such as *Chandra* and *XMM-Newton*. Their measured chemical abundance profiles give important information about the production of heavy elements inside the galaxies; the ICM is chemically polluted by feedback processes like galactic winds, active galactic nuclei emissions and ram-pressure stripping. Relaxed clusters with cool cores show sharp Fe abundance peaks in their central regions, whereas clusters with high entropy cores show flat profiles (e.g. Leccardi et al. 2010; Matsushita 2011), suggesting that mergers may stop the cooling and erase the central metallicity peaks.

Hydrodynamical simulations have been commonly used to analyze the origin and evolution of the ICM chemical composition (e.g. Fabjan et al. 2010). This kind of studies generally predict an excessive star formation with the aim of reproducing the observed abundance values, and have problems for obtaining the cool cores. Their demanding high computational cost restrict the scales involved in the feedback processes. Another strategy which combine N-body simulations with semi-analytic models of galaxy formation (Cora 2006; Cora et al. 2008; Short & Thomas 2009; Short et al. 2013) have also shown the crucial role of the dynamical effects in the ICM pollution and the importance of a detailed consideration of all the feedback processes. Although the abundance profiles can be reproduced, the imprint of each feedback process in the chemical pollution is still controversial.

In this work, we study the ICM properties using a method that combines non-radiative cosmological N-body/SPH galaxy cluster simulations and a semi-analytic model of galaxy formation and evolution. The latter uses the dark matter merger trees extracted from the former to generate a realistic population of galaxies. Subsequently, the 64 nearest gas particles around each galaxy are polluted with the metals ejected from them at their corresponding ejection epoch. We evaluate the impact of a variable initial mass function (IMF) on the chemical properties of the ICM.

2. The simulations and the semi-analytic model of galaxy formation

We consider a set of three simulated galaxy clusters which have been selected from a dark matter simulation of a cosmological box with $479 h^{-1}$ Mpc of size, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\lambda = 0.7$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, a baryon density parameter of $\Omega_b = 0.039$ and $\sigma_8 = 0.9$ (Dolag et al. 2005). These clusters were resimulated using the GADGET-2 code (Springel 2005), considering the N-body technique for the treatment of the dark matter and hydrodynamics for the gas particles, including only non-radiative physics and the original formulation of viscosity within SPH. In this current work, we focus on the three clusters *G1*, *G8* and *G51* (as were originally tagged by Dolag et al. 2005), which were further analyzed by Cora et al. (2008) considering the ICM treatment presented here. We refer the reader to these last references for more details about the simulation properties.

We use the latest version of the semi-analytic model for galaxy formation *SAG* (acronym of “*Semi Analytic Galaxies*”) presented by Gargiulo et al. (2014), which is based on the version described by Cora (2006) and later improved by Lagos et al. (2008) and by Tecce et al. (2010). The modelling of galaxy properties involves the radiative cooling of the hot gas, quiescent star formation, energetic feedback from supernovae and active galactic nuclei, bulge formation

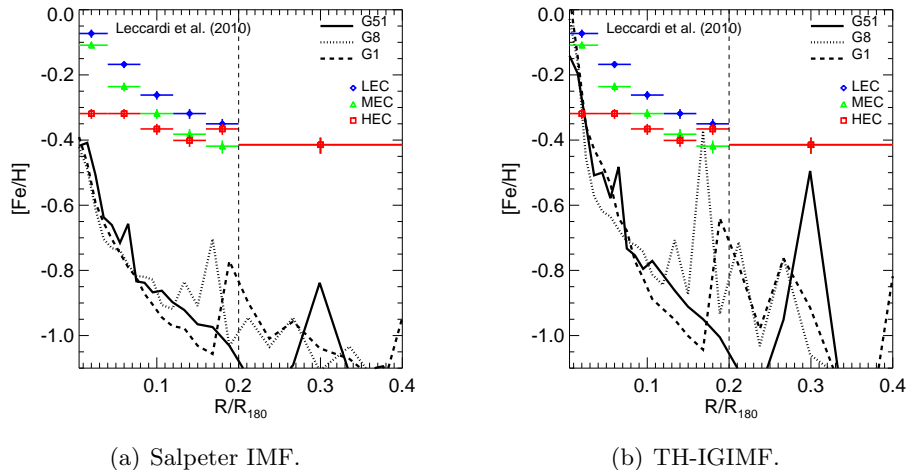


Figure 1. Radial metallicity profiles for the simulated clusters (different line-styles as indicated in the key) compared with observations for low (LEC), medium (MEC) and high (HEC) entropy core clusters (Leccardi et al. 2010), represented in blue, green and red symbols, respectively.

during starbursts triggered by galaxy mergers and disc instabilities, and chemical enrichment from stellar winds and supernovae type Ia (SNe Ia) and II (SNe II), taking into account the lifetimes of the corresponding progenitors.

The free parameters of the model which described the physical processes considered are tuned with a Particle Swarm Optimization algorithm (Ruiz et al. 2013), using as observational constraints the r -band luminosity function, the black hole vs. bulge mass relation and the redshift evolution of supernova rates.

3. Results

The IMF, which defines the amount of stars formed in different mass ranges, influences directly the chemical enrichment of galaxies. Following the results of Gargiulo et al. (2014), in this work we study the ICM chemical abundances considering two models: *i*) a population of galaxies built using a universal Salpeter stellar IMF and *ii*) a top-heavy integrated galactic stellar IMF (TH-IGIMF). This star formation-dependent IMF becomes top-heavy under extreme starburst conditions as suggested by several observational and theoretical indications (Weidner et al. 2011), and allows to recover the slope of the relation between the abundance ratio $[\alpha/\text{Fe}]$ and stellar mass typical of elliptical galaxies (Gargiulo et al. 2014). Having reproduced the chemical properties of the stellar population of galaxies is key for further analysis of the chemical pollution of the ICM.

The radial distributions of the X-ray energy-weighted iron abundance in the ICM of the simulated clusters are shown in Figure 1, and they are compared with a set of observed X-ray galaxy clusters with different core entropy Leccardi et al. (2010). These observational results show differences in the central abun-

dances of clusters with different core entropy behavior for distances lower than $0.2 R_{180}$ to the cluster center, being the metallicities higher for lower entropy cores. Nevertheless, for greater distances they exhibit similar abundance values regardless their entropy core classification. In both models presented in Figure 1 we recover the central peaks and the decreasing slope inside the $0.2 R_{180}$ radius. In the outer regions, the profiles become more flat but highly noisy. Additionally, secondary peaks appear as a result of the combination of the characteristics of the method used for distributing the chemical elements among gas particles, and the orbits of the population of satellite galaxies.

These results also show that the iron abundances in the model with the Salpeter IMF (Figure 1(a)) are lower than observed ones, but that this situation of iron deficiency is improved with the TH-IGIMF model (Figure 1(b)). This IMF is star formation dependent and the mean slope becomes progressively more flat for more massive galaxies, being more top-heavy than the Salpeter IMF for galaxies with stellar mass $\gtrsim 10^{12} M_{\odot}$ (see Gargiulo et al. 2014, for more details). This fact have several consequences. On one hand, the higher production of *alpha* elements by more massive galaxies that are then locked in stars, helping to recover the observed trend of the $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance ratio with stellar mass of elliptical galaxies. On the other, the higher SNe II rates of more massive galaxies that produce higher feedback effect and larger pollution of the ICM with iron produced by SNIa after the bulk of star formation have taken place.

In the TH-IGIMF model (Figure 1(b)), we obtain a profile which exceed the observed values towards the cluster center but are much lower in the outer regions. This feature, in addition to the spiky behavior of the profiles obtained in the non central regions in both models, calls for an alternative strategy for metal distribution in which the radius within which gas particles are polluted depends on galaxy properties, as in Cora et al. (2008), instead of assuming a fixed number of gas particles as done here.

The results presented in this work indicate that the mechanisms associated with the metal ejection from galaxies have to be refined. They are directly connected with the outflows properties that determine the distribution of metals around galaxies, which is turn depend on the IMF. Thereby, the ICM metallicity profile constitutes a strong constraint for galaxy formation models.

References

- Cora S. A., 2006, MNRAS, 368, 1540
 Cora S. A., et al., 2008, MNRAS, 386, 96
 Dolag K., et al., 2005, MNRAS, 364, 753
 Fabjan D., et al., 2010, MNRAS, 401, 1670
 Gargiulo I. D., et al., 2014, submitted to MNRAS, arXiv:1402.3296 [astro-ph.CO]
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
 Leccardi A., Rossetti M., Molendi S., 2010, A&A, 510, A82
 Matsushita K., 2011, A&A, 527, A134
 Ruiz A. N., et al., 2013, submitted to MNRAS, arXiv:1310.7034 [astro-ph.CO]
 Short C. J., Thomas P. A., 2009, ApJ, 704, 915
 Short C. J., Thomas P. A., Young O. E., 2013, MNRAS, 428, 1225
 Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
 Tecce T. E., et al., 2010, MNRAS, 408, 2008
 Weidner C., Kroupa P., Pflamm-Altenburg J., 2011, MNRAS, 412, 979

PRESENTACION MURAL

Weak lensing analysis of the galaxy cluster RX J1117.4+0743 ([VMF 98] 097)

E.J. Gonzalez ^{1,2}, M. Dominguez ^{1,2,3}, D. García Lambas ^{1,2,3}, O. Moreschi ^{2,4}, G. Foëx ⁵, J.L. Nilo Castellón ⁶, M.V. Alonso ^{1,2,3}

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

(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (UNC), Córdoba, Argentina*

(3) *Observatorio Astronómico, (UNC), Córdoba, Argentina*

(4) *Instituto de Física Enrique Gaviola, (CONICET-UNC), Córdoba, Argentina*

(5) *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile*

(6) *Departamento de Física, Universidad de La Serena, La Serena, Chile*

Abstract. We present a weak lensing analysis of the galaxy cluster RX J1117.4+0743 ([VMF 98] 097) at $z = 0.485$, based on data collected with Gemini South Telescope. The cluster was formerly analyzed by Carrasco et al. (2007, ApJ, 664, 777), and they found a large discrepancy between the mass estimated from X-ray observations and lensing estimates, exceeding the lensing mass by more than a factor three. Our result for the mass from the weak lensing analysis is lower than the mass obtained by Carrasco et al. and closer to the X-ray mass.

Resumen. Presentamos el análisis de lente débil del cúmulo de galaxias RX J1117.4+0743 ([VMF 98] 097) situado en $z = 0.485$, utilizando observaciones obtendias por el Telescopio Gemini Sur. El cúmulo fue anteriormente analizado por Carrasco et al. (2007, ApJ, 664, 777), quienes encontraron una gran discrepancia entre la masa estimada a partir de observaciones en rayos X y la obtenida a partir del análisis de lente débil, siendo la masa de lentes más de tres veces mayor. La masa que obtuvimos a partir del análisis de lente débil es menor que la obtenida por Carrasco et al. y más cercana a la masa obtenida en X.

1. Introduction

Weak and strong gravitational lensing are excellent tools to probe the projected mass distribution of clusters, with strong lensing confined to the central regions of clusters, whereas weak lensing can yield mass measurements for larger radii. Here we present a weak lensing analysis of the galaxy cluster RX J1117.4+0743 - hereafter [VMF 98] 097 - at $z = 0.485$. In this work we adopt when nece-

ssary a standard cosmological model: $H_0 = 70 h_{70} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. The pipeline

We perform a pipeline based on python language to make the lensing analysis, from the source detection to the shear profile.

We used SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) for the detection and photometry of the sources. For the object classification in stars, galaxies and false detections, we considered the position of the source in the magnitude/central flux diagram, the FWHM with respect to the seeing and the stellarity index (CLASS_STAR parameter).

For the shape measurements we used IM2SHAPE (Bridle et al. 2002). For simplicity, both the PSF and the object are modeled with a single elliptical Gaussian profile. The PSF was determined measuring the shapes of the stars as they are intrinsically pointlike objects. After cleaning the catalogue, we linearly interpolate the local PSF at each object position by averaging the shapes of the five closest stars.

The shear profile was computed by averaging the ellipticities components of background galaxies in concentric annuli around the cluster center (usually assumed to be traced by the brightest galaxy). We finally estimate the cluster mass by fitting the observed shear profile with a SIS (*Singular Isothermal Sphere*) and a NFW (*Navarro-Frenk-White*) profile using the formalism given by King & Schneider (2001).

2.1. Validation of the shape measurements with simulated data

To check the performance of our pipeline, we tested it on the DES (*Dark Energy Survey*) cluster simulation images publically available (Gill et al. 2009), with good results. This simulation consists of a sets of images, with different grades of difficulty, of sheared galaxies according to a SIS profile with a velocity dispersion of 1250 km s^{-1} .

We checked that our IM2SHAPE implementation can recover point-like objects by applying the PSF correction to each star (Figure 1). Shear profiles for images with high and low noise, are shown in Figure 2.

2.2. [VMF 98] 097

We applied our pipeline to the cluster of galaxies [VMF 98] 097, which was previously analyzed by Carrasco et al. (2007). The analysis was based on the same images that were used by Carrasco et al. The data were collected with the Gemini Multi Object Spectrograph (GMOS; Hook et al. 2004) in imaging mode at the Gemini South Telescope. The cluster was imaged through the r' and g' SLOAN filters (Fukugita et al. 1996) in optimal observing conditions (seeing disk diameter $\sim 0.7''$). Images were reduced using GEMINI/IRAF package, following the standard procedure. The completeness magnitude is $m_c \sim 26$ in the r band. Galaxies with $23.0 < r' < m_c + 1.0$, $FWHM > 5$, and ellipticities measured with a precision greater than 0.2, were selected as background galaxies. After this selection, we obtained a galaxy density of 30 arcmin^{-2} .

To estimate the geometrical factor ($\beta = D_{LS}/D_S$, where D_{LS} and D_S are the

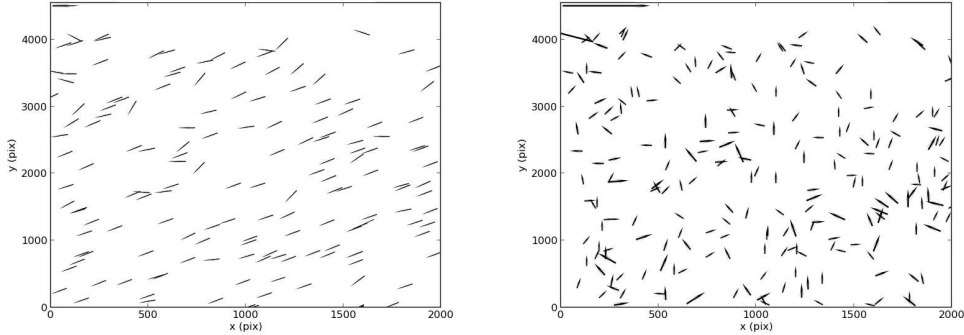


Figure 1. PSF treatment applied to stars in one of the images of the DES simulations: Semiaxis ($a \cos \theta$, $a \sin \theta$) before (*left panel*) and after (*right panel*) the PSF deconvolution, which is more randomly distributed and considerably smaller (the scale is given by the segment in the top-left corner of each panel).

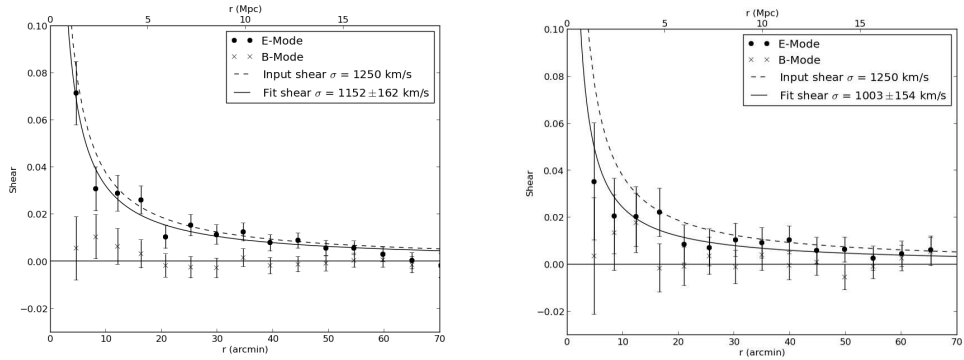


Figure 2. Shear profiles measured on the images with low (*left panel*) and high (*right panel*) noise from the DES cluster simulations. The dashed curve shows the SIS profile for the input value of σ_V and the solid one the fitted profile. The points and crosses show the E and B modes profiles, respectively.

angular distances from the lense to the sources and from the observer to the source, respectively) we used the catalogue of photometric redshifts computed by Coupon et al. (2009). We computed $\langle \beta \rangle$ once we applied the photometric selection criteria to the catalogue and taking into account the contamination by foreground galaxies setting $\beta(z_{\text{phot}} < z_{\text{cluster}}) = 0$. We obtained $\langle \beta \rangle = 0.43$. We also used this catalogue to compute the probability that, given the r' magnitude and the color ($g' - r'$), the galaxy was behind the cluster. Using this probability we perform a weighted average of the ellipticity in annular bins to compute the reduced shear.

The centre of the cluster was placed at the brightest galaxy in r' , near the region of higher density of galaxies. For the NFW profile, given that weak lensing analysis alone doesn't give enough constraint in the centre to fit the c parameter, we fixed the concentration parameter $c = 5$, and fit the mass profile with only one

free parameter, R_{200} . At a radius of 0.5 Mpc the inferred weak lensing masses from the r' image are $1.1 \times 10^{14} M_{\odot} h_{70}^{-1}$ and $7.2 \times 10^{13} M_{\odot} h_{70}^{-1}$ for the SIS and NFW profile, respectively (Figure 3).

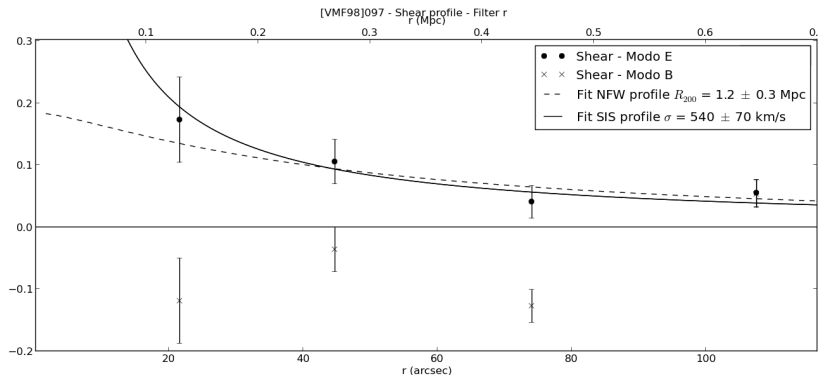


Figure 3. Shear profiles obtained for the r' image of [VMF 98] 097. The solid and the dashed lines represent the best fit of SIS and NFW profiles, respectively. The points and crosses show the E and B modes profiles averaged in annular bins, respectively.

2.3. Conclusion

We have performed a pipeline for the weak-lensing analysis of ground-based images, and tested it on simulated data. Then we applied it to the cluster [VMF 98] 097. We obtained a lower mass that is in better agreement with the X-ray mass ($7.0 \times 10^{13} M_{\odot} h_{70}^{-1}$, Carrasco et al. 2007). Also, the velocity dispersion of the SIS mass model agrees perfectly with the dynamical estimate by Carrasco et al. using spectroscopic images (590 ± 80 km/s). The disagreements in the lensing analysis, between Carrasco et al. results and ours, could be because of the differences in the IM2SHAPE implementation and in the background galaxy selection. We plan to keep testing our pipeline in order to apply it to other astronomical sources of scientific interest.

References

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&A Supplement, 117,393
 Bridle S., Gull S., Bardeau S., Kneib J.P. 2002, in Proc. Yale Cosmology Workshop: The Shapes of Galaxies and their Dark Halos, ed. N. Priyamvada (World Scientific)
 Carrasco E. R., Cypriano E. S., Lima Neto G. B., Cuevas H., Sodre Jr. L., Mendes de Oliveira C. Ramirez A., 2007, ApJ, 664,777
 Coupon J., Ilbert O., Kilbinger M., et al., 2009, A&A, 500, 981.
 Gill M.S.S., Young J.C., Draskovic J.P., et al., 2009, MNRAS, Submitted [arXiv:0909.3856]
 Hook I., Jorgensen I., AllingtonSmith J. R., et al., 2004, PASP, 116, 425.
 King L. J., & Schneider P., 2001, A&A, 369, 1

PRESENTACION MURAL

Una nueva galaxia IR con núcleo compuesto: Seyfert 1.5 y estallido de formación estelar

S.L. Lípari^{1,2,3}, D.C. Merlo¹ & M.M. Moyano^{1,3}

(1) *Observatorio Astronómico, Univ. Nac. de Córdoba (UNC).*

(2) *CONICET.*

(3) *Fac. de Matem., Astronomía y Física (FaMAF), UNC.*

Abstract. Optical aperture spectroscopy and CCD broad- and narrow-band images are presented for the barred Seyfert 1 galaxy: IRAS 22117-3903. IRAS data are also used to analyse this object.

The CTIO broad band CCD imaging show interesting morphological features: a compact nucleus with a prominent bar, two bright spiral arms, and a partial/segmented inner ring. The narrow-band imaging show that the nuclear $H\alpha$ + $[NII]$ emission is concentrate mainly in the nucleus.

We find optical spectral features characteristic of a Seyfert 1.5 nucleus; i.e., showing hydrogen emission lines with broad and narrow components. We detected high excitation emission lines ($[CaV]$ + $[FeXIV]$, $[FeVII]$).

We study the stellar population in the nuclear region. We find that the stellar population that represent quite well the nuclear stellar population is an average of spiral galaxies dominated by the old population plus a contribution of young stars. Physical conditions are derived for the narrow emission line region; and we detected very high electron temperature ($T_e=44000-45000$ K), untypical for the ordinary AGNs and probably associated to shocks in a starburst component.

Finally, at the optical and IR wavelength, we find properties typical of an nucleus with compound nature, in good agreement with the AGN/QSOs evolutionary model of Lípari & Terlevich (2006, MNRAS, 368, 1001).

Resumen. En este trabajo se presenta espectroscopía óptica de apertura e imágenes CCD en banda ancha y angosta para la galaxia barrada Seyfert 1 IRAS 22117-3903, utilizándose también datos IRAS.

Las imágenes CCD en banda ancha muestran interesantes características morfológicas: un núcleo compacto con una barra prominente, dos brazos espirales brillantes y un anillo interior parcialmente segmentado. Las imágenes en banda angosta muestran que la emisión nuclear $H\alpha$ + $[NII]$ está concentrada principalmente en el núcleo compacto.

De los espectros ópticos del núcleo encontramos rasgos característicos correspondientes a Seyfert 1.5. Detectamos, asimismo, líneas de emisión de alta excitación.

También estudiamos la población estelar de la región nuclear. Encontramos que el modelo que mejor representa la población estelar es un promedio entre galaxias espirales con población vieja más la contribución de estrellas jóvenes. Las condiciones físicas fueron derivadas de la región de formación de líneas de emisión angosta, detectando temperaturas electrónicas muy elevadas ($T_e=44000-45000$ K), atípicas para los AGNs estándar y probablemente relacionada con una componente “*starburst*”.

Con los datos ópticos e infrarrojos hallamos características de un núcleo compuesto (AGN+“*starburst*”).

1. Introducción

Existen tres modelos que explican las observaciones de AGNs, y su versión más energética los QSOs: (1) Modelo Estándar y Unificado de AGNs; (2) Modelo de “*Starburst*” (SB) para AGNs de baja luminosidad; y (3) Modelos Compuestos, donde se combinan agujeros negros supermasivos con discos de acreción y SB. Nuestro grupo internacional de “Estudio de Evolución de AGNs y QSOs” viene analizando teórica y observacionalmente el Modelo Evolutivo, Compuesto y Explosivo, habiendo obtenido importantes resultados (Lípari 1994; Lípari et al. 2005, 2009a,b, 2012, 2013). Una síntesis detallada de nuestros principales trabajos en astrofísica se ha realizado para el libro-review “*Fifty Years of QSOs*” Lípari et al. (2013). El estudio de las galaxias infrarrojas luminosas ($L_{IR} > 10^{10} L_{\odot}$) ha sido un tema de gran interés en las últimas dos décadas. Observaciones IRAS han revelado que las galaxias espirales barradas tienen colores IR característicos de actividad de formación estelar en las regiones nucleares y circumnucleares.

IRAS 22117-3903 es una galaxia espiral luminosa IR con un AGN tipo Seyfert 1 y una barra prominente. Está ubicada a $z=0.0397$ y fue identificada en nuestro “*survey hot of IRAS galaxy*” del hemisferio sur como candidata a AGN. Presenta una luminosidad IR de $\log(L_{IR}/L_{\odot})=10.5$.

2. Observaciones y reducciones

Se analizaron observaciones de IRAS 22117-3903: imágenes CCD en la banda ancha del filtro R y en la banda angosta de H_{α} , obtenidas en el telescopio CTIO de 1.5 m, con una escala de $0.55''/\text{px}$ en el detector TI-CCD y un seeing $\simeq 1.2''$ (FWHM). Los espectros fueron obtenidos utilizando la “*Z-machine*” en el telescopio de 2.15 m de CASLEO, durante tres noches fotométricas (1989-1990), con una dispersión de $120 \text{ \AA}/\text{mm}$, una resolución efectiva de 5 \AA y una cobertura espectral de $\lambda\lambda 4400-7200 \text{ \AA}$. Las mediciones se realizaron con dos ranuras (con aperturas de $3 \times 6 \text{ arcsec}^2$ en el cielo) separadas $37''$, para la medición simultánea del objeto y del cielo. Los datos fueron reducidos con el software IRAF. Además, estos datos forman parte de nuestras observaciones de alta calidad del programa “*Warm IR Galaxies and AGNs-QSOs*” (que se está realizando desde 1988 al presente y que incluyen datos de los principales Observatorios Internacionales).

3. Análisis de las imágenes

Las Figs. 1 muestran, en bandas anchas R y V, un núcleo compacto con una prominente barra, dos brazos espirales brillantes y un anillo interior segmentado. Ambas figuras muestran a la galaxia “face-on”, permitiendo clasificarla como SB(r')b. En $H\alpha+[NII]$ la imagen muestra la emisión del núcleo y regiones HII.

4. Análisis de los espectros: Seyfert 1.5 y población estelar

La Fig. 2 (sup.) muestra las típicas características espectrales de un AGN tipo Seyfert 1.5, es decir, líneas de emisión permitidas de H con componentes anchas (b) y angostas (n) bien separadas ($FWHM \simeq 5000 \text{ km s}^{-1}$ (b) y 500 km s^{-1} (n)). También detectamos líneas de emisión de alta excitación ($[CaV] 5309+[FeXIV] 5303$, $[FeVII] (6087,5721,5159)$ y $FeII 4500-4680$ (mult. 37 y 38)). La emisión del AGN se encuentra generalmente superpuesto con la de la población estelar, por lo que es importante disponer de “*templates*” de estas poblaciones para poder extraer la emisión del gas ionizado y estudiar la contribución de la componente estelar. Empleando en las “*templates*” de Bica & Alloin (1987) los anchos equivalentes del Mg I medidos ($W \simeq 5 \text{ \AA}$) para $\lambda\lambda 5155-5186$ y la forma del continuo, obtuvimos que el “*template*” S3 representaría mejor la población estelar. El mismo es un promedio entre una galaxia espiral dominada por una población vieja más la contribución de estrellas jóvenes.

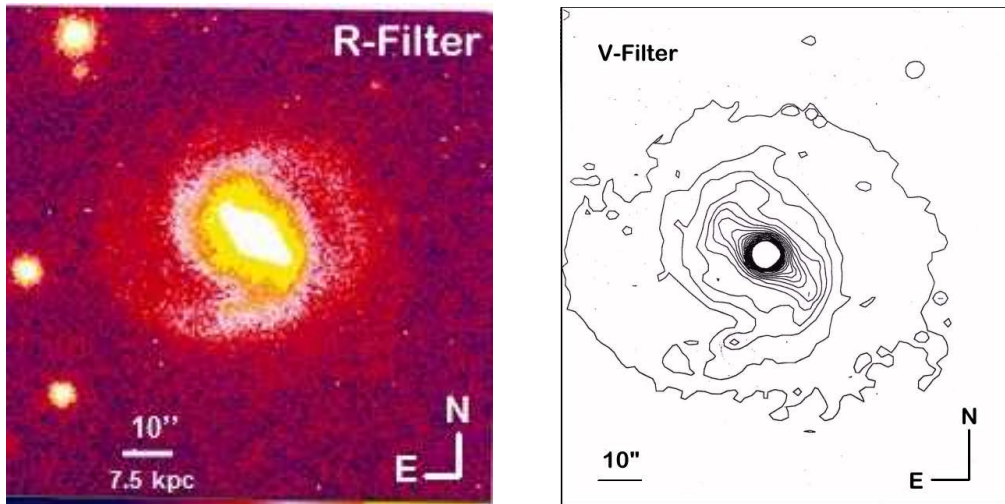


Figura 1. IRAS 22117-3903: imágenes de CTIO en banda ancha R y V.

5. Condiciones físicas (espectro óptico)

Las condiciones físicas fueron derivadas a partir de la región de formación de líneas de emisión angostas ($[O III]$); se midieron temperaturas electrónicas muy elevadas ($T_e=44000-45000 \text{ K}$), valores atípicos para AGNs ($10^4-2 \times 10^4 \text{ K}$).

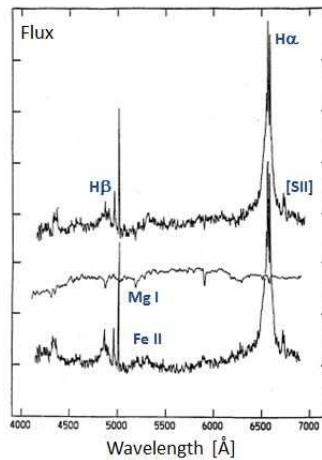


Figura 2. IRAS 22117-3903. Espectro observado (arriba), modelo de Bica & Alloin (medio) y espectro observado sustraído el modelo (abajo).

Hemos analizado previamente y en detalle que altas temperaturas electrónicas (como en este AGN) solo pueden explicarse con la presencia de *shocks* asociados a viento estelar (cuando existen evidencias de SB; Lípari et al. 1993).

6. Continuo y colores IR

De los datos IRAS del continuo y colores IR ($a(100,60)=-0.58$ y $a(60,25)=-0.61$), nuestro diagrama de diagnóstico de actividad de núcleos de galaxias muestra que éstos son compatibles con la región intermedia entre luminosidades tipo cuerpo negro y ley de potencia (Lípari 1994), por lo que el núcleo sería compuesto.

7. Conclusiones

Analizando datos ópticos y del IR, obtuvimos que IRAS 22117-3903 sería una galaxia IR con naturaleza compuesta en su núcleo, tal como lo predice nuestro modelo evolutivo de AGN/QSOs (Lípari & Terlevich 2006).

Referencias

- Bica, E. & Alloin, D.: 1987, *A&A*, 186, 49.
 Lípari, S.: 1994, *ApJ*, 436, 102.
 Lípari, S. & Terlevich, R.: 2006, *MNRAS*, 368, 1001.
 Lípari, S., Tsvetanov, Z. & Macchetto, F.: 1993, *ApJ*, 405, 186.
 Lípari, S., et al.: 2005, *MNRAS*, 360, 416.
 Lípari, S., et al.: 2009a, *MNRAS*, 392, 1295.
 Lípari, S., et al.: 2009b, *MNRAS*, 398, 658.
 Lípari, S., et al.: 2013, *“Fifty Years of QSOs”*, Onofrio et al.(eds.), Springer-Verlag, 245.
 Lípari, S., et al.: 2013, *“Evolución de QSOs y AGNs”*, Edit. Univ.Nac.Cba., Argentina.

PRESENTACION ORAL

Cúmulos globulares en galaxias elípticas aisladas: el peculiar caso de NGC 7507

J.P. Caso^{1,2}, T. Richtler³, L. Bassino^{1,2}

¹*Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP*

²*Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata CONICET, UNLP)*

³*Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. We present results of the study of the globular cluster system of NGC 7507. The number of members of the system is calculated, and compared with other elliptical galaxies from literature.

Resumen. Presentamos resultados del estudio del sistema de cúmulos globulares de NGC 7507. Se analiza su número de miembros, y se lo compara con aquellos de galaxias elípticas obtenidas de la literatura.

1. Introducción

Dado que las galaxias elípticas se hallan principalmente en grupos y cúmulos, las galaxias elípticas aisladas, como NGC 7507, son escasas. La existencia de una correlación entre el tamaño del sistema de cúmulos globulares (SCGs) de una galaxia y la densidad local de galaxias fue propuesto hace tiempo (West 1993). Si bien trabajos recientes consideran que la masa estelar de una galaxia es el factor determinante en el tamaño de su SCGs (e.g., Harris et al. 2013), varios estudios de galaxias elípticas aisladas (e.g., Spitler et al. 2008; Lane et al. 2012) indican bajas frecuencias específicas¹.

2. Reducción y fotometría

Las imágenes utilizadas en el presente trabajo fueron tomadas con la cámara MOSAIC II, montada en el telescopio Blanco de 4-m en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, en los filtros *C* de Washington y *R* de Kron-Cousins.

La reducción de las observaciones fue realizada mediante las tareas del paquete MSCRED dentro de IRAF. Las imágenes finales fueron combinadas a partir de 4 imágenes de 720 s en el filtro *R* y cinco imágenes de 1800 s en el *C*. Se realizó la fotometría de candidatos a CGs en el modo usual, siendo considerados como objetos puntuales dada la distancia a la que se encuentra NGC 7507

¹La frecuencia específica para una galaxia fue definida por Harris & van den Bergh (1981) como $S_N = N_{CGs} \times 10^{-0.4 \times (M_V + 15)}$

(23.22 ± 1.8 Mpc, Salinas et al. 2012). La fotometría se realizó mediante DAOPHOT/IRAF, construyendo una PSF espacialmente variable para cada filtro. La selección final de objetos puntuales se realizó en función de los parámetros *sharpness* y χ^2 , calculados por la tarea ALLSTAR. Se aplicaron correcciones de apertura, enrojecimiento interestelar y absorción galáctica.

Se añadieron un total de 10 000 estrellas artificiales en los filtros *R* y *C*. Luego se realizó la fotometría de estas nuevas imágenes en forma análoga a las originales. A partir de esto, estimamos que en torno a la galaxia el 75 % de los CGs es alcanzado en $T_1 \approx 22.3$, mientras que el 40 % se obtiene en $T_1 \approx 24$.

Consultar los detalles de la reducción y fotometría en Caso et al. (2013).

3. Resultados

3.1. Estimación del número total de CGs

Considerando el tamaño del campo de visión de MOSAIC II, en esta oportunidad hemos explorado la posibilidad de que las funciones de completitud de la región de ciencia y la región de comparación puedan presentar variaciones. La región de ciencia abarca $7'$ en torno a NGC 7507, lo cual comprendería la extensión total del SCGs (Caso et al. 2013). La región de comparación está ubicada a $\approx 20'$ del centro de NGC 7507, con un área de ~ 213 arcmin².

Para ambas regiones calculamos el porcentaje de completitud de la fotometría, en el rango $19.5 < T_1 < 24.25$, con paso $\delta(T_1) = 0.25$. En el panel derecho de la Fig. 1 se grafican las curvas de completitud de la región de ciencia (círculos anaranjados) y de la región de comparación (cuadrados azules). El comportamiento de ambas curvas es similar para $T_1 \leq 23.5$. Sin embargo, en el extremo débil de la función se evidencia una discrepancia, que resultaría en una sobreestimación del número de objetos en esos rangos.

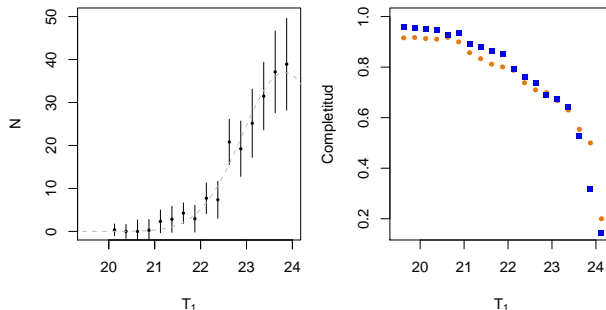


Figura 1. En el panel izquierdo se muestra la FL de los CGs, corregida contaminación y completitud. En el panel derecho se grafica la función de completitud en torno a NGC 7507 (círculos anaranjados) y en la región de comparación (cuadrados azules).

En el panel izquierdo de Fig. 1 se muestra la distribución de CGs en función de la magnitud T_1 , corregido por contaminación e incompletitud. El paso utilizado es $\delta(T_1) = 0.25$, y los errores se consideran *poissonianos*. A fin de calcular los parámetros de la función de luminosidad (FL), tenemos en cuenta que poblaciones de CGs viejas presentan una FL gaussiana, donde su máximo en

el filtro V es ≈ -7.4 (e.g., Jordán et al. 2007). Adoptando para NGC 7507 el módulo de distancia $m-M = 31.83 \pm 0.17$ (Salinas et al. 2012; Caso et al. 2013) y las transformaciones entre filtros $(V - R) = 0.6$ (Prugniel & Heraudeau 1998) y $R - T_1 = 0.02$ (Geisler 1996), el máximo de la FL sería $T_1 = 23.85$. Fijando este valor, el ajuste de los parámetros restantes y la posterior integración de la FL arroja que el SCGs posee 350 ± 50 miembros. Si consideramos $M_V = -22.16$ (Caso et al. 2013), resulta $S_N = 0.48 \pm 0.15$. Estos valores, si bien son menores que los publicados en Caso et al. (2013), no difieren drásticamente.

3.2. Comparación con la literatura

En años recientes otros parámetros destinados a estimar la riqueza del SCGs de una determinada galaxia han sido publicados en literatura. Entre ellos podemos mencionar T_N (Zepf & Ashman 1993) y V_N (Spitler et al. 2008), definidos como la razón entre el número de CGs y la masa estelar en unidades de $10^9 M_\odot$ o la masa del halo, en unidades de $10^{11} M_\odot$, respectivamente.

En la Figura 2 se observa T_N en función de la masa estelar (panel superior) y V_N en función de la masa de halo (panel inferior) para NGC 7507, y un conjunto de galaxias elípticas obtenidas de la literatura (Jensen et al. 2003; Spitler et al. 2008; Deason et al. 2012; Dirsch et al. 2003.; Schuberth et al. 2010.; Faifer et al. 2011; Humphrey et al. 2006; Kissler-Patig et al. 1996; Perrett et al. 1997; Rhode & Zepf 2001; Norris et al. 2012; Wehner et al. 2008; Richtler et al. 2011; Bassino et al. 2008; Gómez & Richtler 2004; Napolitano et al. 2009.; Foster et al. 2011; Peng et al. 2008; Strader et al. 2011, y Caso et al. 2014, *aceptado*). La masa estelar fue calculada a partir de la magnitud de las galaxias en el filtro V , considerando un cociente masa-luminosidad $M/L = 10.25$ (Spitler et al. 2008).

Hemos visto en la sección anterior que la escasa cantidad de CGs que presenta el sistema de NGC 7507 se traduce en una muy baja S_N . En el panel superior de la Fig. 2 observamos que esto también sucede al considerar T_N , lo cual es esperable dada la relación entre luminosidad y masa estelar para galaxias de un tipo morfológico determinado. Similares valores de T_N presentan algunas galaxias elípticas de menor masa. En cambio, aquellas con masas similares o superiores a NGC 7507, cumplen $T_N \gtrsim 2$. También pueden distinguirse sistemas sobresalientes por su elevado T_N , como NGC 3311 o NGC 4486, ambas galaxias dominantes de cúmulos de galaxias masivos.

En el panel inferior de la Fig. 2 se grafica para la misma muestra de galaxias el parámetro V_N en función de la masa del halo. En este caso, NGC 3311 y NGC 4486 presentan valores de V_N similares a los de la mayoría de las galaxias. Por el contrario, NGC 7507 se encuentra en el grupo de galaxias que, por presentar una baja masa del halo, alcanzan valores elevados de V_N . Entre estas galaxias se encuentran NGC 3268 y NGC 3923 que, con similar masa estelar que NGC 7507, poseen un SCGs mucho más rico (ver panel superior de la Fig. 2).

Lo expuesto anteriormente podría implicar que, tanto la masa estelar de una galaxia como la masa de su halo serían relevantes a la hora de estudiar la conformación de su SCGs, y por ende su actual riqueza.

Referencias

Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145

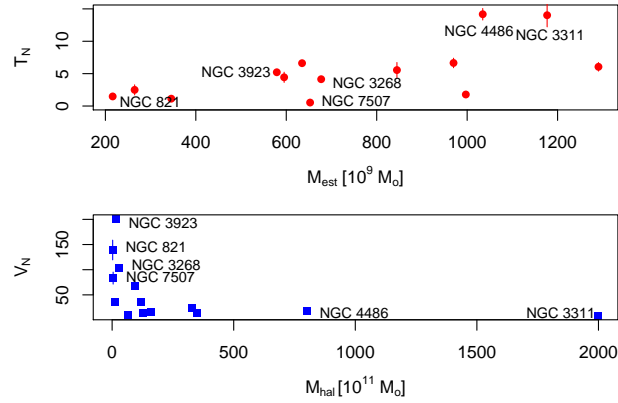


Figura 2. Parámetros T_N (Zepf & Ashman 1993, panel superior) y V_N (Spitler et al. 2008, panel inferior) en función de la masa estelar (M_{est}) y masa del halo (M_{hal}), respectivamente, para NGC 7507 y una muestra de galaxias elípticas obtenidas de la literatura.

- Caso J. P., et al., 2013, A&A, 555, A56
 Deason A. J., et al., 2012, ApJ, 748, 2
 Dirsch B., et al., 2003, AJ, 125, 1908
 Dirsch B., Schubert Y., Richtler T., 2005, A&A, 433, 43
 Faifer F. R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Foster C., et al., 2011, MNRAS, 415, 3393
 Geisler D., 1996, AJ, 111, 480
 Gómez M., Richtler T., 2004, A&A, 415, 499
 Harris W. E., Harris G. L. H., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
 Harris W. E., van den Bergh S., 1981, AJ, 86, 1627
 Humphrey P. J., et al., 2006, ApJ, 646, 899
 Jensen J. B., et al., 2003, ApJ, 583, 712
 Jordán A., et al., 2007, ApJS, 171, 101
 Kissler-Patig M., Richtler T., Hilker M., 1996, A&A, 308, 704
 Lane R. R., Salinas R., Richtler T., 2012, ArXiv e-prints
 Napolitano N. R., et al., 2011, MNRAS, 411, 2035
 Napolitano N. R., et al., 2009, MNRAS, 393, 329
 Norris M. A., et al., 2012, MNRAS, 421, 1485
 Peng E. W., et al., 2008, ApJ, 681, 197
 Perrett K. M., et al., 1997, AJ, 113, 895
 Prugniel P., Heraudeau P., 1998, A&AS, 128, 299
 Rhode K. L., Zepf S. E., 2001, AJ, 121, 210
 Richtler T., et al., 2011, A&A, 531, A119
 Salinas R., et al., 2012, A&A, 538, A87
 Schubert Y., et al., 2010, A&A, 513, A52
 Schubert Y., et al., 2012, A&A, 544, A115
 Spitler L. R., et al., 2008, MNRAS, 385, 361
 Strader J., et al., 2011, ApJS, 197, 33
 Wehner E. M. H., et al., 2008, ApJ, 681, 1233
 West M. J., 1993, MNRAS, 265, 755
 Zepf S. E., Ashman K. M., 1993, MNRAS, 264, 611

PRESENTACION ORAL

Estudio del sistema de cúmulos globulares de la galaxia lenticular NGC 6861: en busca de evidencias de una fusión.

C.G. Escudero^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, J.P. Calderón^{1,2} & J.P. Caso^{1,2}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP-CONICET)*

Abstract. We present a photometric study of the globular cluster system (GCS), associated to the lenticular galaxy NGC 6861. It is based on GEMINI/GMOS images in the filters g' , r' , i' of three fields, one of them centered on the galaxy. Studying the colour-magnitude diagram of the system, we detect the presence of at least two populations of GCs (“blue” and “red”) and the presence of the phenomenon known as “blue-tilt”. However, analyzing the colour distribution we infer the existence of a third population with intermediate colours which could be interpreted as evidence of a past interaction or fusion event.

Resumen. Presentamos un estudio fotométrico del sistema de cúmulos globulares (SCG) asociado a la galaxia lenticular NGC 6861. El mismo se basa en imágenes GEMINI/GMOS en los filtros g' , r' , i' de tres campos, uno de ellos centrado en la galaxia. Mediante el análisis del diagrama color-magnitud se detecta la existencia de al menos dos poblaciones de CGs, “azules” y “rojos”, y del fenómeno conocido como “*blue-tilt*” en la primera de ellas. Por su parte, se infiere de la distribución de colores integrados la posible existencia de una tercera población con colores intermedios, la cual indicaría que NGC 6861 ha sufrido al menos un evento de interacción o fusión en el pasado.

1. Introducción

Estudios en rayos-X realizados por Machacek et al. (2010) en base a observaciones de Chandra, indican que la galaxia lenticular (S0) NGC 6861 ($d \sim 28.1$ Mpc) junto con NGC 6868, serían las respectivas galaxias dominantes de dos subgrupos en proceso de fusión. De este escenario se infiere entonces que dichas galaxias muy probablemente han sufrido encuentros y/o interacciones en el pasado. El objetivo final de este trabajo es caracterizar el SCG de NGC 6861 e intentar obtener información sobre el pasado evolutivo de la misma.

2. Observaciones y fotometría

Se emplearon imágenes obtenidas mediante el instrumento *Gemini Multi-object Spectrograph* GMOS (Hook et al. 2004) en modo imagen (GS-2010B-Q-2: PI Lilia

P. Bassino), instalado en el telescopio Gemini Sur. Las mismas fueron tomadas en los filtros g' , r' e i' , con excelentes condiciones de *seeing* (0.43 a 0.88 arcsec). Los detalles de la fotometría y los criterios de selección de candidatos a CGs fueron presentados en Escudero et al. (2012).

3. Distribución de colores integrados

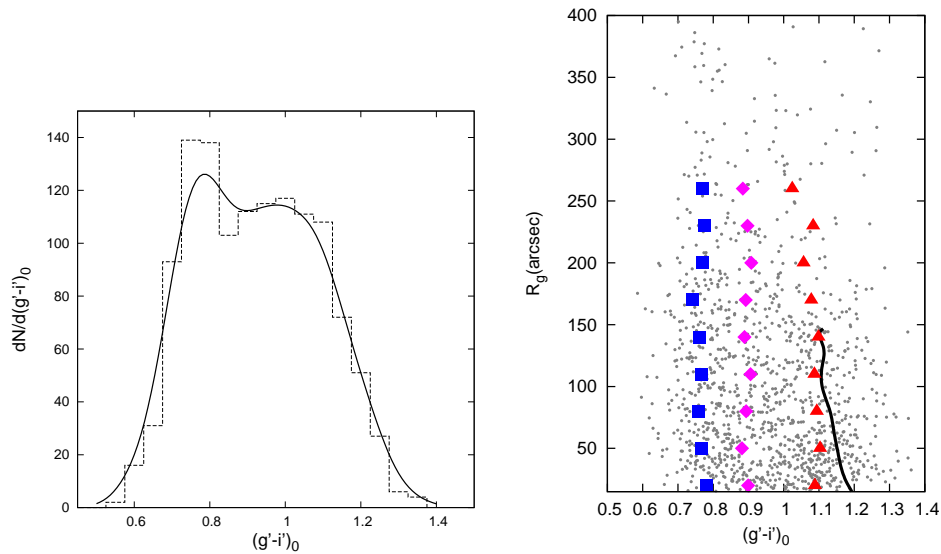


Figura 1. *Panel izquierdo:* Histograma de colores $(g' - i')_0$ para los candidatos a CGs. La línea sólida representa la distribución suavizada mediante un “kernel” gaussiano. *Panel derecho:* Diagrama $(g' - i')_0$ vs. radio galactocéntrico proyectado (R_g). Los triángulos rojos, rombos magenta y cuadrados azules, representan valores medios en color para las poblaciones “roja”, “intermedia” y “azul”, respectivamente. La línea negra sólida corresponde al color de la región interna del halo de NGC 6861.

Se presenta en la Figura 1 (panel izquierdo) el histograma de colores $(g' - i')_0$ para la muestra de ~ 1300 candidatos a CGs, el cual se obtuvo mediante conteos en intervalos de 0.05 mag. En la misma figura se muestra el histograma suavizado obtenido mediante el empleo de un “kernel” gaussiano con $\sigma=0.05$ mag (línea sólida). Utilizando el algoritmo estadístico “Gaussian Mixture Model” (GMM; Muratov & Gnedin 2010) se determinó que las subpoblaciones “azul” y “roja” presentan colores medios y dispersiones de 0.794 ± 0.011 ($\sigma=0.076 \pm 0.007$) y 1.051 ± 0.015 ($\sigma=0.120 \pm 0.007$), respectivamente. Es de resaltar la considerable dispersión encontrada aquí para los CGs “rojos”, la cual resulta similar a la hallada por Blom et al. (2012) para la galaxia NGC 4365, donde existe evidencia de una tercera subpoblación de CG con colores intermedios. En la Figura 2 se presentan histogramas suavizados del SCG de NGC 6861, correspondientes a cuatro intervalos de radio galactocéntrico, conteniendo cada uno unos 315 candidatos. Se aprecia en la misma, que como es usual, los CGs “rojos” dominan en la región interna del sistema, mientras que los CGs “azules” dominan la zona

externa. Además de ello, es posible apreciar una sobre-densidad de objetos con colores $0.9 < (g' - i)_0 < 1.0$, que sobreviven aún en las zonas externas.

En diferentes galaxias de tipo temprano, ha sido detectado que el color medio de la población “roja” resulta similar al color integrado del halo en las zonas internas o bulbo. Esto sugiere una relación entre la mencionada población de CGs y dicha componente estelar Forte et al. (2007). En el caso de NGC 6861 se encuentra que al separar en tres subpoblaciones su SCGs, se recupera el comportamiento antes mencionado (Ver Figura 1, Panel derecho).

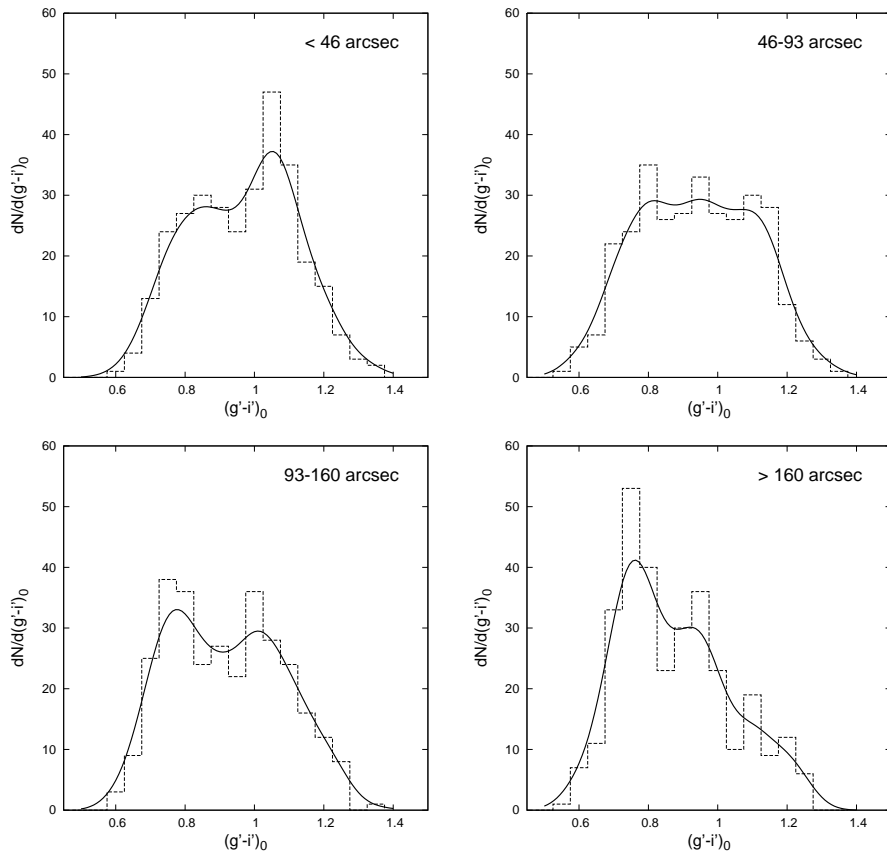


Figura 2. Distribución de colores integrados de los candidatos a CGs, separados en cuatro intervalos de radio galactocéntrico. La línea sólida representa la distribución obtenida suavizando el histograma con un “kernel” gaussiano.

4. Relación color-luminosidad en los CGs azules

Como fuera indicado por Escudero et al. (2012), los candidatos a CGs “azules” de NGC 6861 parecen mostrar una relación color-magnitud. Esto es, a medida que nos movemos hacia luminosidades mayores, estos tienden a ser más rojos. Tal fenómeno, conocido como “*blue-tilt*”, usualmente es interpretado como una relación masa-metalicidad. La explicación física propuesta por Strader & Smith

(2008), Bailin & Harris (2009) se basa en el autoenriquecimiento durante la etapa de formación de los cúmulos. Para caracterizar esta relación, y como primera aproximación, se obtuvieron los colores medios de la subpoblación “azul” en intervalos de 0.4 mag. Se ajustó luego una recta a dichos valores, obteniéndose una pendiente de $-0.015(\pm 0.006)$ (Ver Figura 3).

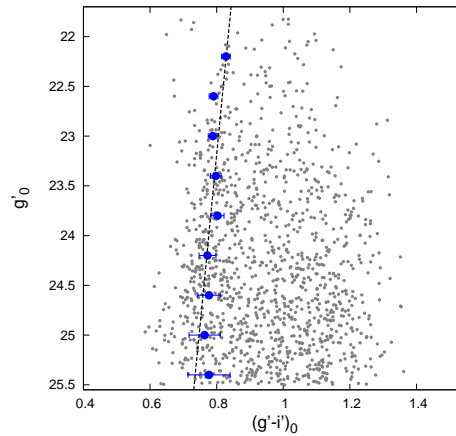


Figura 3. Diagrama color-magnitud $(g' - i')_0$ vs. g'_0 , donde se observan los valores medios del color, y el ajuste obtenido para la subpoblación “azul”.

5. Conclusiones

Se analizó la distribución de colores integrados de ~ 1300 candidatos a CGs pertenecientes a la galaxia S0 NGC 6861, y se ha estimado por primera vez la pendiente de la relación color-luminosidad presentada por la subpoblación de CGs azules de esta galaxia. Se presentaron histogramas suavizados para diferentes radios galactocéntricos y se obtuvieron colores medios en función de R_{gal} . Estos últimos resultados, juntos con los presentados por Escudero et al. (2012), constituyen indicios de que NGC 6861 presentaría una subpoblación de CGs con colores intermedios. Dado que se cree que la formación de CGs requiere de gran cantidad de gas e intensos brotes de formación estelar, como los desencadenados durante interacciones y/o fusiones, dicha subpoblación podría estar asociada a algún evento de este tipo ocurrido en el pasado.

Referencias

- Bailin J., Harris W., 2009, ApJ, 695, 1082
 Blom C., Spitler L. R., Forbes D. A., 2012, MNRAS, 420, 37
 Escudero C. G., et al., 2012, BAA, 55, 281
 Forte J. C., Faifer F. R., Geisler D., 2007, MNRAS, 382, 1947
 Hook I. M., et al., 2004, PASP, 116, 425
 Machacek M. E., et al., 2010, ApJ, 711, 1316
 Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
 Strader J., Smith G. H., 2008, AJ, 136, 1828

PRESENTACION ORAL

Study of photo-polarimetric microvariability in the blazars 1ES 1959+650 and HB89 2201+044

M. S. Sosa^{1,2}, S. A. Cellone^{1,2}, I. Andruchow^{1,2}, C. von Essen³

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata (UNLP)*

(3) *Institut für Astrophysik Göttingen, F.-Hund-Pltz. 1, Germany*

Abstract. We present a study carried out to determine variations in scales ranging from hours to days, both in the total flux and optical linear polarization in two blazars: 1ES 1959+650 and HB89 2201+044. Both blazars are relatively nearby active galactic nuclei (AGN), so their host galaxies are well resolved, having accurately measured photometric parameters. This allowed us to apply models that take into account the depolarizing effect introduced by the (un-polarized) light of the galaxy, and, at the same time, to evaluate any spurious variation in polarization time-curves due to variable seeing conditions, that affect differently the (point-like) core and the (extended) host galaxy. Our results provide information on the optical behavior of high energy blazars, taking advantage of a scarcely explored technique as optical polarimetry with high-temporal resolution.

Resumen. Se presenta el estudio realizado para determinar variaciones en escalas temporales que van de horas a días, tanto en el flujo total como en la polarización lineal óptica de dos blazares: 1ES 1959+650 y HB89 2201+044. Estos blazares son núcleos galácticos activos (AGN) relativamente cercanos, cuyas galaxias anfitrionas están bien resueltas espacialmente, y tienen parámetros fotométricos determinados con precisión. Esto nos ha permitido aplicar modelos que tienen en cuenta el efecto depolarizador introducido por la luz (no polarizada) de la galaxia, evaluando al mismo tiempo cualquier variación espuria en las curvas temporales de polarización debidas a condiciones variables de seeing, que afectan en forma diferente al núcleo (puntual) y a la galaxia anfitriona (extendida). Estos resultados además de proveer información sobre el comportamiento óptico de los blazares detectados a altas energías, nos han permitido utilizar técnicas poco exploradas pero con buen desarrollo es nuestro país, como es el caso de la polarimetría óptica.

1. Introduction

Blazars constitute the most extreme subclass of active galactic nuclei (AGN). In this paper we present results from the study of two of them: 1ES 1959+650 and HB89 2201+044. The first is a High-energy peaked BL Lac (HBL), detected

at TeV energies by HESS (High Energy Stereoscopic System) and Fermi-LAT (Fermi-Large Area Telescope), at $z = 0.048$, while the second is a Low-energy peaked BL Lac (LBL) at $z = 0.027$. Isolated polarimetric measurements exist in the literature for both objects: $P = 2.92\%$ for 1ES 1959+650, $P = 1.1 - 1.5\%$ for HB89 2201+044; however these relatively low polarization percentages have not been corrected by the effect of unpolarized host galaxy light.

We report here the results obtained from the photopolarimetric data. They are part of a broader study that aims at obtaining a statistically significant picture of the variability properties of optical polarized emission in HBL and LBL blazars. An accurate characterization of the effects of the host galaxy light on polarization measurements of blazars is a mandatory first step to be achieved.

2. Observations and data reduction

The instrument used for the study was Calar Alto Faint Object Spectrograph (CAFOS) in its imaging polarimetric mode, at the Calar Alto (Spain) 2.2 m telescope. The observations were carried out in the framework of a collaboration with researchers from Hamburger Sternwarte, University of Hamburg, Germany.

This instrument has a Wollaston prism plus a rotatable half-wave plate (Patat & Taubenberger 2011), thus producing two orthogonally polarized images, ordinary (O) and extraordinary (E), of each object on the focal plane. In addition, a mask with alternate blind and clear stripes is placed before the detector. This procedure improved the signal noise ratio (S/N), although half of the field is lost.

Using this instrument we have one polarimetric data point for every four photometric data. This allowed us to study both the photometric and polarimetric behaviours of our targets at the same time.

The usual bias and flat calibrations were performed for image processing using standard routines within the IRAF¹ package.

Before the photometry, all science frames were multiplied by a virtual mask consisting of 1 and 0 values to avoid contamination of the E image on the O images and viceversa. Photometry was performed using the IRAF MULTIFOT task developed by our working group. Then, we run ad-hoc tasks for CCD polarimetry also developed by our group: TPOL and POLAR. The first creates a table for the CCD polarimetry from a set of output files of the IRAF task PHOT. The second task calculates and plots the degree of polarization as a function of time for each object in the field.

3. Analysis

We obtained the linear polarization (P) and position angle (θ) for both blazars using equations that can be found in e.g. Lamy & Hutsemékers (1999). For each object in the field, including the blazar, we calculated the average polarization

¹IRAF 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 NSF, USA

(in the Q, U plane) for a 3 arcsec radius photometric aperture (which maximizes S/N, see Howell 1989), and plotted the polarization vectors for each object. We estimated a value of the Galactic polarization considering field stars with a polarization vector almost parallel to each other and much smaller than the polarization of the blazar as representative of interstellar polarization. Using a 3 arcsec aperture radius, we obtained $\langle P_{\text{obs}} \rangle = 6.41 \pm 0.26\%$ and $\langle P_{\text{Gal}} \rangle = 0.73\%$ for 1ES 1959+650 and $\langle P_{\text{obs}} \rangle = 0.16 \pm 0.28\%$ and $\langle P_{\text{Gal}} \rangle = 0.28\%$ for HB89 2201+044.

We explored the depolarizing effect of the host galaxy by plotting P_{obs} against aperture radius (Fig.1); as expected, the observed polarization decreases for large apertures, for which the contribution of unpolarized flux from the host galaxy dominates. Note that for HB89 2201+044, while for the larger apertures its polarization is consistent with 0%, a low but significant polarization ($\sim 0.5\%$) is measured through the smallest aperture.

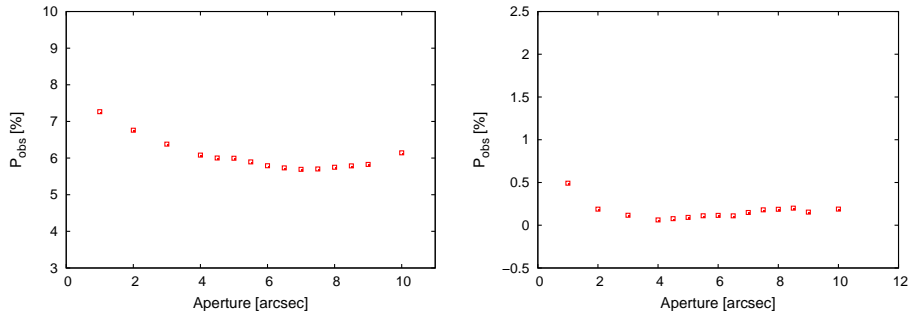


Figure 1. Curve of the polarization degree $\langle P_{\text{obs}} \rangle$ as a function of the photometric apertures. *Left*: 1ES 1959+650 *Right*: HB89 2201+044.

On the other hand, since the brightness distributions of the host galaxy and the nucleus are different, any seeing variation will affect each component in different proportions. Hence, spurious effects on the polarization variability may be induced by changes in the atmospheric seeing, which affects the relative contribution of (partially polarized) AGN and (unpolarized) host within the aperture. We checked for this effect by comparing the variations in time of the polarization with the behavior of the FWHM. No significant seeing-induced spurious variations in P were detected.

4. Results

There appears to be significant inter-night variability for 1ES 1959+650, although with a moderate amplitude, while HB89 2201+044 seems to have no significant inter-night variability.

In order to study how can the observed optical flux from the AGN's be affected by seeing variations we applied a model that is based on a mathematical convolution (see Andrichow et al. 2008).

The resulting graphics can be seen in Figure 2, where the α parameter quantifies the estimated intrinsic polarization of the light from the nucleus. We can see that for the case of 1ES 1959+650 the α parameter follows the be-

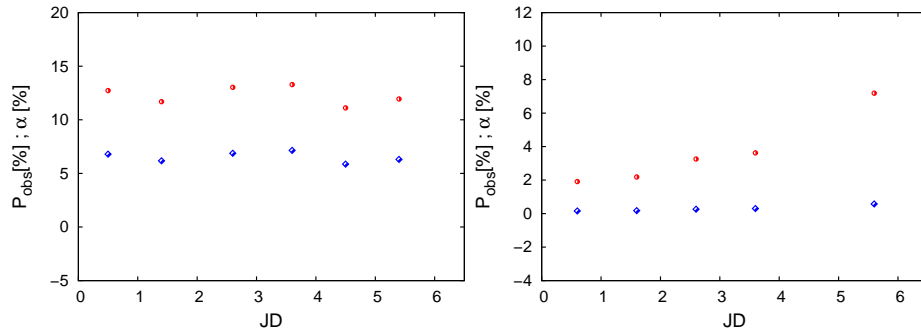


Figure 2. Temporal behaviour of the degree of polarization P (blue) and the α parameter (red). *Left*: 1ES 1959+650; *right*: HB89 2201+044.

haviour of the measured degree of polarization. This is to be expected since the FWHM remained almost constant during the observations. On the other hand, for HB89 2201+044, α departs systematically from the curve corresponding to $\langle P_{\text{obs}} \rangle$, this can be explained because this AGN was observed at the end of each night of observation, when the seeing was not stable. Results for this object should be taken with care, and a more accurate modelling of its host galaxy is needed to recover the nuclear polarization.

5. Conclusions

We have briefly explained the reduction process applied to the photopolarimetric data, we estimated the Galactic polarization and we studied the behaviour of the FWHM with time and conclude that the HBL is a high polarization object, while in the case of the LBL under study its polarization is close to zero. We analyze the behavior of the polarization degree as a function of the photometric apertures with the purpose of checking if there was any spurious effect on the polarization variability due to changes in the atmosphere. Finally, we applied a mathematical model with the aim to recover the intrinsic AGN polarization, and, at the same time, remove any change in P induced by seeing variations. In the case of 1ES 1959+650, for which the FWHM remained almost constant during the observation, the α parameter follows the behaviour of the degree of polarization. Meanwhile, for HB89 2201+044, α departs systematically from the curve corresponding to $\langle P_{\text{obs}} \rangle$, this can be explained because this AGN was observed during the part of the night with less stable seeing.

Acknowledgments. Lic. M. S. Sosa thanks Dr. J. N. González Pérez and Prof. J. H. M. M. Schmitt for their collaboration. This work was partially financed by PICT 2008-0627 ANPCyT.

References

- Andruchow I., Cellone S. A., Romero G. E., 2008, MNRAS, 388, 1766
- Howell S. B., 1989, PASP, 101, 616
- Lamy H., Hutsemékers D., 1999, The Messenger, 96, 25
- Patat F., Taubenberger S., 2011, A&A, 529, A57

PRESENTACION ORAL

El origen de las galaxias esferoidales en simulaciones Cosmológicas

D.G. Algorry^{1,2}, & M. G. Abadi^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET-UNC)*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. We use the GIMIC cosmological hydrodynamical simulations to perform a study of the properties of spheroidal galaxies formed without merger events. We select a sample of galaxies with stellar mass greater than $10^{10} M_{\odot}$ and we classified them according to the degree of rotation support through the ratio of the rotational kinetic energy respect to the total at *redshift* $z=0$. Taken only those with $\kappa_{rot} < 0.4$, we focus on those with accreted mass fraction less than 20% to ensure that they are merger free. We found that these spheroidal galaxies have stellar mass $M_{gal} < 10^{11} M_{\odot}$ and have an important barred component. Interestingly, we found that in many cases the simulated galaxies present two external rings around the bar being both coplanar and counter-rotating to each other

Resumen. Utilizando las simulaciones numéricas cosmológicas hidrodinámicas GIMIC realizamos un estudio de las propiedades de las galaxias esferoidales formadas sin eventos de fusión. Seleccionamos una muestra de galaxias con masa estelar mayor a $10^{10} M_{\odot}$ y las clasificamos de acuerdo al grado de soporte rotacional a través del cociente en energía cinética de rotación respecto del total en corrimiento al rojo $z=0$. Tomando sólo aquellas con $\kappa_{rot} < 0.4$, nos focalizamos en aquellas galaxias cuya fracción de masa acreta es menor al 20% para asegurarnos que no han sufrido eventos de fusión mayores. Al analizar esta muestra encontramos que estas galaxias esferoidales poseen una masa estelar $M_{gal} < 10^{11} M_{\odot}$ y poseen una componente barreada importante. Llamativamente, encontramos que en numerosos casos las galaxias simuladas presentan además dos anillos externos que rodean a la barra siendo ambos coplanares y contrarrotantes el uno respecto al otro.

1. Introducción

El modelo estandar de formación de galaxias esferoidales en el modelo jerárquico de estructuras Λ CDM establece que las mismas se forman a partir de eventos de fusión de protogalaxias. Sin embargo, estudios más recientes sugieren que si bien este sería el principal mecanismo de formación, existen galaxias esferoidales formadas a través de mecanismos alternativos tales como las inestabilidades de discos, la acreción de numerosos satélites poco masivos o la acreción desalineada

da de gas proveniente de diversos filamentos (Sales et al. 2012). En todos estos escenarios, los eventos de fusión mayor serían escasos o raros. En este trabajo estudiamos propiedades de galaxias esferoidales formadas sin eventos de fusiones mayores.

2. Simulaciones numéricas

Se utilizó la serie de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas de alta resolución *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation* (GIMIC, Crain et al. 2009). Las condiciones iniciales de estas simulaciones se generaron a partir de una región aproximadamente esférica de radio $\sim 20 h^{-1}$ Mpc extraída de las simulaciones de N-cuerpos Millenium (Springel et al. 2005). Estas simulaciones siguen la evolución temporal de 5 regiones esféricas seleccionadas para muestrear regiones con densidades $(-2, -1, 0, +1, +2)\sigma$ a *redshift* $z = 1,5$, donde σ es la fluctuación rms en masa medida en escalas de $20 h^{-1}$ Mpc. De las 5 regiones existentes, este trabajo se focaliza en el análisis de la región 0σ con el fin de estudiar una región de densidad típica del Universo.

Los parámetros cosmológicos adoptados en las simulaciones GIMIC son los mismos que los de las simulaciones Millenium, consistentes con las restricciones del satélite WMAP-1: $\Omega_m = 0,25$; $\Omega_\Lambda = 0,75$; $\Omega_b = 0,045$; $n_s = 1$; $\sigma_8 = 0,9$; $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; $h = 0,73$. Las masas de las partículas de la simulación son de: $1,4 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ y $6,6 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ para los bariones y la materia oscura, respectivamente.

Para identificar las galaxias utilizamos el algoritmo SUBFIND (Springel et al. 2001; Dolag et al. 2009) y seleccionamos sólo las galaxias centrales con masa estelar $M \geq 10^{10} M_\odot$ a *redshift* $z = 0$. Este criterio identifica 119 galaxias centrales con más de 10^4 partículas estelares permitiendo una estimación razonable de sus propiedades intrínsecas.

3. Resultados

Adoptamos una medida de la importancia del soporte rotacional que poseen las partículas estelares para definir morfologías. Esta medida está basada en la fracción de energía cinética de rotación respecto de la energía cinética total que posee cada galaxia (Sales et al. 2012), $\kappa_{rot} = \frac{K_{rot}}{K} = \frac{1}{K} \sum \frac{1}{2} m \left(\frac{j_z}{R} \right)^2$. En esta ecuación, m es la masa, j_z es la componente perpendicular al disco del momento angular específico y R el radio cilíndrico. Con esta definición, $\kappa_{rot} \sim 1$ corresponde a discos con estrellas en órbitas circulares y $\kappa_{rot} \sim 0$ corresponde a sistemas soportados por dispersión de velocidades.

Elegimos una muestra de galaxias esferoidales formada por aquellos sistemas con $\kappa_{rot} < 0,4$. Este grupo constituye el 16 % de la muestra total, mientras que el 84 % restante está formado por galaxias disco o galaxias cuyo soporte rotacional o de dispersión son comparables.

El panel izquierdo de la Figura 1 muestra la fracción de masa estelar que fuera adquirida por la galaxia a través de eventos de acreción f_{acc} en función de κ_{rot} . Las galaxias disco ($\kappa_{rot} \gtrsim 0,65$) poseen valores de $f_{acc} < 0,2$, lo que implica que la mayor cantidad de su masa estelar se originó in situ. Por otro lado, las

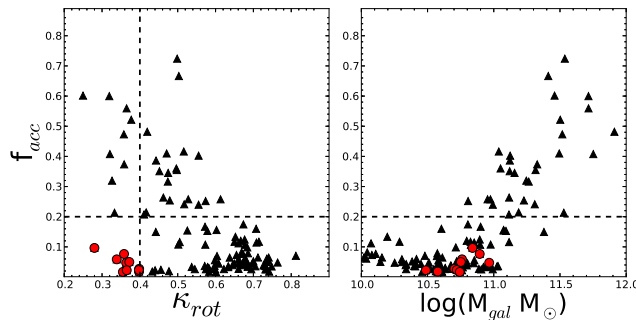


Figura 1. Panel izquierdo: Parámetro cinético morfológico κ_{rot} vs. fracción de masa estelar formada en otros sistemas f_{acc} de las galaxias de la muestra. Los puntos rojos representan las galaxias esferoidales definidas con $\kappa_{rot} \leq 0,4$. Panel derecho: Masa estelar de la galaxias M_{gal} vs. f_{acc} de las galaxias de la muestra.

galaxias esferoidales ($\kappa_{rot} < 0,4$) presentan valores entre $0,0 < f_{acc} < 0,6$, lo que implica que existen galaxias esferoidales que han sufrido gran número de eventos de acreción en su evolución y otras que no. Con el fin de seleccionar galaxias esferoidales ($\kappa_{rot} < 0,4$) sin eventos de fusión, seleccionamos aquellas que además poseen $f_{acc} < 0,2$ (véase círculos rojos en la Figura 1). El panel derecho de la Figura 1 muestra cómo varía f_{acc} en función de la masa estelar de la galaxia M_{gal} donde se observa que las galaxias más masivas poseen un mayor porcentaje de masa estelar formada en otros sistemas, mientras que las galaxias esferoidales formadas sin eventos de fusión poseen una masa inferior a $M_{gal} < 10^{11} M_{\odot}$.

Definimos la circularidad ϵ_j como el cociente del momento angular específico perpendicular al disco (alineado con el momento angular de la galaxia), respecto del momento angular de una órbita circular con la misma energía de ligadura, j_{circ} ($\epsilon_j = j_z / j_{circ}(E)$). La circularidad puede tomar valores en el rango (-1,1), donde los valores extremos corresponden a órbitas circulares contra- y co-rotantes respectivamente, y $\epsilon_j = 0$ corresponde a órbitas soportadas por dispersión de velocidades

Para analizar en detalle la estructura dinámica interna de las galaxias seleccionadas, realizamos una descomposición de sus componentes estelares utilizando el método propuesto por Abadi et al. (2003). El panel izquierdo de la Figura 2 muestra el diagrama Energía E vs. ϵ_j de las partículas estelares de una ejemplo de galaxia esferoidal formada sin eventos ($\kappa_{rot}, f_{acc} = (0.35, 0.05)$). El panel central muestra la distribución espacial proyectada de frente de partículas seleccionadas según $E < -1.2 \times 10^5$ (km/s)². Se observa que las mismas forman una estructura barrada evidente. Esta barra rota lentamente con un patrón de velocidad de 1 vuelta por Giga-año. Además, en el panel izquierdo, se observan dos subestructuras adicionales, con energías $E \sim -1.0 \times 10^5$ y circularidades $\epsilon_j > 0,5$ (azul) y $\epsilon_j < -0,5$ (rojo) El panel derecho muestra la distribución espacial proyectada de las mismas; es evidente la estructura de anillo que cada una de ellas posee y que una contrarota respecto de la otra (véase las flechas que indican los vectores velocidad respecto al centro de masa de la galaxia). Mientras que la barra posee aproximadamente el 85 % de la masa estelar total de la galaxia, los anillos se reparten prácticamente equitativamente el 15 % restante.

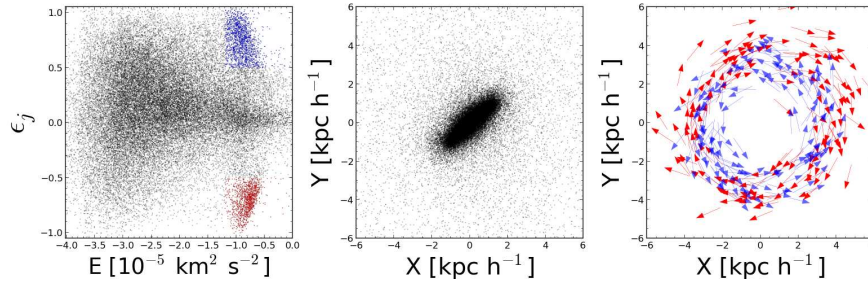


Figura 2. Panel izquierdo: Diagrama Energía vs. circularidad de una galaxia esferoidal formada sin eventos de fusión. Los puntos pintados de azul y rojo son dos sobredensidades de partículas que forman dos estructuras contrarrotantes una respecto de la otra. Panel central: Distribución espacial vista de frente de la galaxia. Panel derecho: Distribución espacial vista de frente de las partículas pintadas de azul y rojo en el panel izquierdo. Las flechas indican el sentido de la velocidad de cada partícula.

El análisis de las edades estelares de estas componentes indica que la barra esta formada por estrellas más viejas con edades $t_{form} \sim 7$ Giga-años, al igual que el anillo corotante, mientras que el contrarrotante es más joven con edades $t_{form} \sim 3$ Giga-años. Un análisis similar de las partículas gaseosas indica que el gas está siendo acretao en la estructura de anillo contrarrotante. De las 10 galaxias seleccionadas de las muestra, 7 poseen barras internas con al menos un anillo rotante y poco masivo en la parte externa y 4 de ellas con otro anillo contrarrotante.

Un análisis de la evolución de las propiedades rotacionales de la galaxia indica que estas galaxias fueron discos soportados por rotación a *redshift* $z \sim 1$, antes de convertirse en barras no rotantes. Además, estas galaxias no tuvieron interacción alguna con satélites de masa considerable y no han acretao gas en forma considerable en los últimos 7 Giga-años. Por lo tanto, la pérdida de momento angular de estas galaxias se debería a la interacción de las estrellas con el halo de materia oscura o sería producido por el desalineamiento entre el momento angular de la galaxia con el torque que generan los filamentos a lo largo de la evolución de las galaxias.

En una segunda etapa de este trabajo planeamos hacer una comparación directa de las propiedades de las galaxias analizadas con las propiedades observacionales de galaxias tempranas con parámetros morfológicos y de rotación similares extraídos del relevamiento Atlas 3D (Cappellari et al. 2011).

Referencias

- Abadi M. G., et al., 2003, ApJ, 597, 21
- Cappellari M., et al., 2011, MNRAS, 413, 813
- Crain R. A., et al., 2009, MNRAS, 399, 1773
- Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
- Sales L. V., et al., 2012, MNRAS, 423, 1544
- Springel V., et al., 2005, Nat, 435, 629
- Springel V., et al., 2001, MNRAS, 328, 726

PRESENTACION ORAL

Efectos de mareas en cúmulos globulares

F. Ramos^{1,2}, V. Coenda^{1,2}, H. Muriel^{1,2}, M. Abadi^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental(IATE), CONICET*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. Using an N-body numerical simulation in the framework of the Λ CDM cosmological model we study the globular cluster population in a simulated galaxy cluster. We select particles that trace the bimodal (red and blue) globular cluster system of each individual dark matter halo prior to their incorporation to the cluster virial radius. We found that the blue population is more prone to be removed from the halo than the red one. This result suggests that globular clusters are tidally disrupted, being the blue (more extended) population easily removed.

Resumen. Hemos utilizado una simulación cosmológica de N-cuerpos, en el marco del modelo cosmológico Λ CDM, para estudiar la población de cúmulos globulares (CGs) en un cúmulo de galaxias. Hemos seleccionado partículas trazadoras de los sistemas de CG de cada halo de materia oscura en el momento previo a entrar al radio virial del cúmulo, teniendo en cuenta la distribución bimodal de la población de CGs. Encontramos que la población de CGs azul es más fácilmente removida del halo que la población roja. Este resultado sugiere que los CGs son afectados por interacciones de marea, siendo la población más extendida (la azul) mayormente afectada.

1. Introducción

En los cúmulos de galaxias existen varios mecanismos físicos que actúan sobre la población de galaxias, las cuales pueden sufrir alteraciones en sus propiedades. Tales mecanismos afectan tanto a sus subsistemas como también al gas y a la población de estrellas. En particular, las interacciones debidas al potencial del cúmulo como también los encuentros rápidos entre galaxias pueden afectar la evolución de las mismas. Una manera de analizar este tipo de interacciones de marea es a través de la población de cúmulos globulares (CGs).

Muzzio (1986), Muzzio et al. (1987), y Bekki et al. (2003), a través de simulaciones dinámicas no colisionales, muestran que a consecuencia de interacciones de marea las galaxias en los cúmulos pueden perder una fracción importante de su población de CGs. Bekki et al. (2003) encuentra que el perfil de densidad de la población de CGs tiene mayor pendiente después de que los CGs han sido afectados por fuerzas de marea. Por otro lado, como las interacciones tidales y el efecto gravitacional del potencial del cúmulo se incrementan hacia las regio-

nes internas, es posible encontrar una correlación entre las propiedades de la población de los CGs y la distancia al centro de los cúmulos.

Coenda et al. (2009) han estudiado posibles efectos de marea en la población de CGs pobres (azules) y ricos (rojos) en metales en las galaxias elípticas del cúmulo de Virgo (ACS Virgo Cluster Survey, Côté et al. 2004). Estos autores encuentran que la frecuencia específica de CGs en galaxias elípticas se incrementa cuando aumenta la distancia al centro del cúmulo, sugiriendo que los efectos de marea serían los responsables de este efecto. Además, la distribución espacial de la población de CGs azules es más extendida que la de los CGs rojos, indicando que es la más propicia a ser afectada por los efectos de marea. Sin embargo, se necesitan más estudios tanto a nivel observacional como teórico, debido a la escasa información disponible dada la dificultad de identificar CGs en otras galaxias distantes.

En el presente trabajo se estudió la población de CGs identificados en halos de materia oscura de una simulación cosmológica de N-cuerpos (Ludlow 2009). Se adoptó un universo plano, con los siguientes parámetros cosmológicos: $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$ y $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ con $h = 0.73$.

2. La muestra de Cúmulos Globulares

Hemos utilizado una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos realizada en el marco del modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica en escala de cúmulos de galaxias (Ludlow et al 2009). Esta simulación sigue la evolución temporal, desde un corrimiento al rojo inicial $z = 20$ hasta el presente, de 1.4×10^7 partículas de materia oscura en la zona de alta resolución en una caja cuadrada de $100h^{-1}\text{Mpc}$ de lado. La identificación de los halos de materia oscura se ha realizado a través de *subfind* (Springel et al. 2005). Se determinaron las propiedades globales del cúmulo de galaxias, tales como el radio y la masa virial en función del tiempo. Con el fin de analizar si las interacciones de marea causadas por el potencial del cúmulo han afectado a los halos, hemos seleccionado aquellos halos que ingresaron al radio virial del cúmulo cuando la edad del universo era menor a 10Gyr. Por resolución numérica, halos con menos de 200 partículas en $z = 0$ han sido descartados, haciendo que la muestra final consista en 40 halos aproximadamente.

Uno de los más mayores descubrimientos en el campo de los CGs es que los mismos presentan una distribución bimodal de los colores, indicando dos poblaciones de CGs. Diferentes estudios sugieren que esta bimodalidad se debe principalmente a diferencias en la metalicidad entre las dos poblaciones (Strader et al. 2006, Peng et al. 2006). Los estudios de CGs realizados en simulaciones numéricas previos no contemplan estas dos poblaciones de CGs. En el presente trabajo, hemos seleccionado partículas trazadoras de CGs teniendo en cuenta la población roja y azul. En el momento previo a que el halo ingresa al radio virial del cúmulo, se seleccionan los CGs azules y rojos utilizando el método descrito por Bullock & Johnston (2005), que consiste en reproducir las propiedades dinámicas de los perfiles de densidad. Para ello, hemos ajustado un perfil de NFW (Navarro et al. 1995) a los halos de materia oscura, y asumido un perfil de Hernquist (Hernquist 1990) para cada población de CGs. Variando los parámetros del perfil de Hernquist, es posible obtener una distribución espacial inicial

mas extendida para los CGs azules y mas concentrada hacia el centro para los CGs rojos. Este procedimiento reproduce los perfiles de densidad proyectados observados de ambas poblaciones de CGs en las galaxias en $z = 0$ (Bassino et al. 2006, Coenda et al. 2009).

La Figura 1 muestra los perfiles de densidad proyectados en $z = 0$ para uno de los halos de materia oscura. La distribución radial de los CGs es ajustada por una ley de potencias. Observacionalmente se encuentra que la pendiente de la ley de potencias vale entre ~ -2 y -2.5 para la población roja y ~ -1.5 para la población azul. En particular para el halo que se muestra en la Figura encontramos (-1.15 ± 0.08) para los CGs azules y (-1.6 ± -0.2) para los CGs rojos.

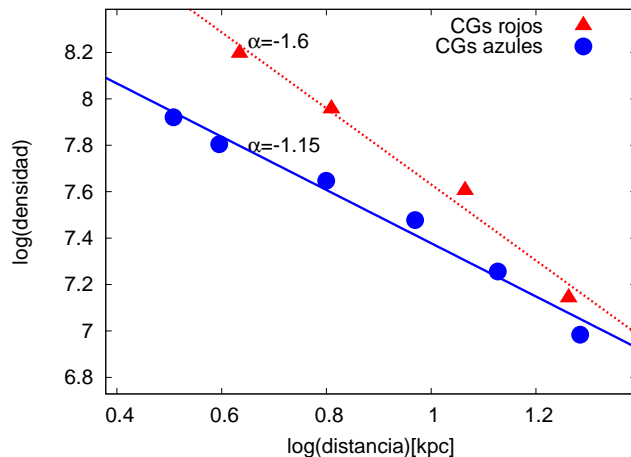


Figura 1. Perfil de densidad proyectado de un halo de materia oscura para la población azul (círculos) y roja (triángulos) de CGs. Las líneas corresponden al ajuste de una ley de potencia.

3. Resultados

Una vez que los CGs fueron seleccionados, determinamos la evolución temporal de los CGs que permanecen en cada halo. En particular, la Figura 2 muestra la fracción de cúmulos globulares que permanecen en el halo en $z = 0$ como función de la distancia mínima al centro del cúmulo. Nuestro resultado sugiere que aquellos halos que pasan más cerca del centro del cúmulo de galaxias pierden una mayor cantidad de CGs. Además, este efecto sería mayor para la población azul de CGs, la cual es más extendida, y por lo tanto, más probablemente afectada por interacciones de marea.

4. Conclusiones

Hemos analizado la evolución temporal de una muestra de 40 halos de materia oscura de una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos realizada en el marco del modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica

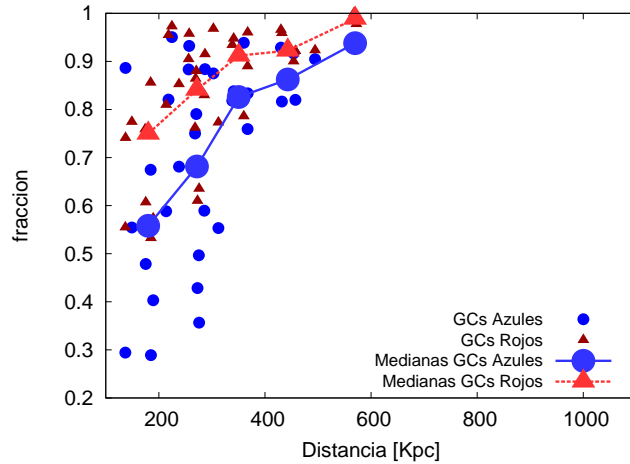


Figura 2. Fracción de CGs azules y rojos que permanecen en su galaxia hasta $z = 0$ como función de la mínima distancia pericéntrica de su halo huested. Los símbolos son similares a los utilizados en la Figura 1.

en escala de cúmulos de galaxias. Hemos seleccionado cúmulos globulares (CGs) dentro de cada halo siguiendo el método desarrollado por Bullock & Johnston (2005). Hemos determinado los perfiles de densidad radial de las poblaciones de CGs pobre y rica en metales en $z = 0$, obteniendo resultados comparables a los encontrados en las galaxias por diferentes autores. Cabe destacar, que se trata del primer trabajo que tiene en cuenta la distribución bimodal de los CGs.

Nuestros resultados sugieren una correlación entre la fracción de CGs que permanece en el halo y la distancia pericéntrica del mismo en el sentido de que los efectos de marea, estarían afectado a ambas poblaciones de CGs, pero más a la población azul. Esto puede deberse a la distribución espacial más extendida de la población de CGs azules respecto a la población de CGs rojos. Nuestros resultados sugieren que el principal causante de la remoción de cúmulos globulares sería el potencial del cúmulo, mas que la interacción de galaxias individuales.

Referencias

- Bassino L. P., et al., 2006, *A&A*, 451, 789
 Bekki K., et al., 2003, *MNRAS*, 344, 1334
 Bullock J. S., Johnston K. V., 2005, *ApJ*, 635, 931
 Coenda V., Muriel H., Donzelli C., 2009, *ApJ*, 700, 1382
 Côté P., et al., 2004, *ApJS*, 153, 223
 Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359
 Ludlow A. D., 2009, PhD thesis, University of Victoria, Canada
 Muzzio J. C., 1986, *ApJ*, 301, 23
 Muzzio J. C., Dessaunet V. H., Vergne M. M., 1987, *ApJ*, 313, 112
 Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1995, *MNRAS*, 275, 720
 Peng E. W., et al., 2006, *ApJ*, 639, 95
 Springel V., et al., 2005, *Nat*, 435, 629
 Strader J., et al., 2006, *AJ*, 132, 2333

PRESENTACION ORAL

Reliability of statistical tests used for the study of variability: application to AGN

L. Zibecchi^{1,2}, I. Andruchow^{1,2}, S. A. Cellone^{1,2} G. E. Romero^{1,3} & J. A. Combi^{1,3}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque B1900FWA La Plata, Argentina

(2) IALP, CONICET-UNLP, CCT La Plata, Paseo del Bosque, B1900FWA La Plata, Argentina

(3) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET, CCT La Plata, C.C.No.5 (1894) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina

Abstract. We present the first results of a simulation oriented to obtain synthetic differential light curves, which contemplate situations with different atmospheric and instrumental conditions, looking forward to obtain real cases. Our aim is to test the different statistical tools that are used in the analysis of variability of active galactic nuclei (AGNs).

In particular, we analyze the behaviour of these synthetic light curves taking into account the C and F statistics. The present work is a continuation of the analysis of a 39 AGN sample, studied before by Romero et al. (1999, *A&AS*, 135, 477) and Romero et al. (2002, *A&A*, 390, 431), and re-analyzed by Zibecchi et al. (2012, *BAAA*, 55, 377). Results from the previous work are compared with those obtained in the simulation.

Resumen. Se presentan los primeros resultados de una simulación orientada a obtener curvas diferenciales de luz sintéticas que contemplan situaciones con diversas condiciones atmosféricas e instrumentales, buscando obtener casos reales. El objetivo principal es probar las distintas herramientas estadísticas que se utilizan para el análisis de variabilidad de núcleos galácticos activos (AGNs).

En particular, analizamos el comportamiento de estas curvas de luz sintéticas bajo las estadísticas C y F. El presente trabajo es la continuación natural del análisis de una muestra de 39 AGNs, estudiados previamente por Romero et al. (1999, *A&AS*, 135, 477 y 2002, *A&A*, 390, 431) y re-analizados por Zibecchi et al. (2012, *BAAA*, 55, 377). Los resultados de este último trabajo son contrastados con los obtenidos a partir de la simulación.

1. Introduction

Active galactic nuclei (AGNs) are well known for the intense variation of their flux, particularly in the optical wavelengths. Several works were discussing this, such as Carini et al. (1990), Miller et al. (1989), Romero et al. (1999), Cellone

et al. (2000), Romero et al. (2002), de Diego (2010), Joshi et al. (2011), etc. We presented in Zibecchi et al. (2011) and Zibecchi et al. (2012) the analysis of the most common used statistical tests: C and F ones, which involve the ratio of the standard deviations and the variances of two certain distributions, respectively. In the recent past years, it has been found that the implementation of them could take to different and contradictory results. This problem has been treated before by other authors, such as de Diego (2010) who conclude that the F test is better than the C , as well as Joshi et al. (2011). In our case we found, based on observations of a sample of 39 AGNs, that the F test results more sensitive than the C test, in the sense that classifies as variable, for example, light curves with low values of difference in magnitude. These behaviour was reflected in the percentages calculated, giving that the $\sim 38\%$ of the sample change its classification, depending on the test used (Zibecchi et al. 2012).

In order to corroborate the results arrived, we have been carrying out a series of simulations, for the purpose of generating synthetic differential light curves to which we applied the tests mentioned above.

2. Simulations and statistical analysis

For the purpose of generating a series of simulated images as realistic as possible, we considered atmospheric conditions and instrumental parameters in our simulations, such as: image quality, cloud cover, seeing, airmass, CCD gain and rdnnoise, etc.

The simulations were made using the task *mkobjects* of the software IRAF¹ (Image Reduction and Analysis Facility). The task is able to make or add artificial stars and galaxies to 2D images, selecting levels of noise, magnitudes and values for the parameters of the CCD. In our case, for each frame, we generated the same type of object but with different magnitudes, in order to simulate the possible intrinsic variation in the AGN. We also generated, in the same frame, the candidates to comparison and control stars, as it shows Figure 1.

With the created images, we performed the differential photometry, choosing the optimal pair of comparison and control stars (Howell et al. 1988) and creating the differential light curves. We applied the C and F statistical tests to these light curves, in order to classify them. We included, in the synthetic light curves, a random component to sum random noise. Because of that, we construct these component by adding to the dispersion of the “control-comparison” curve a random number, so we could obtain dispersions similar to the observed ones (Figure 2). The behaviour found in the application of the tests may depends on certain parameters, involved in the construction of the differential light curves, which could make the curve more susceptible to changes in the classification of variability. To quantify the behaviour mentioned above, and based on the analysis of observational data presented in Zibecchi et al. (2012), we constructed a series of distributions of the number of differential light curves against to these parameters: the difference in magnitude between the maximum

¹IRAF 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.

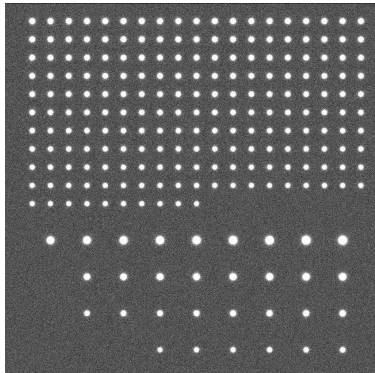


Figure 1. Example of a simulated frame. *Up*: different magnitudes for the AGN. *Down*: the candidates for comparison and control stars.

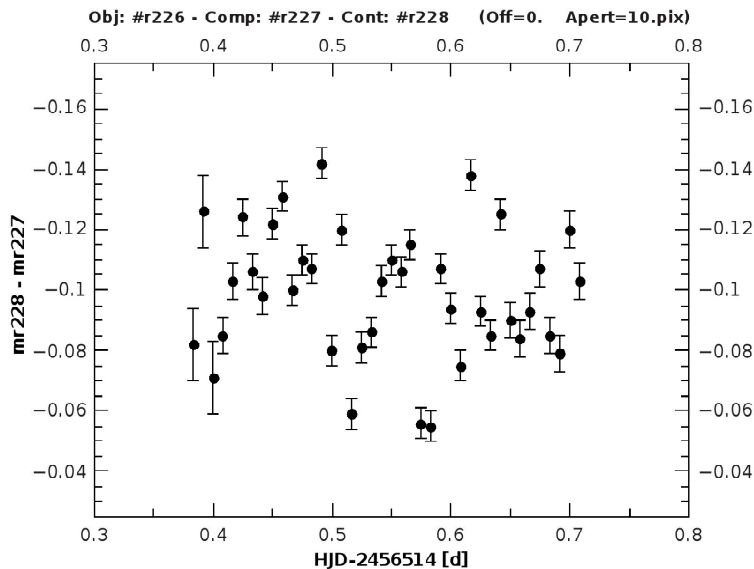
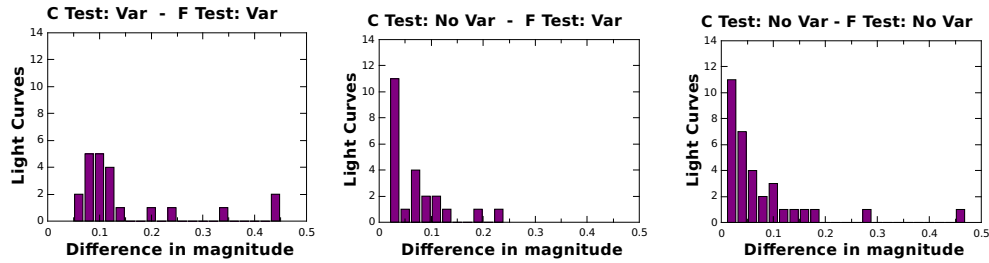


Figure 2. Random noise component.

and the minimum reached, Δm ; the time elapse corresponding to Δm , Δt ; and the dispersion in the “control-comparison” light curve, σ_2 . As an example, we show the histograms for Δm in Figure 3 (Zibecchi 2013). The figure shows the total of cases found: two of them in which the classification does not change (variable as well as non-variable), and the third one in which the classification changes from non-variable with the C test to variable with the F test.

Comparing the distributions, we could observe that the F test identifies as variable cases with an amplitude in magnitude close to the value of the instrumental error of the curves (Figure 3(b)). The highest peak is located at $\Delta m \approx 0.03$ mag, and for $\Delta m \lesssim 0.1$ mag, we have a number of light curves of 18 over 78, indicating that these 23% of the total of cases is classified as variable, even though the value of Δm is low. We believe that these cases correspond to spu-



(a) Light curves classify as variable with both tests. (b) Light curves classify as non-variable with C and variable with F test. (c) Light curves classify as non-variable with both tests.

Figure 3. Histograms corresponding to the difference in magnitude.

rious fluctuations and, considering that the F test is so sensitive to classify as variable these particular cases, a rigorous study is required.

3. Results and conclusions

From the simulations made, we observe that it is viable to generate realistic differential light curves, introducing the random noise component. For the original cases build as variable, the synthetic light curves result to be variable with both tests. In Zibecchi et al. (2012), we found that the change in the classification of the light curves was in one way: non-variable with the C test and variable with the F test. These behaviour is obtained with the simulations. The synthetic curves reflected the same change in the classification.

Comparing the results from the observations and the simulations, we notice again that it is not indifferent to apply one or another test. The classification of the differential light curves could depend on the test used. As in the case of the statistical analysis of a controlled sample (Zibecchi 2013), we are founding that the simulations confirm our previous conclusions. Our next aim is to expand the simulations and find a statistical parameter that will help us to decide which test should be used.

References

- Carini M. T., Miller H. R., Goodrich B. D., 1990, AJ, 100, 347
 Cellone S. A., Romero G. E., Combi J. A., 2000, AJ, 119, 1534
 de Diego J. A., 2010, AJ, 139, 1269
 Howell S. B., Warnock III A., Mitchell K. J., 1988, AJ, 95, 247
 Joshi R., et al., 2011, MNRAS, 412, 2717
 Miller H. R., Carini M. T., Goodrich B. D., 1989, Nat, 337, 627
 Romero G. E., Cellone S. A., Combi J. A., 1999, A&AS, 135, 477
 Romero G. E., et al., 2002, A&A, 390, 431
 Zibecchi L., 2013, Master's thesis, Universidad Nacional de La Plata
 Zibecchi L., et al., 2011, BAAA, 54, 325
 Zibecchi L., et al., 2012, BAAA, 55, 377

PRESENTACION ORAL

Formación de discos en simulaciones cosmológicas LCDM

S.E. Pedrosa^{1,2}, P.B. Tissera^{1,2,3} & M.E. De Rossi^{1,2,4}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *CONICET, Argentina (supe@iafe.uba.ar)*

(3) *Depto de Cs. Físicas, Universidad Andres Bello, Santiago, Chile.*

(4) *Dpto de Física, FaCEN, Univ. de Buenos Aires, Argentina*

Abstract. We analysed the morphology, formation history and the specific angular momentum content of simulated galaxies. We use for this study cosmological hydrodynamical simulations that include an effective, physically-motivated Supernova feedback, which is able to regulate the star formation in haloes of different masses. We found the discs to be formed by conserving the specific angular momentum in accordance with the classical disc formation model. Our results suggest that the survival of the discs is highly linked to their subsequent history of accretion and the relative alignment between the existing disc and the accreted material, in agreement with previous works.

Resumen. Analizamos la morfología, historia de formación y el contenido de momento angular específico de galaxias simuladas. Usamos para este estudio simulaciones hidrodinámicas cosmológicas que incluyen una efectiva implementación de un modelo físico de feedback por Supernova, que es capaz de regular la formación estelar en halos de diferentes masas. Encontramos que los discos se forman conservando el momento angular específico de acuerdo con el modelo clásico de formación. Nuestros resultados sugieren que la supervivencia del disco está íntimamente relacionada con la historia de acreción y, en particular, con el alineamiento de la materia acretada durante el proceso de fusiones.

1. Introducción

En el modelo estándar de formación de galaxias discoidales (Fall & Efstathiou 1980), el gas a medida que se enfría fluye hacia el centro de los halos de materia oscura, conservando su momento angular específico y formando de esa manera estructuras soportadas por rotación. Las fusiones pueden fácilmente destruir el disco, resultando en sistemas esferoidales, principalmente cuando se trata de fusiones masivas. Éstas son consideradas como uno de los principales mecanismos causantes de la evolución de la morfología de las galaxias, Toomre & Toomre (1972). Pero a la vez se ha encontrado que las grandes fusiones son poco frecuentes en las simulaciones Λ CDM, (e.g. de Rossi et al. 2010). Otros mecanismos capaces de eficientemente desplazar material del disco hacia las regiones centrales son las inestabilidades de disco y fusiones menores, (por ejemplo Barnes

& Hernquist 1996; Domínguez-Tenreiro et al. 1998; Tissera 2000; Mihos 2004; Scannapieco et al. 2009). Trabajos recientes sugieren que la alineación de los momentos angulares del disco galáctico y los del material acretado juegan un papel importante en la determinación de la morfología, (por ejemplo Scannapieco et al. 2009). También Martig et al. (2012) encuentra que aquellas galaxias con una componente de disco más importante no experimentan fusiones mayores desde redshift $z=2$. Motivados por estos resultados, hemos analizado una muestra de galaxias que no han experimentado fusiones mayores en su historia reciente. Estudiamos el contenido de momento angular y la evolución de su morfología.

2. Simulaciones

Para este estudio utilizamos una simulación cosmológica parte del proyecto Fenix (S230A, Tissera et al. en preparación). Esta simulación fue anteriormente analizada por De Rossi et al. (2012) para estudiar la relación de Tully-Fisher y De Rossi et al. (2013) para estudiar la regulación de la formación estelar en halos de diferentes masas. Las condiciones iniciales utilizadas son tales que representan una región típica de un universo Λ -CDM con $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, una normalización del espectro de potencias de $\sigma_8 = 0.9$ y $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, con $h = 0.7$. Usamos una caja comóvil de 14 Mpc con 2×230^3 partículas iniciales, alcanzando una resolución en masa de $5.9 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ y $9.1 \times 10^5 h^{-1} M_\odot$ para la materia oscura y gas, respectivamente.

Las simulaciones fueron corridas usando el código GADGET-3, una versión mejorada de GADGET-2 (Springel & Hernquist 2003; Springel 2005), optimizada para la simulación masiva de sistemas altamente inhomogéneos. Esta versión incluye enfriamiento radiativo dependiente de la metalicidad, formación estelar estocástica, enriquecimiento químico y un modelo multifase para el medio interestelar, y feedback por Supernova (SN) (Scannapieco et al. 2005,). La implementación del feedback por SN permite generar vientos galácticos cargados de masa sin la necesidad de introducir para ello parámetros adicionales dependientes de la escala, lo cual la hace especialmente adecuada para el estudio de la formación de galaxias en un contexto cosmológico.

Estudiamos las propiedades de las galaxias principales en halos virializados usando algoritmos de Friends-of-Friends y SUBFIND Springel et al. (2001). Las propiedades de las galaxias se calculan dentro del radio galáctico, definido como aquél que encierra el ~ 80 por ciento de la masa bariónica de la galaxia. Elegimos además una sub-muestra de 15 galaxias más masivas. Las mismas están resueltas con más de 20 000 partículas bariónicas dentro del radio galáctico. Usando el criterio de Tissera et al. (2012) descomponemos la población de estrellas identificando el disco, un bulbo central y el halo estelar. Las estrellas del disco presentan un gradiente negativo bien definido para su edad en función del radio, consistente con una historia de formación en dirección interior-exterior. Mientras que tanto el esferoide central como el halo estelar no presentan un perfil con la edad y en cambio están poblados por estrellas viejas (edad media de ≈ 10 Gyr). Las estrellas en el esferoide central son sistemáticamente más viejas que en el halo, reflejando esto las diferencias en su historia de formación. Esto se ve también en la tasa de formación estelar, que presenta sus picos de actividad en épocas tempranas para el bulbo central y para el halo, mientras que en el

caso del disco la actividad es más intensa a redshifts intermedios y bajos. Estos resultados coinciden con los obtenidos en las simulaciones Aquarius (Tissera et al. 2012,) de muy alta resolución. Los esferoides centrales de la muestra de galaxias analizadas presentan un perfil tipo Sersic (Sérsic 1963) con un índice n en todos los casos menor que $n \sim 2$, consistente con pseudo-bulbos. Esto está en acuerdo con resultados observacionales de (Laurikainen et al. 2007; Weinzirl et al. 2009).

Comparamos el tamaño de nuestras galaxias simuladas con los resultados observacionales de Reyes et al. (2011) obteniendo un buen acuerdo global, aunque las galaxias simuladas tienden a presentar un ligero exceso debido a la acción del feedback por SN utilizado, el cual produce distribuciones bariónicas más extendidas.

3. Resultados y discusión

Hemos analizado el contenido de momento angular de las componentes de las galaxias. Estimamos el cociente entre el momento angular específico del gas y las estrellas en el disco dentro del radio de la galaxia, r_{gal} , y el correspondiente de los halos de materia oscura dentro del radio virial, $J_{\text{D}}/J_{\text{H}} = j_{\text{d}}$, como función del cociente entre sus correspondientes masas, $M_{\text{D}}/M_{\text{H}} = m_{\text{d}}$. Encontramos una correlación clara entre el momento angular de la componente de disco, tanto gaseosa como estelar, y la de los halos, de la forma $j_{\text{d}} \propto m_{\text{D}}$ que es justamente la relación esperada en el caso de conservación del momento angular. La componente estelar tiene un mejor comportamiento ya que la gaseosa gana un exceso de momento angular debido a la acción del feedback de SN que genera distribuciones más extendidas en el gas. Cuando se considera el momento angular bariónico hay un cambio en la forma de la correlación, alejándose del 1-1 típico de los discos. Esto se debe principalmente a la redistribución de momento entre las distintas componentes durante eventos violentos.

La formación y posible supervivencia del disco estelar a través del tiempo, es un proceso dinámico. Este hecho se ve reflejado en la evolución que presenta la fracción D/T definida como el cociente entre la masa del disco y las masas del disco y el esferoide. La muestra considerada presenta fracciones a $z = 0$ que van entre ~ 0.3 to ~ 0.7 . Analizando la evolución de este parámetro como función del redshift, encontramos que el mismo sufre grandes cambios, lo cual es una indicación del hecho que el disco puede destruirse y reconstruirse varias veces durante su evolución, y que a la vez la morfología final refleja la complejidad de las historias de ensamblaje de las galaxias.

También analizamos la correlación entre la fracción D/T para $z = 0$ y las correspondientes para $z = 0.5$, $z = 1$ and $z = 2$. Encontramos una tendencia global a que las galaxias estudiadas tengan su morfología final establecida a partir de $z \sim 1$. Pero esta correlación se pierde para $z \sim 2$. Esto sugiere el hecho que, para estas simulaciones, la morfología final de las galaxias está principalmente determinada por su historia para $z > 1$. Estimamos el redshift para el cual el 50 por ciento de la masa estelar final en el disco está ubicada. Encontramos que todos los discos en nuestra muestra han ensamblado la mitad de su masa estelar para $z < 2$. Y detectamos una leve correlación en el sentido que aquellos sistemas

que forman sus discos más temprano, terminan teniendo fracciones D/T mayores a $z = 0$.

Exploramos además el efecto de las fusiones a través del tiempo. Para ello analizamos la variación en la fracción de disco relacionándola con la orientación relativa entre el momento angular de la galaxia y el de los satélites acretados. A medida que las galaxias evolucionan en el tiempo, la fracción de disco experimenta fuertes variaciones que pueden relacionarse con las interacciones con los satélites que se fusionan con la galaxia. Encontramos que las fusiones más masivas pueden correlacionarse con disminuciones en la fracción de disco. Por otro lado encontramos que las interacciones cuyos momentos están alineados producen variaciones positivas o despreciables. Mientras que las desalineadas conducen a cambios negativos. Estos resultados están en acuerdo con trabajos previos (por ejemplo Domínguez-Tenreiro et al. 1998; Scannapieco et al. 2009), que muestran que acreciones desalineadas pueden correlacionarse con la destrucción del disco, y también con las conclusiones globales de Sales et al. (2012). Finalmente estimamos que el redshift medio para el último episodio de fusión es $z_{\text{last}} \sim 1.4$ para aquellas galaxias con fracciones $D/T > 0.5$, mientras que para aquellas con $D/T < 0.5$, el promedio es $z_{\text{last}} \sim 0.9$. Lo que indica una tendencia a que las fracciones de disco más altas a $z = 0$ son el resultado de evolución menos activa en las épocas más recientes.

Agradecimientos. Trabajo parcialmente financiado por el PICT 2011-0959 de ANPCyT, PIP 2009-0305 y PIP 2012-0396 de CONICET. Simulaciones corridas en el cluster Fenix del Grupo de Astrofísica Numérica del IAFE.

Referencias

- Barnes J. E., Hernquist L., 1996, ApJ, 471, 115
 De Rossi M. E., et al., 2013, ArXiv e-prints
 de Rossi M. E., Tissera P. B., Pedrosa S. E., 2010, A&A, 519, A89
 De Rossi M. E., Tissera P. B., Pedrosa S. E., 2012, A&A, 546, A52
 Domínguez-Tenreiro R., Tissera P. B., Sáiz A., 1998, ApJL, 508, L123
 Fall S. M., Efstathiou G., 1980, MNRAS, 193, 189
 Laurikainen E., et al., 2007, MNRAS, 381, 401
 Martig M., et al., 2012, ApJ, 756, 26
 Mihos J. C., 2004, Clusters of Galaxies: Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution, p. 277
 Reyes R., et al., 2011, MNRAS, 417, 2347
 Sales L. V., et al., 2012, MNRAS, 423, 1544
 Scannapieco C., et al., 2005, MNRAS, 364, 552
 Scannapieco C., et al., 2006, MNRAS, 371, 1125
 Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696
 Sérsic J. L., 1963, BAAA, 6, 41
 Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
 Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289
 Springel V., Yoshida N., White S. D. M., 2001, New Astronomy, 6, 79
 Tissera P. B., 2000, ApJ, 534, 636
 Tissera P. B., et al., 2013, MNRAS, 432, 3391
 Tissera P. B., White S. D. M., Scannapieco C., 2012, MNRAS, 420, 255
 Toomre A., Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623
 Weinzierl T., et al., 2009, ApJ, 696, 411

PRESENTACION MURAL

Stellar populations in bulges of Milky Way type galaxies

I.D. Gargiulo¹, S.A. Cora^{1,2}, N.D. Padilla³, O. González⁴ & M. Zoccali³

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET, UNLP)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Univ. de La Plata*

(3) *Departamento de Astrofísica, Pontificia Univ. Católica de Chile*

(4) *European Southern Observatory, Santiago, Chile*

Abstract. We make use of a semi-analytic model of galaxy formation to study the chemical properties of the stellar populations (SPs) of bulges of Milky Way (MW) type galaxies. Our goal is to contribute to the understanding of the formation mechanisms of bulges in general and of the MW bulge in particular. We compare spectroscopic and photometric stellar metallicity distributions with our model results. We obtain good agreement when comparing with spectroscopic metallicities, while the comparison with photometric values points to a deficit in metals in the model bulges. We attribute this difference to the fact that ages of stellar SPs in the model are underestimated.

Resumen. Usamos un modelo semi-analítico de formación de galaxias para estudiar las propiedades químicas de las poblaciones estelares de los bulbos de galaxias tipo Vía Láctea (VL). Nuestro objetivo es contribuir al entendimiento de los mecanismos de formación de bulbos en general, y del bulbo de la VL en particular. Comparamos distribuciones de metalicidad espectroscópicas y fotométricas con los resultados de nuestro modelo. Logramos buen acuerdo cuando comparamos con metalicidades espectroscópicas, mientras que la comparación con metalicidades fotométricas sugieren un déficit de metales en los bulbos modelados. Atribuimos esta diferencia al hecho de que las edades de las poblaciones estelares en el modelo están subestimadas.

1. Introduction

The problem of the formation of the Milky Way (MW) bulge remains current. Today it is well known that mergers and interactions of galaxies play an important role in bulge formation (Kormendy & Kennicutt 2004). This occurs predominantly at high redshifts due to the fact that in a Λ CDM Universe the relative number of mergers is higher at earlier times, while at lower redshifts the merger rate decreases and the galaxies evolve secularly (Athanasoula 2012). During secular evolution, galactic disc with high surface densities can become unstable against small perturbations (Mo et al. 1998) or mergers (Padilla et al. 2013), producing a bar that transfers gas of the disc to the central regions, where

stars are formed in starbursts (Kormendy 2013). In this complex context, the case of the MW bulge is our best chance to bring some light to the problem of bulge formation. In the last years, there have been efforts to observe the bulge in the near-infrared, like the Vista Variables in the Vía Láctea survey (VVV Minniti & et al. 2010), where the extinction effects are much lower than in optical wavelengths. Now we can observe stars individually and have access to all the information that they keep in their properties.

Stellar populations (SPs) contain a vast amount of information regarding the formation and evolution of stellar systems. In particular, chemical abundances of SPs are a fundamental tool to validate the bulge formation hypothesis. Using 58 microlensed dwarf and subgiant stars, Bensby et al. (2013) conclude that there might exist a combination of multiple stellar populations by constructing the metallicity distribution function (MDF) of the stars. Our goal is to get insight in the formation mechanisms of bulges by making a novel use of a semi-analytic model of galaxy formation, thus reaching the scale of SPs of MW type galaxies in order to compare their properties with observations. The preliminary results presented in this work demonstrate the advantages of this technique for future research.

2. Model of galaxy formation

We use the semi-analytic model SAG presented by Cora (2006), and further improved in the works of Lagos et al. (2008) and Tecce et al. (2010). This program runs on top of the dark matter merger trees extracted from a N -body simulation of 640^3 dark matter particles in a cubic box of $150 h^{-1}$ Mpc on a side that considers the standard Λ CDM scenario following the cosmological parameters of WMAP7. The formation of bulges in SAG takes place through starbursts triggered by global disc instabilities and two different kinds of galactic mergers. We include the follow up of SPs in SAG by storing the properties (mass of stars formed and of individual chemical elements, and magnitudes) of the newly formed stars in each star formation event, discriminating the information corresponding to the galaxy stellar components: disc, bulge and halo.

3. Results and future perspectives

In order to compare the chemical properties of SPs in model bulges of MW type galaxies with observations of stars in the MW bulge, we select galaxies in the model outputs that resemble the MW making use of the criterium defined by Mutch et al. (2011). This criterium states that a MW type galaxy must be a central galaxy in a group, have a stellar mass in the range $10^{10.5} - 10^{11.2} M_{\odot}$, have a morphology close to a late type galaxy, and fulfill that the difference of absolute magnitude in the B -band of the bulge and the whole galaxy is in the range $1.5 - 2.6$.

Once we select the sample of MW type galaxies, we stack the SPs of their bulges, in order to achieve a better dynamical range. The stacking of the SPs of the bulges of MW type galaxies consist in the concatenation of the arrays that contain information about the properties of the SPs in their bulges. Typically, a few to a dozen SPs are formed in each bulge. We then compare the MDF

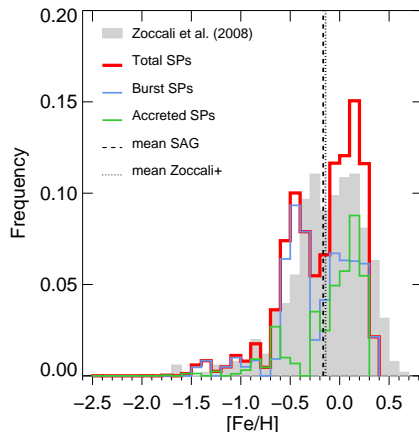


Figure 1. Metallicity distribution of all the SPs in bulges of MW galaxies in the model (red histogram). Light blue and green histograms represent the SPs in bulges originated in bursts and in accreted satellites, respectively. For comparison, we show the spectroscopic MDF of Zoccali et al. (2008) (grey histogram). Dashed and dashed-dotted lines represent the mean values of the model and observed distributions, respectively.

of the SPs in the model bulges with the spectroscopic metallicities obtained by Zoccali et al. (2008) (Figure 1). We divide the SPs in accreted populations from mergers and disk instabilities and those formed in bursts of star formation within the bulge. We make the distinction for studying the formation mechanisms of the bulge and to understand the broad metallicity distribution showed by observations. Mean metallicities, represented by the dashed and dashed-dotted vertical lines, for model and observed MDFs, respectively, show a remarkable agreement, with values of $[Fe/H] = -0.165$ and $[Fe/H] = -0.145$. We can also see in Figure 1 that observations (grey histogram) show a mild indication of the existence of two different peaks in the MDF of stars, while the model data (red histogram) show a clear distinction between two different groups of SPs. One (metal rich) is dominated by accreted stellar SPs and the other (metal poor) is dominated by SPs originated in bursts.

The number of stars with spectroscopic observations in the bulge is still limited. Moreover, the observed sample of Zoccali et al. (2008) consists of a combination of stars at different galactic latitudes without considering the relative densities of stars between the fields. This could introduce a bias towards lower density fields. The solution would be to have metallicities of a large number of stars.

The Vista Variables in the Vía Láctea survey (VVV) provides state of the art photometric observations of more than 10^6 stars in the MW bulge. We make use of these data and obtain the MDF of the stars photometrically, by means of the method described in Gonzalez et al. (2013, section 4). In order to compare fairly these estimations with our model data, we construct synthetic color magnitude diagrams (CMDs) using the software IAC-STAR (Aparicio & Gallart 2004) (see left-hand panel of Figure 2). We use the same method than the one applied to observations and compute a MDF of this photometric data emulation. The right panel of Figure 2 shows the comparison between the observed and computed photometric MDF. We see that the metallicity inferred for galaxies in the model

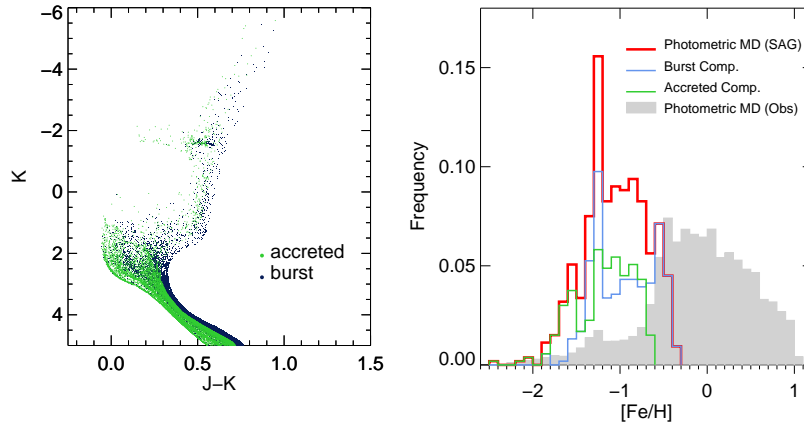


Figure 2. *Left-hand panel:* Synthetic CMD computed using data from the model SAG and the software IAC-STAR. Stars formed in bursts and accreted stars are represented by blue and green points, respectively. *Right-hand panel:* Photometric metallicity distribution based on model data for the total, accreted and burst originated SPs compared to the photometric MDF obtained from the data of more than 10^6 stars in the MW bulge.

sample are lower than those obtained from observations. However, given that the actual values of $[\text{Fe}/\text{H}]$ computed in the model are in excellent agreement with observations (Figure 1), we attribute this discrepancy to the fact that SPs in the model are younger than expected. A detailed analysis of the processes of star formation that yield to the final MDF is the natural next step in this investigation, using an updated version of SAG (Gargiulo et al. 2014) which considers that starbursts take place in a given period of time instead to taking place instantly, like in the version used for this work; this will clearly impact of the ages of the bulge SPs.

References

- Aparicio A., Gallart C., 2004, *AJ*, 128, 1465
 Athanassoula E., 2012, ArXiv e-prints
 Bensby T., et al., 2013, *A&A*, 549, A147
 Cora S. A., 2006, *MNRAS*, 368, 1540
 Gargiulo I. D., et al., 2014, ArXiv e-prints
 Gonzalez O. A., et al., 2013, *A&A*, 552, A110
 Kormendy J., 2013, ArXiv e-prints
 Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C., 2004, *ARA&A*, 42, 603
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, *MNRAS*, 388, 587
 Minniti D., et al. 2010, *New Astronomy*, 15, 433
 Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 295, 319
 Mutch S. J., Croton D. J., Poole G. B., 2011, *ApJ*, 736, 84
 Padilla N., et al., 2013, ArXiv e-prints
 Tecce T. E., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 2008
 Zoccali M., et al., 2008, *A&A*, 486, 177

Parte II

Estructura Galáctica

PRESENTACION ORAL

Observación versus modelos en el Tercer Cuadrante Galáctico

G. Perren¹, R. Vázquez¹, G. Carraro², H. Navone³ & J. Nuñez⁴

(1) *Observatorio Astronómico de La Plata, IALP. Paseo del Bosque s/n 1900 La Plata, Argentina*

(2) *ESO, Alonso de Cordova 3107, 19100 Santiago de Chile, Chile*

(3) *Instituto de Física de Rosario (CONICET-UNR), Rosario, Argentina*

(4) *Facultad de Ingeniería, CIBA, Universidad Nacional de Jujuy, Gorriti 237, 4600, S. S. de Jujuy, Argentina*

Abstract. We present a synthesis of the results of an extensive UBVI photometric study performed on a group of 14 fields located in the third quadrant of our galaxy, aimed at establishing the properties of its stellar population and the degree of agreement with two of the most important theoretical models of the Milky Way: **Besançon** and **TRILEGAL**. The individual properties of the observed stars in each field were derived by applying a software developed in-house which allows user input and condenses well established techniques of astrophysical analysis.

Resumen. Presentamos una síntesis de los resultados de un extenso estudio fotométrico UBVI realizado sobre un grupo de 14 campos ubicados en el tercer cuadrante de nuestra galaxia, orientado a establecer las propiedades de su población estelar y su grado de coincidencia con dos de los modelos teóricos de la Vía Láctea más importantes: **Besançon** y **TRILEGAL**. Las propiedades individuales de las estrellas observadas en cada campo se derivaron aplicando un software de desarrollo propio que permite la intervención del usuario y condensa técnicas bien establecidas de análisis astrofísico.

1. Introducción

Parte de los rasgos más relevantes de la Vía Láctea en términos de su estructura y extensión radial del disco se llevan a cabo comparando observaciones con predicciones derivadas de modelos. Las observaciones masivas se efectúan utilizando sistemas fotométricos que no permiten aproximaciones realistas en términos de evaluación de la absorción interestelar y cálculo de distancias de modo que lejos de proveer condiciones de contorno para los modelos terminan convalidando interpretaciones forzadas cuando no reproducen lo que los modelos predicen.

El descubrimiento en el año 2004 de la supuesta galaxia enana de Canis Major en proceso de acreción por parte de la Vía Láctea (Martin et al. 2004), generó la necesidad de ampliar el conocimiento en el tercer cuadrante galáctico

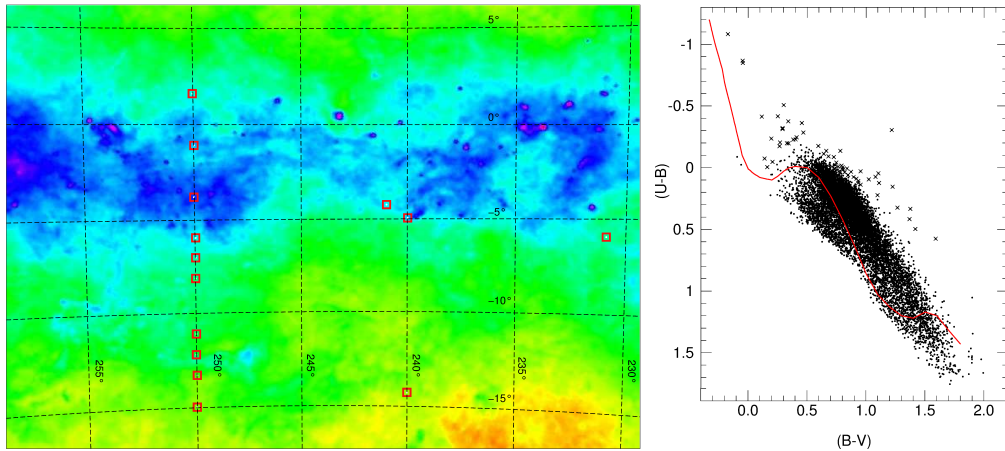


Figura 1. *Izquierda:* Campos observados (cuadrados rojos) proyectados sobre un corte transversal del plano galáctico.
Derecha: Diagrama color-color de los campos observados.

(3CG).¹ Los campos observados se ubican en este cuadrante principalmente a $l = 250^\circ$ de longitud galáctica barriendo un rango de $b = 2^\circ$ a $b = -15^\circ$ en latitud; la Figura 1 (izquierda) muestra su distribución en un corte transversal del plano galáctico.

Cada campo se observó a través de los 4 filtros UBVI del sistema fotométrico de Jhonson-Kron-Cousins para una exposición larga y otra corta. En total se obtuvieron 112 imágenes las cuales fueron procesadas mediante el método estándar de reducción y fotometría CCD obteniendo así el diagrama color-color (TCD) que se muestra en la Figura 1 (derecha) para $\sim 10\,000$ estrellas.

2. Metodología

Los parámetros que caracterizan la zona (magnitudes absolutas, distancias, metalicidades, tipos espectrales y valores de extinción $E_{(B-V)}$ para cada estrella observada) se obtuvieron aplicando un código desarrollado *ad-hoc* denominado **shift**. El mismo se basa en la aplicación del método de corrección por enrojecimiento en el diagrama TCD mediante el desplazamiento de una isócrona, en nuestro caso de edad despreciable. Esto implica asumir que las estrellas observadas son de secuencia principal en su gran mayoría, o sea: el código no resuelve estrellas en fases evolucionadas.

La región compuesta por los campos observados fue reproducida mediante los modelos mencionados variando el parámetro absorción visual A_V . Utilizando el estadístico χ^2_γ de Mighell (1999) se seleccionaron los campos sintéticos de mejor ajuste con los observados. De esta manera obtuvimos el mismo grupo

¹Los autores asignaron un origen extragaláctico a una serie de sobredensidades observadas en ese cuadrante basándose, entre otros estudios, en la aplicación del modelo de Besançon.

de parámetros determinados con `shift` para los campos observados según la propuesta optimizada de cada modelo.

Las características de la zona observada predichas por cada modelo se compararon directamente con las obtenidas mediante `shift`.

3. Resultados

Los resultados más relevantes se presentan a continuación:

- El número total de estrellas predichas es un 35 % mayor al observado en el caso de **Besançon** y un 14 % menor para **TRILEGAL**.
- La distribución de extinción obtenida con `shift` a partir de la muestra observada presenta un aumento marcado a partir de $\sim 3 \text{ kpc}$ (distancia al Sol) lo cual no es predicho por ninguno de los modelos. Las zonas de alta extinción (cercanas al plano) son pobremente reproducidas a la vez que la variación de la cantidad de polvo interestelar ($A_V/dist$) es subestimada por ambos modelos.
- La temperatura efectiva (o tipo espectral) presenta un buen ajuste global desde estrellas más tempranas hasta el tipo espectral F6. **Besançon** muestra una marcada sobreproducción de estrellas gigantes y subgigantes con respecto a **TRILEGAL** que en cambio presenta una leve subproducción de estrellas enanas.
- La función de luminosidad observada muestra un corrimiento de $\sim 1.5 \text{ mag}$ hacia valores mayores en magnitud con respecto a lo propuesto por los modelos.
- Las distancias son mejor ajustadas para estrellas más tempranas especialmente en el caso de **TRILEGAL**.
- Ambos modelos asignan metalicidad alta o solar para casi la totalidad de la zona. Los resultados obtenidos con `shift` en cambio muestran una clara caída hacia valores menores a medida que nos alejamos del plano. La variación de la metalicidad con la distancia vertical al plano o gradiente vertical de metalicidad, es de $\sim -0.2 \text{ dex/kpc}$ lo cual ajusta muy bien con resultados publicados en otros estudios recientes (Ivezić et al. 2008; Peng et al. 2012).

3.1. Estructura de la Galaxia

La Figura 2 muestra un diagrama de densidad estelar vs. distancia *galactocéntrica* para los seis campos más cercanos al plano donde puede verse la extensión en distancia obtenida con `shift` y con las simulaciones de ambos modelos.

El código `shift` presenta una caída exponencial más pronunciada que ambos modelos. **Besançon** muestra una caída abrupta a densidades mínimas al alcanzar lo 14 kpc de distancia al centro de la Galaxia debido a que este modelo asume este valor como radio de la misma.

Se observa que la distancia máxima obtenida con ambos modelos es superada, especialmente en los campos 4 y 5 donde se llegan a obtener valores de hasta 21 kpc de distancia galactocéntrica.

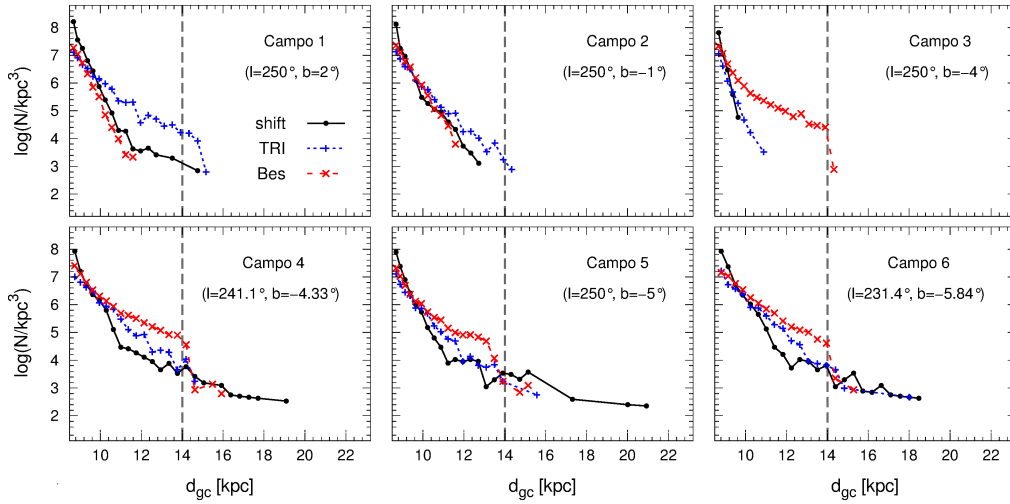


Figura 2. Densidad estelar versus distancia galactocéntrica. En negro los resultados obtenidos con *shift*, rojo *Besançon* y azul *TRILEGAL*.

4. Conclusiones

Se encontraron claras falencias en los modelos *TRILEGAL* y *Besançon*, algunas de ellas ya mencionadas en la literatura actual. En particular la tendencia a asignar metalicidades altas en ambos modelos ha sido observada por varios autores (Arnadottir et al. 2009; Schlesinger et al. 2011; Uttenthaler et al. 2012). Al comparar entre sí las propiedades de los campos observados derivadas a partir de cada modelo, surge que los campos sintéticos no pueden reproducir adecuadamente el número de estrellas observadas a la vez que se observan grandes diferencias en la variación de la extinción interestelar que los afecta, la tendencia en la distribución de las metalicidades y la extensión del disco galáctico. En el caso de esta última característica, se destaca la distancia máxima encontrada de 21 *kpc* en coincidencia con estudios recientes (Momany et al. 2006; Carraro et al. 2010) y en contraste con el valor usualmente utilizado de 14 *kpc* (Robin et al. 1992; Minniti et al. 2011).

Referencias

- Arnadottir A. S., Feltzing S., Lundstrom I., 2009, in Andersen J., Bland-Hawthorn J., Nordström B., eds, IAU Symposium Vol. 254 of IAU Symposium. p. 5P
 Carraro G., et al., 2010, *ApJ*, 718, 683
 Ivezić Ž., et al., 2008, *ApJ*, 684, 287
 Martin N. F., et al., 2004, *MNRAS*, 348, 12
 Mighell K. J., 1999, *ApJ*, 518, 380
 Minniti D., et al., 2011, *ApJL*, 733, L43
 Momany Y., et al., 2006, *A&Ap*, 451, 515
 Peng X., Du C., Wu Z., 2012, *MNRAS*, 422, 2756
 Robin A. C., Creze M., Mohan V., 1992, *ApJL*, 400, L25
 Schlesinger K. J., et al., 2011, ArXiv e-prints
 Uttenthaler S., et al., 2012, *A&Ap*, 546, A57

PRESENTACION MURAL

Calibración de isócronas semi-empíricas en el sistema fotométrico de Washington

G. Perren^{1,3}, A. Piatti^{2,3} & R. Vázquez^{1,3}

(1) *Observatorio Astronómico de La Plata, IALP, Argentina*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad de Córdoba, Argentina*

(3) *CONICET, Argentina*

Abstract. We have compiled a database of star clusters observed in the Washington photometric system composed of more than 180 objects, covering a wide range of ages. Through a systematic study of their sequences in the Color-Magnitude Diagram we plan to obtain, for the first time, a set of semi-empirical isochrones in this system.

Resumen. Hemos compilado una base de datos de cúmulos estelares observados en el sistema fotométrico de Washington compuesta por más de 180 objetos, cubriendo un amplio rango de edades evolutivas. Por medio de un estudio sistemático de las secuencias de los mismos en los diagramas Color-Magnitud planeamos derivar, por primera vez, un conjunto de isócronas semi-empíricas en este sistema fotométrico.

1. Introducción

El estudio de cúmulos estelares resulta de fundamental importancia para investigar la formación y evolución de las galaxias dado que sus distancias, edades y metalicidades pueden en general determinarse de una manera más confiable que en estrellas individuales.

Entre las técnicas que más se han utilizado desde mediados del siglo XX para determinar los parámetros fundamentales de cúmulos estelares, se encuentra el ajuste de isócronas en los diagramas color-magnitud (DCM) de dichos objetos. A partir del ajuste de isócronas teóricas en los DCM de cúmulos estelares es posible estimar, entre otros: su edad, exceso de color, distancia al Sol, contenido metálico, etc.

Para datar cúmulos observados en el sistema fotométrico de Washington, la única herramienta con que contamos son isócronas teóricas debido a que no se han trazado hasta el presente isócronas empíricas en este sistema, lo cual constituye también una restricción al desarrollo de isócronas teóricas (Hughes et al. 2007; Goudfrooij et al. 2011).

Una de las propiedades más destacables del sistema de Washington radica en la posibilidad de efectuar estimaciones precisas de metalicidad y edad para cúmulos abiertos galácticos y extragalácticos, especialmente para aquellos de más de mil millones de años. La gran cantidad de datos CCD de cúmulos estelares disponibles en este sistema en la actualidad hace posible que podamos

determinar las características globales de los mismos de una manera sistemática y homogénea y derivar así las propiedades y características evolutivas de las galaxias donde están incluidos.

Mediante el estudio sistemático de una base de datos compuesta por más de 180 cúmulos abiertos observados en el sistema de Washington planeamos obtener un conjunto de isócronas semi-empíricas, cubriendo tanto la secuencia principal como fases evolucionadas. Estas isócronas servirán, a su vez, como patrones de referencia (o proveerán condiciones de contorno) para aquéllas computadas teóricamente. Más importante aún, se dispondrá en el futuro de una herramienta de enorme utilidad para el estudio de sistemas de cúmulos estelares en galaxias lejanas, en la medida que los grandes telescopios comiencen a proveernos de datos fotométricos de los miembros de esos agregados estelares.

2. Metodología

El procedimiento para la obtención de isócronas semi-empíricas en el diagrama M_{T_1} vs $(C - T_1)_o$ puede describirse de la siguiente manera:

1. Selección de una muestra de cúmulos abiertos con parámetros astrofísicos fundamentales determinados en la literatura.
2. Remoción de estrellas de campo presentes debido a la proyección de los cúmulos sobre el fondo estelar, mediante la aplicación de un algoritmo de decontaminación desarrollado ad hoc que permite identificar los miembros más probables del mismo.
3. Trazado de las secuencias fiduciarias en el DCM observado T_1 vs $(C - T_1)$.
4. Transformación al plano magnitud absoluta M_{T_1} y color intrínseco $(C - T_1)_o$ en base al ajuste de isócronas realizado.
5. Definición de las secuencias medias para los cúmulos estelares con edades y metalicidades similares.

La transformación de un DCM observado al intrínseco requiere del conocimiento de los parámetros fundamentales del cúmulo. Los valores de enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad de los cúmulos estelares patrones se obtendrán mediante un proceso de ajuste automático de isócronas sobre los DCM de los mismos. La selección de estos cúmulos patrones se realizará a partir de una muestra inicial compuesta de 181 cúmulos ubicados casi en su totalidad en las Nubes de Magallanes (60 en la nube menor, 112 en la nube mayor y 9 en la Vía Láctea).

Para determinar las posiciones fiduciarias de los cúmulos patrones se utilizarán las posiciones medias de los miembros más probables de las secuencias observadas en los diferentes DCM, en las cuales se supone que una estrella individual debería ubicarse, permitiendo alguna dispersión debido a los errores observacionales (también a la presencia de rotadores rápidos, binarias, duplicidad, Straizhis 1992). Las secuencias principales (SP) de los cúmulos en la muestra seleccionada deberán estar en general bien definidas, cubriendo un apreciable

rango en magnitud T_1 . Se espera que exhiban diferentes formas debido a los efectos pronunciados de la edad de los cúmulos mismos. Para mejorar la determinación de los puntos fiduciaros sobre los DCM, se utilizarán además aquellas estrellas que dispongan de estudios de probabilidad de pertenencia basados en movimientos propios, velocidades radiales, etc., en los casos en que se disponga de estos datos.

La Fig. 1 ejemplifica la batería de procedimientos aplicados para obtener las secuencias libres de contaminación por estrellas de campo. En primer lugar la densidad estelar espacial es analizada para determinar el centro del cúmulo, en general asociado al punto de máxima densidad (Fig. 1, a-d). Un perfil radial de densidad es construido a continuación (Fig. 1, f) lo cual permite asignar un radio aproximado al cúmulo, determinado a partir del punto donde la densidad estelar es cercana al valor asociado al fondo de campo (valor de *background*). Estrellas con errores que superan un dado límite son rechazadas (Fig. 1, h) y varias regiones de campo se definen alrededor de la región de cúmulo (Fig. 1, l). Estas regiones son utilizadas por el algoritmo de decontaminación el cual compara las morfologías de los DCM del cúmulo y las regiones de estrellas de campo definidas (Fig. 1, m-n). A cada estrella dentro del radio asignado al cúmulo se le asigna una probabilidad de ser un miembro real del mismo (Fig. 1, o-s). Aquellas estrellas con mayores valores de probabilidad serán las que contribuyan en mayor medida al trazado de las isócronas semi-empíricas finales.

2.1. Expectativas

Esperamos que la SP fiduciaria de edad cero se extienda alrededor de 8 magnitudes en T_1 . Dado que casi el 80% de los cúmulos en nuestra muestra tienen edades mayores a 5×10^8 yrs, la región superior de la SP estará necesariamente definida por una cantidad reducida de cúmulos estelares jóvenes. La SP y las ramas evolucionadas más allá del turn-off para varias edades se obtendrán para cada galaxia por separado (SMC, LMC, MW) como también para el conjunto de las mismas.

Una vez obtenidas las isócronas semi-empíricas, se prevé realizar comparaciones con aquéllas obtenidas a partir de cálculos teóricos. Dado que cada conjunto de isócronas teóricas es calculado sobre la base de determinadas hipótesis acerca de los procesos físicos que intervienen en la evolución de las estrellas, este análisis comparativo permitirá introducir las modificaciones necesarias en esos códigos para conseguir reproducir con más exactitud y precisión las secuencias evolutivas observadas. En este sentido, las isócronas semi-empíricas serán un referente común para los diferentes conjuntos de isócronas teóricas actualmente disponibles para el sistema fotométrico de Washington (Lejeune & Schaerer 2001; Marigo et al. 2008).

Referencias

- Goudfrooij P., et al., 2011, ApJ, 737, 3
 Hughes J., et al., 2007, AJ, 134, 229
 Lejeune T., Schaerer D., 2001, A&A, 366, 538
 Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
 Straižhis V., 1992, Multicolor stellar photometry. A&A Series, Pachart Publishing House

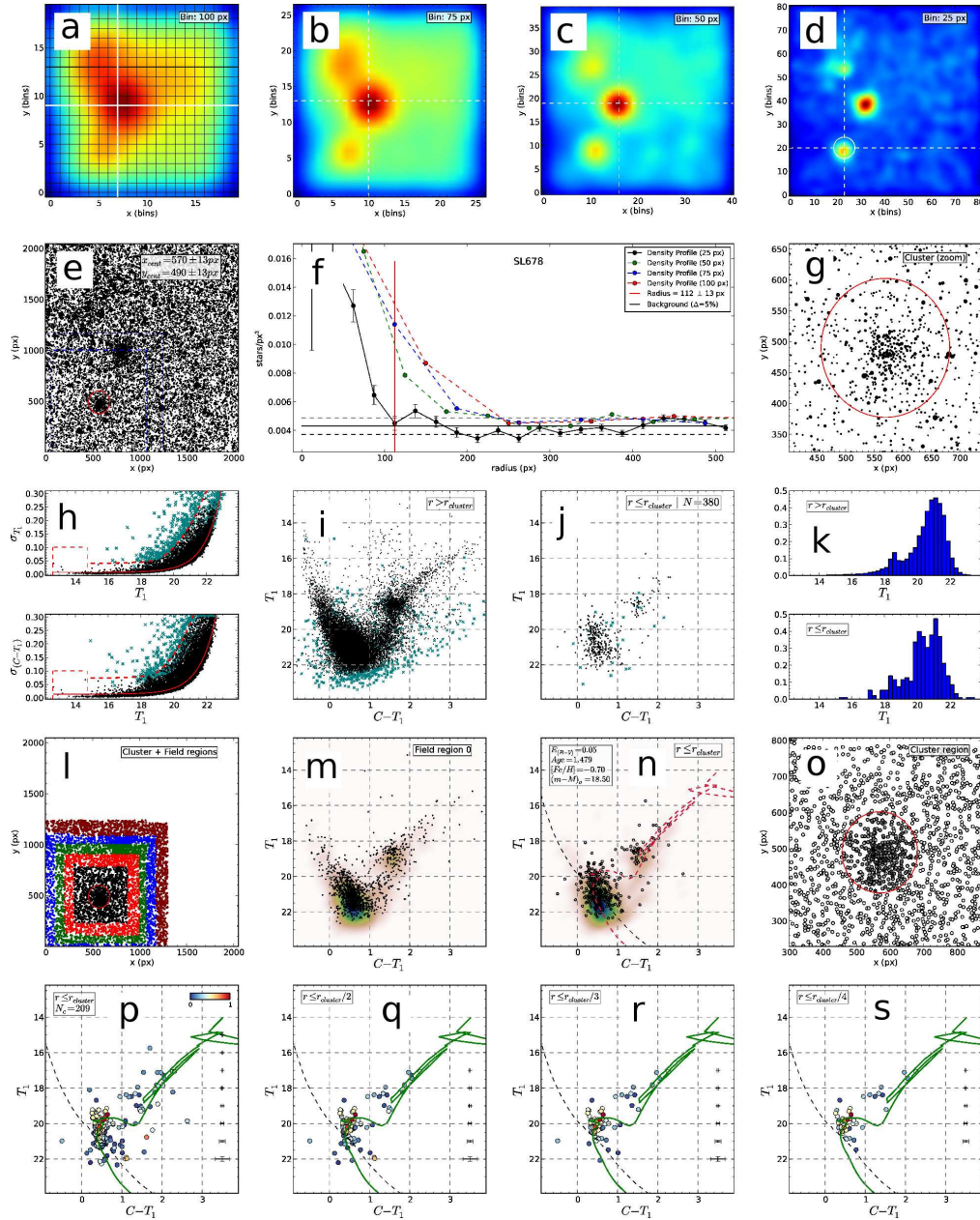


Figura 1. Ejemplo de análisis para el cúmulo SL678: a-d) densidad estelar para muestreos de 100, 75, 50 y 25 píxeles; e) campo completo; f) perfil de densidad centrado en el cúmulo; g) ampliación sobre la zona del cúmulo; h) diagramas de error en magnitud y color; i) CMD para la zona fuera del cúmulo; j) CMD del cúmulo (N : cantidad de estrellas dentro del radio) k) distribuciones para la magnitud T_1 ; l) regiones de estrellas de campo de área equivalente utilizadas por el algoritmo de decontaminación; m) CMD para la primera región de estrellas de campo; n) CMD del cúmulo procesado por el algoritmo con tamaños asociados a las probabilidades asignadas por el algoritmo; o) región que contiene al cúmulo con colores asociados a la probabilidad asignada por el algoritmo; p-s) CMD de las N_c estrellas con probabilidad más alta, se muestran CMDs para estrellas dentro de $r_{cluster}$, $r_{cluster}/2$, $r_{cluster}/3$ y $r_{cluster}/4$.

PRESENTACION MURAL

Ruprecht 166: un trazador del brazo espiral de Scutum-Centaurus

L. Rizzo^{1,2}, E. Giorgi¹, G. Carraro³ & R. Vázquez¹

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina.*

(2) *Instituto de Astronomía La Plata, IALP, CONICET, Argentina.*

(3) *Universidad de Chile, ESO, Santiago de Chile, 190001.*

Abstract. We present CCD UBVI photometry of the Centaurus open cluster Ruprecht 166. Our data reveal that it is a true star cluster of 2' radius located at a distance of $d=6.6$ kpc and with an age of 56 Myr old. This cluster becomes an excellent spiral arm tracer since it is placed in the external tangent of the Scutum-Centaurus spiral arm. We have also analyzed the stellar field against which the cluster is projected, thus finding the presence of a strip of young stars extending from Sagittarius-Carina to Scutum-Centaurus composing a sort of stellar bridge.

Resumen. Presentamos fotometría CCD UBVI del cúmulo abierto Ruprecht 166 de la constelación de Centauro. Nuestros datos revelan la presencia de un verdadero cúmulo abierto de un radio de 2', ubicado a una distancia de $d=6.6$ Kpc y con una edad de 56×10^6 años. Este cúmulo se convierte en un excelente trazador de los brazos espirales pues está emplazado en la tangente externa del brazo espiral de Scutum-Centaurus. Analizamos también el campo estelar sobre el cual el cúmulo está proyectado, encontrando la presencia de un puente de estrellas tempranas que se extienden desde el brazo de Sagittarius-Carina al de Scutum-Centaurus.

1. Introducción

Nuestro grupo de trabajo está abocado a la búsqueda de trazadores de la estructura espiral en el cuarto cuadrante de la Galaxia y para ello se determinan las propiedades de aquellos cúmulos abiertos potencialmente jóvenes. En esta oportunidad mostramos los resultados del cúmulo abierto Ruprecht 166, un objeto de la constelación de Centauro ($l=306.42^\circ$ y $b=-0.848^\circ$; $\alpha(2000)=13^h25^m39^s$, $\delta(2000)=-63^\circ28'00''$). El primer estudio de este objeto fue hecho por Ruprecht (1966) que lo catalogó como III3p, de acuerdo a la clasificación de Trumpler (1930). Existen dos estudios fotométricos posteriores hechos por Moffat & Vogt (1973) y Piatti & Clariá (2001) en las bandas UBV y BVI respectivamente. Ninguno de estos trabajos concluye que este objeto sea efectivamente un cúmulo abierto.

2. Observaciones y reducción de datos

Se hizo fotometría CCD UBVI(KC) en Ruprecht 166 con el telescopio de 1m de CTIO, usando la cámara Y4KCam durante las noches del 10 y 14 de marzo de 2010. La Fig. 1 muestra la carta de identificación de la región observada. La cámara es un arreglo de 4 CCDs (4064×4064 pixeles²) que cubre un área de $20' \times 20'$. Se observaron además varias regiones estándares de Landolt (1992). Las noches fueron fotométricas, caracterizadas por un seeing medio de $1,5''$. Las observaciones fueron reducidas utilizando el método de PSF empleando el paquete de reducción IRAF y dentro de ella los paquetes DAOPHOT (Stetson 1987) y PHOTCAL. Nuestra fotometría fue comparada con más de 200 estrellas en común con la de Piatti y Clariá (2001) donde encontramos las siguientes diferencias medias (respecto a nuestros datos): $\Delta V = -0.08$, $\Delta(B - V) = -0.006$, $\Delta(V - I) = 0.002$ y las desviaciones estándares no fueron mayores a 0.004.

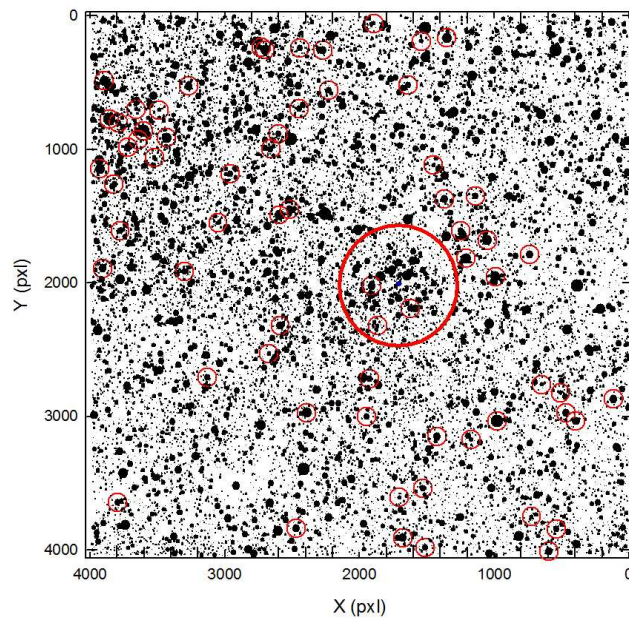


Figura 1. Carta de identificación de Ruprecht 166. El norte está hacia arriba y el Este a la izquierda. El círculo ($2'$ de radio) muestra la extensión de Ruprecht 166. Los círculos son estrellas azules de campo (ver texto).

3. Análisis de los datos

3.1. Ruprecht 166

Para detectar la presencia del cúmulo se procedió a generar un mapa de densidad estelar de la zona observada, en el cual encontramos una clara sobredensidad que

sugiere un radio de $2'$ para el cúmulo, que ocupa la zona encerrada por el anillo en la Fig. 1. La Fig. 2 muestra el diagrama color-magnitud (DCM) construido con las estrellas dentro de un radio de $2'$ del centro sugerido, por encima la ZAMS (Zero Age Main Sequence) de Schmidt-Kaler (S-K, 1982) ajustada a un módulo de distancia aparente de $V-M_V = 16.35 \pm 0.20$ que corresponde a una distancia de $d=6.6$ kpc, y superpuestas aparecen las isocronas de Girardi et al. (2000) para $\log(t)$: 7.7, 7.75 y 7.8. Nosotros adoptamos la isocrona de $\log(t)=7.75$ que corresponde a una edad de 56 millones de años. También mostramos en la Fig. 2 los diagramas color-color (DCC) para las estrellas dentro y fuera del cúmulo. El ajuste de la ZAMS de S-K en la figura central, nos indica un enrojecimiento de $E(B-V) = 0.72 \pm 0.03$ (línea a trazos) para las estrellas del cúmulo. En el gráfico de la derecha se superponen las líneas de enrojecimiento para estrellas de diferentes tipos espectrales (A0-B5-O4). Notar que es evidente la presencia de gran cantidad de estrellas tempranas enrojecidas.

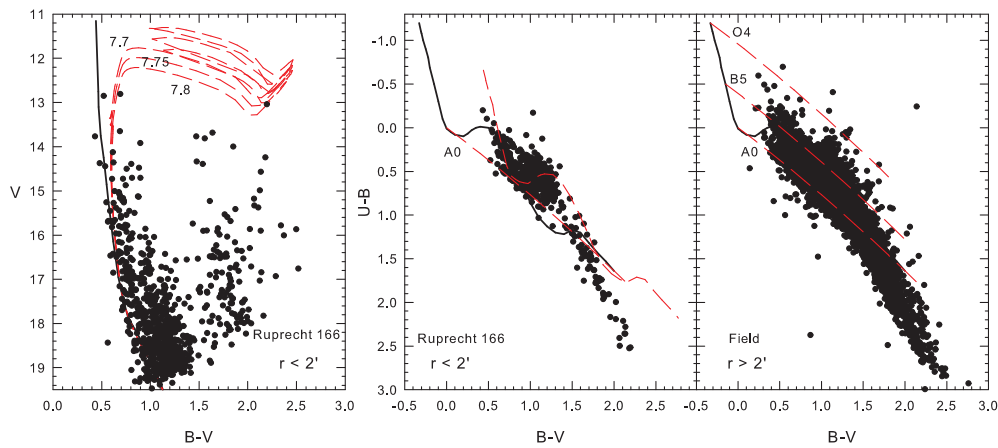


Figura 2. Izquierda: DCM de las estrellas dentro del círculo de $2'$ de radio mostrado en la Figura 1. La línea continua es la ZAMS ajustada al módulo de distancia aparente $V-M_V=16.35$. Las líneas a trazos son las isócronas de Girardi (2000). Los números indican el logaritmo de la edad. Centro: DCC de las estrellas dentro del círculo de la Fig. 1. La línea continua es la ZAMS en su posición normal mientras que la línea a trazos es la misma ZAMS desplazada por $E(B-V)=0.72$. Se indica la relación de enrojecimiento para estrellas de tipo espectral A0. Derecha: Idem Fig. Centro para las estrellas fuera del círculo mencionado. Se indican las relaciones de enrojecimiento para estrellas O4, B5 y A0 (líneas rojas a trazos).

3.2. Población estelar temprana

En lo que respecta al análisis de la población de campo se encontraron 67 estrellas OB. El procedimiento realizado para llegar a esa conclusión fue trazar las líneas de enrojecimiento y quedarnos solo con las que yacían entre las líneas de referencia para estrellas O4 y B5 como se muestran en la Fig. 2, panel derecho, pues sólo ellas tienen solución única de enrojecimiento. Luego se aplicó el méto-

do de paralajes espectroscópicas utilizando la relación entre índice de color, tipo espectral y magnitud visual absoluta (S-K, 1982). Así obtuvimos sus respectivos enrojecimientos y distancias al Sol. La Fig. 1 muestra la distribución espacial de estas estrellas tempranas en el campo, indicándolas con anillos. Hemos encontrado que la distribución de estas estrellas en distancia tiene un máximo en 2 kpc que se corresponde con la posición esperada de Sagitario-Carina y de allí en adelante su número disminuye hasta casi los 7 kpc. Es un dato relevante que no exista un claro hiato en nuestra distribución que coincida con la zona interbrazo donde no esperábamos encontrar estrellas azules. Aquí tenemos dos posibles explicaciones: a) los errores en distancia alisan la distribución y la falta de hiato deviene en artificial, o b) no existe ningún espacio sin estrellas brillantes entre ambos brazos y ello se debe a que los mismos están muy próximos el uno al otro confundiendo las poblaciones azules respectivas. Existe una tercera posibilidad y es que haya un puente estelar entre Sagitario-Carina y Scutum-Centaurus. En nuestra opinión, la última posibilidad planteada es la que resulta más probable puesto que se corresponde con recientes aportes hechos por este grupo: en Perren et al. (2012) se ha demostrado que existe un continuo de estrellas azules a lo largo de 6 kpc en la dirección al centro de la Galaxia, $l=355^\circ$. Esta forma de distribución uniforme de estrellas tempranas en el cuarto cuadrante galáctico puede encontrarse también en Carraro (2011), para $l=314^\circ$, no lejos de la posición de Ruprecht 166.

4. Conclusiones

- Se demostró que Ruprecht 166 es un cúmulo abierto joven de una edad de 56 millones de años.
- Este objeto se encuentra asociado al brazo de Scutum-Centaurus más precisamente en su tangente a una distancia de 6.6 kpc del Sol.
- Nuestras observaciones indican la presencia de población joven distribuida de manera continua entre 2 y 6 kpc que cruza Carina, la región inter-brazo y llega hasta Scutum-Centaurus sugiriendo la presencia de un puente estelar.

Referencias

- Carraro G., 2011, *A&A*, 536, 101
 Girardi L., Bressan A., Bertelli G., & Chiosi C., 2000, *A&A*, 141, 371
 Landolt A. U., 1992, *AJ*, 104, 340
 Moffat A.F.J & Vogt N., 1973, *A&AS* 10, 135-193
 Perren G., Vázquez R.A. & Carraro G., 2012, *A&A* 548A, 125
 Piatti A. E. & Clariá J.J., 2001, *A&A*, 379, 453
 Ruprecht J. 1966, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, 17, 33
 Schmidt-Kaler T. ,1982, in Landolt-Börnstein, *Numerical Data and Functional*
 Stetson P.B., 1987, *PASP* 99, 191
 Trumpler R., 1930, *Lick Obs. Bulletin*, 420

Parte III

**Astrofísica Estelar y Sistemas
Estelares**

PRESENTACION INVITADA

Astrobiology in Argentina and the Study of Stellar Radiation on Life

X.C. Abrevaya¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, CONICET-UBA)*

Abstract. Astrobiology is a relatively new multidisciplinary branch of science, which involves the study of life as a planetary phenomenon. Its main objective is to understand the origin of life on Earth and the possibilities of existence of life in the universe. In this work I will comment some of the most relevant aspects of this area and I will focus in the interdisciplinary work carried out by our research group, which involves a direct interaction between astronomy, astrophysics and biology. The main objective of this research is to study the stellar radiation in extraterrestrial environments to analyze the origin and the possibility of existence of life, as we know it, in solar and extrasolar planetary bodies.

Resumen. La Astrobiología es una rama multidisciplinaria de la ciencia relativamente nueva, que involucra el estudio de la vida como un fenómeno planetario. Su principal objetivo es entender el origen de la vida en la Tierra y las posibilidades de existencia de vida en el universo. En el presente contribución comentaré algunos de los aspectos más relevantes de esta área y se hará foco en el trabajo interdisciplinario llevado a cabo por nuestro grupo de investigación que implica una interacción directa entre Astronomía, Astrofísica y Biología. El objetivo central de estas investigaciones es estudiar la radiación estelar en ambientes extraterrestres para analizar el origen y la posibilidad de existencia de vida, tal como la conocemos, en cuerpos planetarios que se encuentren dentro o fuera del Sistema Solar.

1. Introduction

Astrobiology can be considered a modern scientific field of research. It emerges and develops as a multidisciplinary area, because it requires the knowledge of different fields, as astronomy and astrophysics, chemistry, biology, geology, among others. Its main goal is to study and understand the origin, evolution and distribution of life in the universe (both on the Earth and beyond). Accordingly, the existence of life would not be restricted to the Earth and could be considered a planetary phenomenon.

In particular, in recent years, there has been substantial progress in this field. This is due, in part, to the advances in the exploration of planetary bodies of the Solar System as well as the growing body of data available about extrasolar

planets orbiting distant stars. This allowed the analysis of these environments in the search for life. In line with these developments, the focus on the search of exoplanets has shifted increasingly to the search for Earth analogs because it is considered that these are capable to supporting life as we know, that is, Earth-like life.

Under this scenario, it becomes necessary to study the biosphere of Earth in its astronomical context (Nealson & Conrad 1999), both in the present and in the past. In particular it is relevant to understand the evolution of the Earth as a planet and its particular conditions to provide clues about how life could have originated and evolved, and under which particular physicochemical conditions. In fact, life “as we know it” has specific requirements as the presence of liquid water, favorable conditions for the assembly of complex organic molecules and the presence of sources of energy to maintain a metabolism (Des Marais et al., 2008). These conditions are necessary to define the planetary habitability, that is the potential of a planetary body to develop and sustain life, defined according to physical and chemical environmental factors that establish what places can harbor Earth-like life for a significant period of time (Cockell 2007). In general, the first step to determine if a planet is habitable, is to characterize planetary habitable zone (HZ) which is a theoretical region around a star where we can find the conditions for a planet to be able to support life (Huang 1959; Dole 1964; Rasool and deBergh 1970; Hart 1979; Kasting et al. 1993). Currently, the most important factor taken into account for the calculation of the HZ is the presence of liquid water on the surface of the planet, because “life as we know it” depends on its existence. This allows us to speak about the Liquid Water Habitable Zone (LW-HZ, Huang 1959, Dole 1964, Hart 1979). Consistently with this definition, the continuously habitable zone (CHZ) is the area around a star that remains habitable during a given period of time (Hart 1978). However, the concept of HZ is still being modeled (e.g., Segura and Kaltenegger 2010) and recent studies have considered other factors necessary for habitability.

2. Radiation and habitability

In addition to the mentioned factors commonly considered for habitability, it is necessary to determine if other physical environmental characteristics provide suitable conditions for the existence of life. The study of these conditions in the biosphere of planetary environments is one of the most important goals of Astrobiology (Lammer 2007, DesMarais et al. 2008) and requires the empirical measurement of the “factors that are currently known to be critical to the kind of life being considered as a potential inhabitant” (Cockell 2007). In this sense, it is well known that radiation has a strong influence on Earth-like life. Therefore, it should be considered within the criteria of habitability, because it could have a significant role in determining the conditions for the development and evolution of life. The terrestrial biosphere as well as other planetary bodies are subjected to stellar radiation and other high-energy astrophysical events are important sources of radiation emissions, such as supernovae explosions (e.g.: Gehrels et al. 2003), gamma ray bursts (e.g: Scalo et al. 2001; Thomas et al. 2005), soft gamma repeaters (Horvath & Galante, 2012) among others.

In general, the Sun and the other stars are important sources of electromagnetic and particulate radiation (non-ionizing and ionizing radiation, respectively). Stars of different spectral types, in particular F, G, K and M stars, have been considered suitable to host habitable planets and they have been subjected to numerous studies related to stellar activity, including energetic events as stellar cosmic rays, flares, coronal mass ejections (CMEs), enhanced coronal X-rays, and enhanced chromospheric UV emission, among others (e.g, Scalo et al. 2007). The radiation flux in these stars is related to stellar activity, evolution and spectral type and it can be greatly changed, both with increasing its intensity and composition. This could be observed in particular during sudden and energetic explosive events known as flares, with energy emissions comprising virtually the entire electromagnetic spectrum, from radio waves to gamma rays, including large amounts of ultraviolet (UV) and short wavelength X-rays. In this way, several radiation energetic events are involved in many different astrophysical scenarios in the universe and their investigation has largely increased over the last years both in the theoretical and observational frameworks. It is known that the strongest stellar flares overcome the strongest solar ones by a factor of 100 in X-ray and EUV flux. In addition, the quiescent X-ray and EUV radiation of young stars are up to a factor of 1000 higher than on the present-day Sun (Ribas et al. 2005). The effect of this high-level irradiance on primitive life on early Earth (or potentially other exoplanets) might be lethal especially for close-in orbiting planets (relevant for dM stars), which may have lost a large amount of their “life-protecting” atmospheres. Part of the work of our group is oriented to study these events in the astrobiological context.

3. Radiation effects over life

As was previously mentioned radiation is important to be considered for habitability. This is due to the fact that radiation can produce direct or indirect effects over life, which can be beneficial or detrimental (Fig. 1). Among the direct and detrimental effects, radiation can act as constraint for life. For example, radiation emissions related to UV wavelengths can be very harmful and even lethal to living beings, as it is capable to damage DNA (a molecule essential for life “as we know it”) but also damaging other cellular components through different mechanisms (Kielbassa et al. 1997). Moreover, it is known that it can inhibit physiological processes as photosynthesis (Cullen & Lesser, 1991). In the case of UV radiation, shorter UV wavelengths show the most damaging effects. In fact, exposure to UV-C (wavelengths <290 nm), which is shielded by the ozone layer on the present Earth, can be lethal for most of the terrestrial organisms. However, positive effects of radiation should be considered for example as has been postulated for UV which could induce mutations and increase the genetic variability, thus providing new raw material for all sorts of selective pressure. In this way radiation is acting as driving force for biological evolution, being at the same time a mutagen and a selective agent (Sagan, 1973). In fact, UV was a selective pressure itself, leading to the appearance of organisms adapted to live under UV stress, such as those with pigments for instance (Scalo et al. 2001; Wynn-Williams et al. 2002). On the other hand, ionizing radiation such as X-rays or gamma rays could have deleterious effects for life through different

mechanisms (see further details in Nelson, 2003). Also, radiation could have played a role during the polymerization of the first organic molecules in the prebiotic era, before the arise of the first cells on the Earth (see for example Kobashashi et al. 2001). Additionally, the radiation received by a planetary body from its host star and the star's plasma environment is a crucial source of energy influencing planetary atmospheres and their evolution, which also could determine the conditions for the origin, evolution and existence of life. In this sense, it is hypothesized that UV radiation and ionizing radiation could have a role in the generation of habitable planetary environments (Dartnell 2011). For example stellar X-rays could affect the atmospheric evolution and therefore the chances for life to emerge (Tian et al. 2008). Theoretical modeling has shown that ionizing radiation is capable to dissociate nitrogen and oxygen in the atmosphere, releasing important quantities of very reactive species (atomic nitrogen and oxygen) which could lead to the formation of nitrogen oxides, acting as catalyzers of ozone dissociation and therefore, increasing the irradiation of the planetary surface with stellar UV radiation, among other important effects (Martin et al. 2010). At the same time, other kind of radiation as UV, is fundamental for the synthesis (formation) of the ozone molecules in the atmosphere and therefore the ozone layer (Chapman 1930).

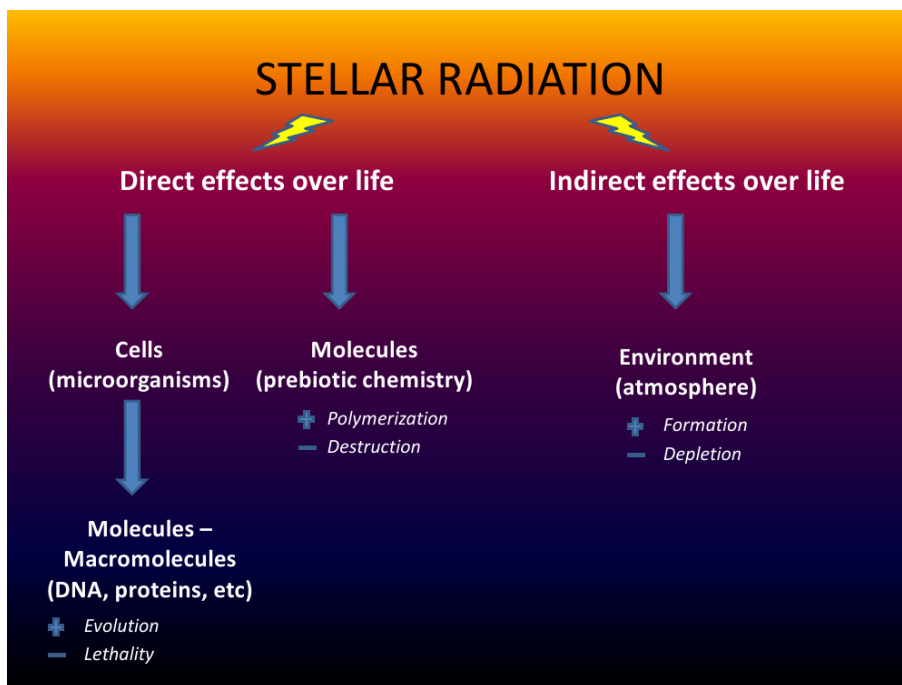


Figure 1. Direct and indirect effects of stellar radiation over life. Examples of beneficial (plus sign) and negative (minus sign) effects are also shown. Note that for the effects at cellular level the final target of the damage are macromolecules as DNA and proteins, among others. In the case of the prebiotic chemistry effects, this can affect the polymerization (formation) or can facilitate the destruction of prebiotic molecules. For indirect effects radiation can affect life at environmental level, mainly atmospheric formation or depletion.

In particular, thinking in exoplanetary environments, several works have analyzed UV radiation fluxes in F, G, K, and M stars (habitable stars) in order to determine their suitability for life, although mostly are related to theoretical approaches (Cockell 1998; Cockell 1999; Cockell et al. 2000; Rontó et al. 2003; Cockell and Raven 2004; Buccino et al. 2006, 2007; Cuntz et al. 2010; Segura et al. 2010). This analysis also were extended to the Solar System, studying young solar analogs, in the context of the early Earth (Ribas et al. 2010). Taking into account the influence of radiation on the evolution of life, previous works have established theoretical limits for habitability considering that it can restrict the LW-HZ (Buccino et al. 2006, 2007).

On the other hand, energetic astrophysical events can produce high radiation fluxes. Flares are a relevant object of study in particular for dMe stars and it is possible to speculate about both positive or negative effects, if for example, sporadic and moderate flares, could provide enough energy to the origin life, meanwhile strong flares, could damage essential molecules for life as DNA. Additionally, it have been suggested that strong and intermittent UV emissions from flares could produce mutations, which could act as a factor necessary for the biological evolution (Scalo et al. 2001). The work of our group has addressed part of these topics by testing the survival of microorganisms to high doses of UV radiation.

4. Experimental work: laboratory simulations

One possibility to study extraterrestrial environments is to perform biological experiments in simulated environmental conditions in the laboratory. In particular the experiments which are being carried out by our group consider radiation as the main parameter to be simulated, but can also include other relevant physical factors as temperature, atmospheric composition or vacuum conditions. In the case of the simulation of more than one parameter, it is common to refer to these experiments as multiparametric simulations.

The strategies to recreate these radiation environments involve the use of different irradiation sources (lamps, solar simulators, particle accelerators, among others). In the particular case of multiparametric simulations, they are commonly carried out in planetary simulation chambers specially designed to recreate extraterrestrial conditions as the interplanetary medium (e.g. simulating space vacuum) or planetary surfaces (e.g. simulating atmospheric composition, temperature and radiation). As our goal is to prove the capacity of life to withstand with these environments, biological samples (in the particular case of the work of our group, microorganisms) are exposed to these conditions. The evaluation of the survival or effects on the microorganisms is then analyzed using different techniques as growth measurements in liquid or solid medium or employing staining procedures.

In general, the parameters employed in the experiments are calculated using astrophysical data and expertise in astrophysics is required. As well as, this work involves biological experiments, and knowledge in biology is fundamental. Therefore multidisciplinary or interdisciplinary work is required involving interaction between experts in astrophysics, biology and related fields. Fig. 2 shows an scheme representing this interaction.

On the other hand, the relevance of these studies rely on the following facts:

- There is a lack of data about radiation emissions fluxes in different stellar astrophysical contexts considering particularly planetary and atmospheric conditions.
- Most of the work is theoretical and it is necessary more experimental work to test the predictions that have been made.
- Energetic events like stellar flares, which have been poorly studied in the context of habitability of planetary bodies, are interesting targets for research in astrobiology since they include emission in wavelengths known to be harmful for life, from UV to gamma rays. Flare emissions (usually being several magnitudes higher compared to the quiescent state) undergo interactions with planets and it is not well known whether it could be lethal or unfavorable for life.

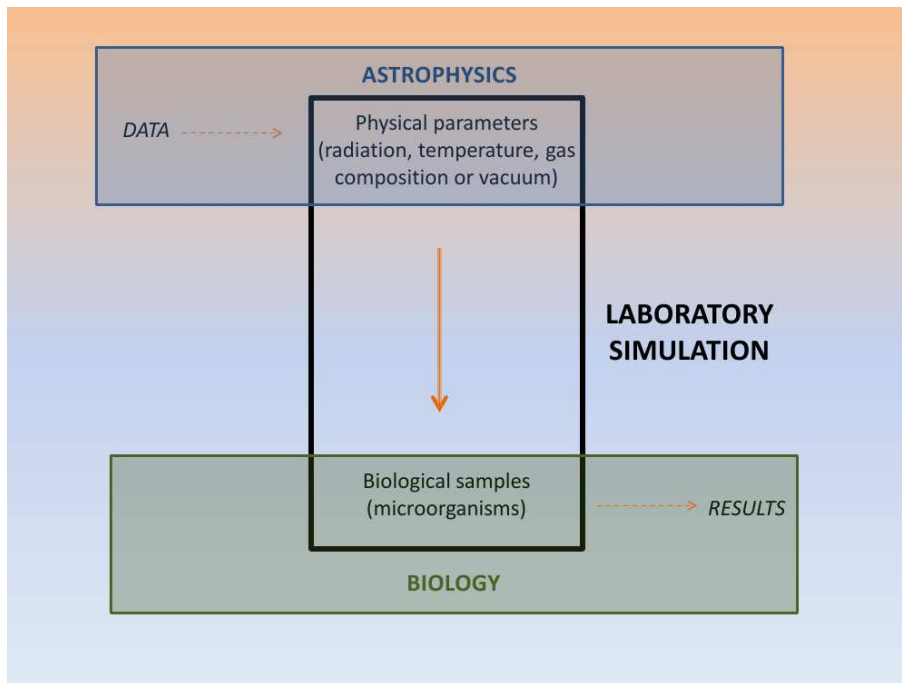


Figure 2. Scheme representing the interaction between astrophysics and biology for laboratory simulation approaches.

As we study “life as we know it”, it is possible to take terrestrial organisms as a model. In particular, microorganisms have features which are relevant to these studies:

- They are the first species which emerged on Earth and the most simple life forms.
- They represent a high number of abundant and diverse species on Earth.

- They have the ability to withstand a broader range of harsh physicochemical conditions.
- They have a wide diversity of metabolisms (possibility of using different substrates as an energy source).

Usually, in these experiments are included extremophilic microorganisms (Mitchell & Ellis 1972; Rothschild & Mancinelli 2001). Particularly radiotolerant or radioresistant microorganisms from different domains of life are selected as models when studying highly irradiated environments. Some examples of microorganisms under study are halophilic archaea or haloarchaea (organisms that live at very high salt concentrations as hypersaline environments), different species of cyanobacteria (photosynthetic bacteria) and radioresistant bacteria as *Deinococcus radiodurans*. The relevance of these microorganisms is related to different facts:

- As was previously mentioned, they are known as radio-resistant and UV-tolerant among other harsh conditions (as documented for example in García-Pichel 1998; Castenholz & García-Pichel, 2000; Abrevaya et al. 2009, 2011a, 2011b; Cox & Battista 2005).
- The cyanobacterial group contains the oldest entries in the fossil records that can be assigned to any extant group of organisms (García-Pichel 1998) and in the case of the haloarchaea it was highlighted the apparent longevity of these organisms due to the fact that they were found in old salt rocks (evaporites) of million years, dating from Permian and Triassic (Grant et al. 1998; Radax et al. 2001; McGenity et al. 2000; Fendrihan et al. 2006). Because this kind of evaporites has been detected in meteorites, including the martian meteorites (SNC meteorites; Treiman et al. 2000, Rieder et al. 2004), these organisms have been proposed as possible inhabitants of Mars or other planetary bodies with saline environments like the jovian moon Europa (see for example Rothschild 1990; Grant et al. 1998; Landis, 2001; Stan Lotter et al. 2004; Fendrihan et al. 2006; Schubert et al., 2009).

It was demonstrated that extremophilic microorganisms such as halophilic archaea are capable to cope with the high amounts of UV-C radiation, for example considering a moderate flare in a planet orbiting a dMe star inside the LW-HZ (Abrevaya et al. 2011a, 2009). Additionally, Abrevaya et al. (2011b) exposed these microorganisms to vacuum-UV in amounts related to UV fluxes and vacuum at low Earth orbit values, showing that they are capable to survive to the tested doses.

4.1. Discussion and conclusions

This interdisciplinary work combines expertise from different areas of research (mainly biology and astrophysics). This kind of studies, and therefore the results obtained from this research, could provide important clues on how life originated and evolved on Earth and about the possibility of existence of life in other planetary bodies of the Solar System.

On the other hand, astrobiology has no previous development in Argentina and, in this sense, our group is carrying out an innovative work in this field.

References

- Abrevaya, X.C., Corton & E. Mauas, P.J.D 2011a, Proc. IAUS 286, 405
- Abrevaya, X.C., Paulino-Lima, I.G., Galante, D. et al, 2011b, *Astrobiology* 11, 1034
- Abrevaya, X.C., Cortón, E., Mauas, P.J.D. 2009 Proc. IAUS 264, 443
- Arrhenius, S. 1903, *Die Umschau*, 7, 481
- 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
- Castenholz R.W., Garcia-Pichel F., 2000, In: *The ecology of cyanobacteria. Their diversity in time and space.* Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Chapman, S., 1930, *Mere. R. Meteorol. Soc.*, 3, 103
- Cockell, C.S., 2007, *Complete Course in Astrobiology* (eds G. Horneck y P. Rettberg), Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. 412pp.
- Cockell, C.S. and Raven J.A., 2004, *Icarus* 169, 300
- Cockell, C.S., 2000, *OLEB* 30, 467
- Cockell, C.S., 1999, *Icarus* 141, 399
- Cockell, C.S., 1998, *J. theor. Biol.* 193, 717
- Cox, M.M. and Battista, J.R., 2005, *Nature Rev. Microbiol.* 3, 882
- Cullen, J. J. & Lesser, M. P., 1991, *Marine Biology* 111, 183
- Cuntz, M., Guinan, E.F., Kurucz, R.L. 2010, *Proceedings IAU Symposium* 264, 1
- Dartnell L.R., 2011, *Astrobiology* 11, 551
- Des Marais D.J., Nuth JA, Allamandola L.J., et. al, 2008, *Astrobiology* 8, 715
- Dole S. H., 1964, *Habitable planets for man.* New York, Blaisdell Pub. Co. (1st ed.)
- Dorren, J.D., Guinan, E.F., 1994, *Proceedings of IAU Colloquium* 143, 206
- Fendrihan, S., Legat, A., Pfaffenhuemer, M., et al., 2006, *Rev. Environ. Sci. Biotechnol.* 5, 203
- García-Pichel, F., 1998, *OLEB* 28, 321
- Gehrels, N., Laird, C.M., Jackman, C.H., et al., 2003, *ApJ* 585, 1169
- Grant, W.D., Gemmell, R.T., McGenity, T.J., 1998, *Extremophiles* 2, 279
- Hart, M. H., 1978, *Icarus* 33, 23
- Hart, M.H., 1979, *Icarus* 37, 351
- Hoyle, F. & Wickramasinghe, N.C., 1978, *Lifecloud: the origin of life in the galaxy*
- Horvath, J.E & Galante, D., 2012, *Int. J. Astrobiol.*, doi:10.1017/S1473550412000304
- Huang, S.S., 1959, *Am. Sci.* 47: 397
- Kasting, J.F., 1993, *Science* 259, 920
- Kielbassa, C., Roza, L. and Epe, B., 1997, *Carcinogenesis*, 18, 811
- Kobayashi K, Masuda H, Ushio KI, et al., 2001, *Adv. Space Res* 27, 207
- Lammer, H., Lichtenegger, H.I.M., Kulikov, Y.N., et al., 2007, *Astrobiology* 7, 185
- Landis, G.A., 2001, *Astrobiology* 1, 161 Effects of gamma ray bursts in Earths biosphere
- Martin, O., Cardenas, R., Guimaraes, M., Peñate, L., Horvath, J., Galante, D. *Ap&SS* 326, 61
- McGenity T.J., Gemmell R.T., Grant W.D., Stan-Lotter H., 2000, *Environ. Microbiol.* 2, 243
- Mitchell, F.J.E. and Ellis, W. L., 1972, *Proc. of the Lunar Science Conference* 2, 2721
- Nealson, K.H. & Conrad, P.G., 1999, 354, 1923
- Nelson, G.A., 2003, *Gravitational Space Biol. Bull.*, 16, 29
- Radax, C., Gruber, C., Stan-Lotter, H., 2001, *Extremophiles* 5, 221

- Rasool S.I., De Bergh, C., 1970, *Nature* 226, 1037
- Ribas, I., Guinan, E.F., Gudel, M., Audard, M., 2005, *ApJ*, 622, 680
- Ribas, I., Porto de Mello, G. F., Ferreira, L. D., et al., 2010, *ApJ* 714, 384
- Rieder, R., Gellert, R. , Anderson, R. C., et al., 2004, *Science* 306, 1746
- Rontó, G., Bérces, A., Lammer, H., Cockell, C.S., Molina-Cuberos, G.J., Patel, M.R., Selsis, F., 2003, *Photochem. Photobiol.* 77, 34.
- Rothschild, L. J. and R. L. Mancinelli, 2001, *Nature* 409, 1092
- Rothschild, L. J., 1990, *Icarus* 88, 246
- Sagan, C., 1973, *J. Theor. Biol.* 39, 195
- Scalo, J. M., Wheeler, J.C. et al., 2001, In *Frontiers of Life; 12th Rencontres de Blois*, ed. L. M. Celnikier [astro-ph/0104209].
- Scalo, J., Kaltenegger, L., Segura, A., et al., 2007, *Astrobiology* 7 ,85
- Schubert, B.A., Lowenstein, T.K., Timofeeff, M.N., 2009, *Astrobiology* 9: 467-482
- Segura, A., Walkowicz, L. M., Meadows, V., et al., 2010, *Astrobiology* 10, 751
- Segura, A. & Kaltenegger, L., 2010, *Search for Habitable Planets*, en *Astrobiology: emergence, Search and Detection of Life*, American Scientific Publishers, pp. 341-358.
- Stan-Lotter, H., Radax, C., McGenity, T.J., et al., 2004, In *Halophilic Microorganisms*, edited by A. Ventosa, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, pp.89-102.
- Thomas, B.C., Melott, A. L. et al., 2005, *ApJ* 634, 509
- Tian F., Kasting J.F., Liu, H., Roble, R.G., 2008, *J. Geophys. Res.* 113, E05008.
- Treiman, A.H., Gleason, J.D., Bogard, D.D., 2000, *Planet. Space Sci.* 48, 1213
- Wynn-Williams, D.D., Edwards,H.G.M., 2002, *Int. J. Astrobiol.* 1, 39

PRESENTACION INVITADA

Microfísica de las envolturas de enanas blancas frías

René D. Rohrmann

Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio
(CONICET-UNSJ)

Abstract. About 20.000 white dwarf stars (WDs) are currently known. The coldest WDs ($T_{eff} < 10,000$ K) are the subgroup which presents the greatest challenges in different areas of physics. In this work we review several key aspects of the microphysics of cool WD atmospheres, which involves the use of fluid models for atmospheres non-degenerate and degenerate, advances in the treatment of non-ideal effects in the opacity coefficient, and outstanding aspects of the study of magnetic WDs.

Resumen. Actualmente se conocen alrededor de 20.000 estrellas enanas blancas (EBs). Las EBs más frías ($T_{ef} < 10000$ K) constituyen el subgrupo que plantea los mayores desafíos en diferentes áreas de la física. En este trabajo revisamos varios aspectos centrales de la microfísica de las atmósferas de EBs frías, que comprenden el uso de modelos de fluidos para atmósferas no-degeneradas y degeneradas, avances en el tratamiento de efectos no-ideales en el coeficiente de opacidad, y aspectos sobresalientes del estudio de EBs magnéticas.

1. Introducción

Una enana blanca (EB) es un fósil estelar nuclearmente exhausto, cubierto de material que sobrevivió a episodios de pérdida de masa. La intensa gravedad genera estratificación por difusión y deja sólo al elemento más liviano en la superficie (usualmente hidrógeno), pero procesos convectivos y de acreción pueden alterar la composición del material. La mayoría de los espectros de EBs son debidos al hidrógeno (espectros DA), seguidos en número por helio (espectros DO y DB). En menor proporción se observan espectros con líneas atómicas o bandas moleculares del carbono (espectros DQ) o con otros elementos pesados (espectros DZ) como Ca, Na, Mg, Fe, Cr, Ti. La atmósfera de una EB da forma al espectro de radiación y regula además el enfriamiento del objeto. La pérdida de energía por radiación es tan lenta que las EBs pueden usarse para determinar la edad de grupos estelares (García-Berro et al. 2010). Las más viejas y frías cerca del Sol (dentro de 40 pc) tienen edades de 11-12 Ga¹ (Kilic et al. 2012), comparables a la edad del Universo (13.8 Ga).

¹1 Ga \equiv 10⁶ años.

Los modelos de atmósferas ajustan espectros y datos fotométricos de los que se derivan parámetros fundamentales de las EB. Aportan además condiciones de contorno a las ecuaciones de estructura y evolución de las EBs. La tasa de enfriamiento teórica es muy sensible a las condiciones de borde debajo de $T_{eff} = 6000$ K, cuando la atmósfera y el núcleo degenerado se conectan convectivamente (Böhm & Grenfell 1973). En este caso, modelos detallados son necesarios para evitar errores de más de 1 Ga en la predicción de edades (Rohrmann et al. 2012).

El espesor de las atmósferas de EBs es muy delgado. Por ej., la distancia entre profundidades ópticas en la media de Rosseland $\tau_R = 10^{-4}$ y $\tau_R = 100$, es inferior a 1 km en $T_{eff} = 10000$ K y a 100 m en 4000 K. Esto permite aplicar para ellas modelos unidimensionales, con equilibrio hidrostático, y con equilibrio termodinámico local (ETL) debajo de $T_{eff} = 40000$ K. Sin embargo se requiere considerar transporte convectivo (para $T_{eff} < 12000$ K en atmósferas de H) y también una variedad de efectos no-ideales en el fluido en las EBs más frías. La Fig. 1 muestra la temperatura como función de la densidad en atmósferas de hidrógeno puro (*izquierda*) y de helio puro (*derecha*), para T_{eff} entre 2000 y 20000 K. En atmósferas de H los principales constituyentes son iones H^+ , átomos H, o moléculas H_2 a medida que disminuye T_{eff} y la atmósfera se hace más densa. Desviaciones en las ecuaciones de estado (EOS) respecto a un gas perfecto ocurren en la región $\rho > 0.01$ g/cm⁻³. Las atmósferas de helio frías ($T_{eff} < 20000$ K) están formadas principalmente por helio neutro, excepto las capas profundas ionizadas por presión de las EBs muy frías ($T_{eff} \lesssim 6000$ K).

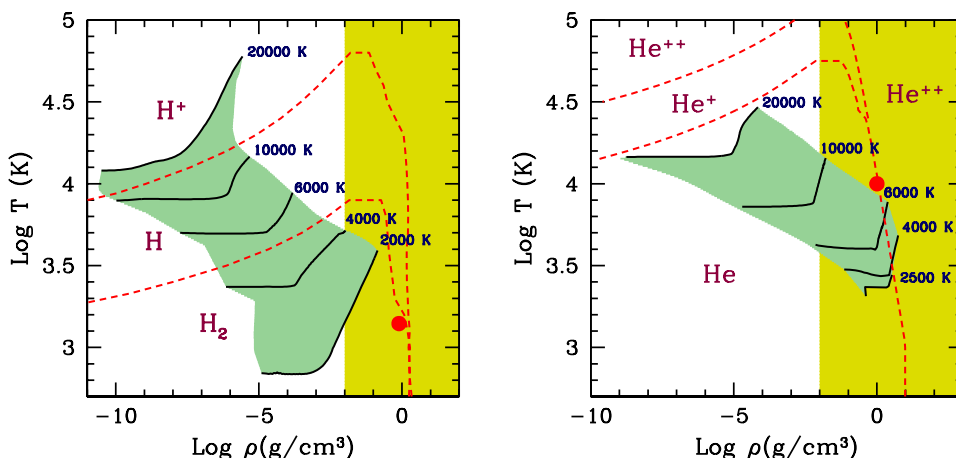


Figura 1. Modelos de atmósferas (líneas continuas) de H puro (Izq.) y He puro (Der.) en diagramas de temperatura vs. densidad. Las líneas a rayas separan regiones con diferentes especies químicas como el principal constituyente. Efectos no-ideales en el gas se incrementan sensiblemente desde $\log \rho \approx -2$. Los círculos señalan los puntos críticos encontrados para H fluido (Lorenzen et al. 2010) y He fluido (Kietzmann et al. 2007). Modelos de He en $T_{eff} = 4000$ K y 2500 K proceden de Bergeron et al. (1995) y Kapranidis (1983).

En este trabajo revisamos varios aspectos centrales de la microfísica de las atmósferas de EBs frías, que comprenden el uso de modelos de fluidos para atmósferas no-degeneradas, avances en el tratamiento de efectos no-ideales en el

coeficiente de opacidad, propiedades del material en atmósferas degeneradas, y aspectos sobresalientes del estudio de atmósferas de EBs con campos magnéticos.

2. Atmósferas no-degeneradas

Los modelos de fluidos usados en cálculos de atmósferas no-degeneradas ($\rho < 0.1 \text{ g/cm}^3$) se basan en el método de minimización de la energía libre (FMIN). La idea central consiste en construir la energía de Helmholtz del fluido como una suma de contribuciones traslacional F_{tras} , configuracional F_{conf} (que incluye todas las interacciones entre las partículas) e interna F_{int} (que abarca los modos internos de energía de las partículas: excitación, rotación y vibración, según corresponda). El término F_{conf} es el más delicado y difícil de desarrollar. La ventaja de FMIN es que una vez adoptado un modelo de energía libre, puede aplicarse la termodinámica con todo su rigor para obtener EOS, funciones de respuesta (calores específicos, gradiente adiabático), y el balance químico para todas las reacciones químicas. El formalismo de Hummer & Mihalas (HM, 1988) es el modelo FMIN más usado actualmente en el cálculo de modelos de atmósferas no-degeneradas de EBs (ej. Bergeron et al. 1991, Dreizler & Werner 1996, Koester & Wolff 2000, Rohrmann et al. 2002). Se caracteriza por incorporar los efectos de las interacciones de átomos y moléculas en factores w_j , llamados probabilidades ocupacionales, que forman parte de las funciones de partición interna,

$$Z = \sum_j w_j g_j \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right), \quad (1)$$

donde k es la constante de Boltzmann, g_j el peso estadístico y E_j la energía del estado interno j . La ventaja del modelo HM es que es fácil de implementar y permite considerar, en forma autoconsistente termodinámicamente, la degradación de los estados altamente excitados por perturbaciones del átomo con el medio. No obstante, HM y otros modelos FMIN incluyen ingredientes fenomenológicos que aunque reproducen cualitativamente un efecto esperado, son sin embargo erróneos. Por ej. las perturbaciones de átomos por iones en HM son emuladas como fluctuaciones del microcampo eléctrico. Si bien es cierto que el pulso eléctrico generado por el pasaje de un ión puede ionizar al átomo, en ET el efecto es compensado por el proceso inverso y no incide sobre la población atómica. En otros casos (ej. Magni & Mazzitelli 1979) se considera el efecto túnel entre el átomo y un ión vecino como un mecanismo de destrucción de estados ligados, pero en rigor el efecto túnel funciona en ambos sentidos y el flujo neto promedio de transiciones es nulo en ET. Casos como éstos omiten que en ET lo importante no son los procesos sino los modos que tiene el fluido de almacenar o liberar energía y el conjunto de estados accesibles.

En parte existe confusión entre los continuos termodinámico y óptico. Ambos afectan la emisión de EBs frías. El continuo óptico es una prolongación aparente de la sección eficaz de fotoionización debido a la mezcla de líneas en los límites de series espectrales, originada por colisiones que ensanchan los niveles de energía atómicos. Experimentos de laboratorio (Boldt 1959; Nantel et al. 1998), respaldan al método de Inglis & Teller (1939), basado en el contacto de componentes Stark de niveles adyacentes, como un método práctico para ubicar

el borde del continuo óptico. Por su parte, el continuo termodinámico se refiere a la ubicación del continuo de energía de los electrones libres. En fluidos ionizados se desplaza a energías negativas debido a las fuerzas de Coulomb entre cargas. El continuo termodinámico altera los umbrales de fotoionización de las partículas y por consiguiente el balance químico del material y su espectro de radiación. Su ubicación depende del modelo de gas usado. Los experimentos más recientes (Ciriscosta et al. 2012; Hoarty et al. 2013), en los cuales se fotoioniza el gas con radiación láser y se observa el espectro de recombinación, aún no aportan resultados concluyentes al ser comparados con las predicciones de modelos clásicos (Steward-Pyatt, Ecker-Kroll). Los continuos termodinámico y óptico son importantes en el estudio de EBs. El primero influye en las poblaciones atómicas y junto con el segundo afectan el espectro de Balmer, cuyas líneas se usan para determinar T_{eff} y la gravedad superficial (o la masa estelar M) de las EBs. Diagnósticos de T_{eff} y M sobre muestras estelares amplias (Kleinman et al. 2013) sugieren que existen fallas en la microfísica de los modelos con $T_{eff} < 13000$ K.

En el fluido denso de las atmósferas de EBs frías, la reducción del espacio libre entre partículas destruye los estados débilmente ligados de átomos y moléculas. Cabe esperar además que se produzcan modificaciones en el espectro de autoenergías de estas partículas, como lo indican los desplazamientos de los centros de líneas en gases parcialmente ionizados observados en experimentos de laboratorios (Wiese et al. 1972), y el avance de los umbrales fotoionización sobre los límites de series de líneas. No obstante, las perturbaciones de los estados internos de átomos en un fluido denso han eludido todos los intentos de derivación teórica. Por ej., modelos FMIN que incluyen autoenergías perturbadas de acuerdo a un modelo de átomo confinado (Graboske et al. 1969) o con potenciales de Coulomb apantallados (Rogers et al. 1970) producen desplazamientos excesivos e irrealistas en la frecuencia de las líneas espectrales. Como una aproximación menos severa, los modelos de fluido en uso adoptan energías correspondientes a partículas aisladas (E_j) mientras que los efectos de las interacciones se atribuyen a cambios en el peso estadístico efectivo ($w_j g_j$) de cada nivel (ver Ec. 1).

Cuando la densidad de material en la atmósfera crece lo suficiente (a la densidad de Mott) los núcleos atómicos no pueden retener electrones ligados y el material se ioniza por presión, convirtiéndose en un plasma degenerado electrónicamente. En átomos multielectrónicos, los primeros e^- expulsados son los de valencia, con ellos la química convencional llega a su fin y comienza un nuevo frente de estudio, el de las atmósferas degeneradas (Sec. 4.). Esto sucede en atmósferas de H cuando se enfrían a $T_{eff} \approx 1500$ K, y en atmósferas de He debajo de 4000 K. Las EBs más frías observadas tienen $T_{eff} \approx 3500$ K. Pero a estas temperaturas no es fácil analizar espectros dado que el H atómico se torna invisible debajo de $T_{eff} \approx 5000$ K y el helio lo hace desde 11000 K.

3. La opacidad radiativa

La mayoría de los modelos de fluidos desarrollados en astrofísica estelar están dirigidos al estudio de interiores de estrellas y planetas (Fontaine et al. 1977, Magni & Mazzitelli 1979, SCvH, Rogers et al. 1996, Nettelmann et al. 2008). Su aplicabilidad en el cálculo de modelos de atmósferas es limitada, debido a que proporcionan opacidades radiativas promediadas en frecuencia y poblaciones

globales de las especies químicas, mientras que el estudio de atmósferas requiere poblaciones atómicas detalladas en estados internos de energía y el coeficiente de absorción monocromático (una función explícita de la frecuencia) para resolver el transporte de radiación en forma rigurosa.

En general, los modelos de fluidos no proveen una metodología para evaluar las propiedades ópticas del material. El cálculo de opacidades radiativas debe hacerse en forma complementaria, lo cual puede ser fuente de errores por falta de consistencia con el modelo de fluido adoptado. El cálculo de secciones eficaces radiativas para el modelo HM fue propuesto por Däppen et al. (1987) y Hubeny et al. (1994). El formalismo HM considera que los estados internos de átomos y moléculas no son perturbados (sólo la población de cada nivel se ve afectada por el medio pero no su energía), sin embargo el cálculo de opacidades consiste en un procedimiento fenomenológico, que incluye transiciones radiativas ligado-libre y libre-libre con energías inferiores a las permitidas por el uso de niveles no-perturbados (ver Rohrmann et al. 2002). La inconsistencia conduce a valores altos e inverosímiles de la opacidad de Lyman en modelos de atmósferas frías de hidrógeno y debe omitirse (Bergeron et al. 1997). Sea Λ_{ij} la probabilidad de transición de un átomo aislado desde un nivel i a otro j . El cálculo de secciones eficaces autoconsistente con el método HM consiste en reemplazar Λ_{ij} por

$$w_j \Lambda_{ij}. \quad (2)$$

En esta forma, la transición queda subordinada a la probabilidad de ocupación del estado atómico final. La tasas de transiciones radiativas derivadas de la Ec. (2) cumplen las relaciones de Einstein-Milne para el fluido HM en ET.

Los modelos de fluidos se basan en el uso de energías libres que dependen de densidades atómicas promediadas, de manera que cada autoestado de una especie química (átomo o molécula) tiene asociada una sola población que no distingue los diferentes grados de perturbación a los que están sometidas las partículas en ese nivel. Si bien muchas propiedades del gas (EOS, funciones de respuesta, etc.) dependen de densidades medias, otras como son las opacidades y emisividades radiativas dependen de particulares subseries de poblaciones atómicas que diferencian átomos alterados con distinta intensidad por el medio circundante. Por ej., el avance del umbral de fotoionización sobre el límite de una serie de líneas es una función suave de la frecuencia, no discontinua como la obtenida a partir de la Ec. (2). Es necesario por lo tanto desarrollar modelos de fluidos que intrínsecamente (a partir del modelo de energía libre por ej.) sean capaces de distinguir grupos de átomos sujetos a diferentes grados de perturbaciones (Rohrmann 2005, Rohrmann & Zorec 2006).

Transiciones libre-libre y ligado-libre debidas a H y H⁻ dominan la opacidad en las atmósferas clase-DA frías hasta $T_{eff} \approx 5000$ K. Procesos análogos tienen lugar en atmósferas de helio puro. Los modelos actuales usan secciones eficaces correspondientes a partículas aisladas y por lo tanto ignoran efectos de densidad sobre estos procesos. Los efectos de muchos cuerpos sobre la absorción y emisión de luz son más significativos en atmósferas de helio puro, debido a que sus bajas opacidades relativas a aquellas de atmósferas de H puro o mezclas H-He, les confiere densidades muy superiores (Fig. 1). En estos casos es necesario considerar secciones eficaces que dependen del índice de refracción y del factor de estructura, los cuales describen respectivamente efectos colectivos sobre la radiación y correlaciones espaciales entre las partículas (Iglesias & Rogers 2002).

Atmósferas de H que se enfrían por debajo de $T_{eff} \approx 8000$ K forman moléculas H_2 que incrementan la opacidad del gas por dispersión Rayleigh y absorciones inducidas por colisiones (CIA). Estos procesos dominan el espectro estelar en $T_{eff} \lesssim 5000$ K. Debido a simetrías, una molécula H_2 aislada no posee momento dipolar eléctrico, pero éste puede inducirse durante colisiones. Los dímeros $H-H_2$ y H_2-H_2 , entre otros, pueden absorber radiación infrarroja (IR) en transiciones vibro-rotacionales. Las CIA fueron descubiertas en laboratorio en 1949. Su efecto sobre las atmósferas de H de EBs frías fue pronosticado por Mould & Liebert (1978) y consiste en bloquear la salida de radiación IR, al punto tal que la emisión de estas estrellas se desplaza hacia el azul a partir de $T_{eff} \approx 4000$ K, dependiendo de la gravedad superficial. Este efecto se observa en diagramas color-color. Opacidades CIA-IR para atmósferas de H/He han sido calculadas para colisiones H_2-H_2 (Borysow et al. 2001), $H-H_2$ (Gustafsson & Frommhold 2003), $H-H$ (Doyle 1968), $He-H_2$ (Jorgensen et al. 2000), y $H-He$ (Gustafsson & Frommhold 2001). Recientemente Abel et al. (2011, 2012) recalcularon CIA para H_2-H_2 y H_2-He , aunque en el primer caso sólo para $T \leq 3000$ K.

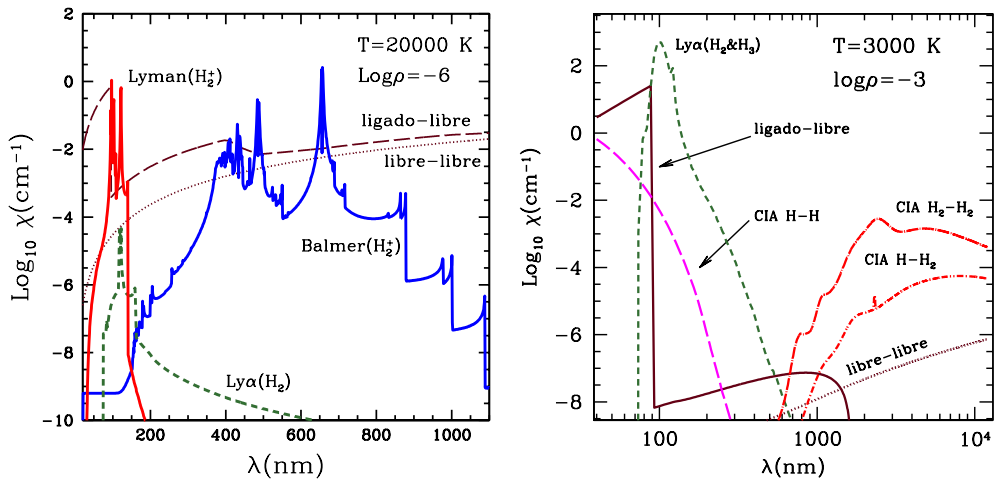


Figura 2. Opacidad radiativa en ($T = 20000$ K, $\log \rho = -6$) (Izquierda) y ($T = 3000$ K, $\log \rho = -3$) (Derecha). Contribuciones por transiciones libre-libre y ligado libre (H y H^-) se comparan con las producidas por colisiones $H-H^+$ sobre líneas de las series de Lyman y Balmer, $H-H$ y $H-H_2$ asociadas a Lyman- α , y también contribuciones CIA-IR por encuentros $H-H$, $H-H_2$ y H_2-H_2 para el ejemplo de menor temperatura y mayor densidad.

En atmósferas frías de H son importantes también las transiciones entre distintos estados de excitación electrónica de quasi-moléculas H_2 y H_3 (productos transitorios de las colisiones $H-H$ y $H-H_2$). Estas son más energéticas y absorben en el UV. En ocasiones se presentan con una o varias líneas satélites junto a una línea atómica. Las primeras evidencias de CIA-UV en EBs surgieron con la detección de satélites junto a la línea Lyman- α (Nelán et al. 1985, Koester et al. 1985). Kowalski & Saumon (2006) mostraron que el ala roja de Lyman- α inducida por colisiones puede dominar la opacidad del gas incluso hasta 5000 \AA y contrarrestar en parte los efectos de CIA-IR. Actualmente se dispone de datos

CIA-UV para colisiones H-H y H-H₂ que intervienen en Lyman- α (Rohrman et al. 2011), y para colisiones H-H⁺ que afectan un número de líneas Lyman y Balmer (Santos & Kepler 2012). Cálculos correspondientes a H-H₂ son preliminares debido a la escasa información disponible para estas colisiones. En particular se requieren diagramas de correlación detallados (conexión entre los estados cuánticos de las partículas previas a la colisión con los estados del agregado molecular transitorio), tanto como energías potenciales y momentos dipolares para un espacio amplio de configuraciones de la colisión.

4. Atmósferas degeneradas

Atmósferas de helio puro presentan degeneración electrónica en su interior a partir de $T_{eff} \approx 4000$ K, y las de H puro desde $T_{eff} \approx 1500$ K, mientras que las EBs más frías observadas hasta ahora tienen $T_{eff} \approx 3500$ K. Los primeros cálculos de modelos de atmósferas de helio degeneradas se deben a Böhm et al. (1977) y fueron de carácter exploratorio. Se basaron en la aproximación de combinar opacidades radiativas y conductivas para evaluar en forma conjunta el transporte de energía por radiación y conducción en la aproximación gris (opacidad radiativa promediada en frecuencias). El flujo de energía por conducción fue resuelto en forma autoconsistente con el radiativo y convectivo por Kapranidis (1983), pero también en la aproximación gris. Modelos de atmósferas de helio no-grises fueron presentados por Bergeron et al. (1995), usando una adaptación del modelo de fluido SCvH. Este modelo predice baja ionización por presión en comparación con otros modelos (por ej. de Fontaine et al. 1977), de manera tal que los modelos de atmósferas de Bergeron et al. (1995) nunca alcanzan la ionización completa y aún los más fríos ($T_{ef} = 4000$ K) sólo llegan a ser débilmente degenerados (Fig. 1). Los cálculos más recientes incluyen efectos de refracción de la radiación (Kowalski & Saumon 2004), pero tampoco alcanzan la región con material degenerado.

La transición entre las regiones superficiales de baja densidad a las regiones profundas con completa ionización y degeneración electrónica en una EB ultrafría ($T_{ef} \approx 4000$ K para atmósfera de He puro), permanece sin una descripción rigurosa. Modelos de fluidos para densidades bajas ($\rho \lesssim 0.1$ g/cm³) pertenecen a la llamada “representación química” (RQ), ya que consideran a los átomos y a las moléculas como entidades preestablecidas. Esto los hace versátiles para tratar muchas especies químicas con una gran diversidad de estados internos (Graboske et al. 1969), pero se tornan inadecuados cuando comienza la deslocalización de los electrones por efectos de presión. Modelos para fluidos muy densos ($\rho \gtrsim 10$ g/cm³) pertenecen a la “representación física” (RF), ya que consideran el problema estadístico-cuántico completo para un fluido de partículas fundamentales (electrones y núcleos atómicos). Su limitación a bajas densidades es práctica, debido a la dificultad en resolver un sistema de muchas partículas con un espectro de energía que incluye estados ligados y excitados. Con frecuencia los modelos RQ y RF disponibles han sido inadecuados en la región de ionización por presión ($0.1 \lesssim \rho \lesssim 10$ g/cm³), y han recurrido a interpolaciones en esa zona (Fontaine et al. 1977, Magni & Mazzitelli 1979, SCvH, Winisdoerffer & Chabrier 2005).

En años recientes se han hecho avances considerables en el estudio de fluidos de H/He en el régimen de degeneración parcial. Para He fluido se alcanzaron

presiones de 100 GPa (10^{12} dina/cm²) en experimentos de compresión por láser (Eggert et al. 2008), y se predijo una transición metal/no-metal en $\rho \approx 1$ g/cm³ por medio de simulaciones de dinámica molecular cuántica (QMD, Kieztmann et al. 2007). Cálculos QMD han identificado una transición de fases del H en $T = 1400$ K y $\rho = 0.79$ g/cm³ (Lorenzen et al. 2010). La Fig. 1 muestra que las transiciones de fase predichas se ubican en capas profundas de las atmósferas de EBs muy frías. Las técnicas QMD usadas combinan el cálculo del estado electrónico fundamental por medio de la teoría de densidad funcional (DFT, Kohn & Sham 1965, Burke 2012), con simulaciones dinámicas para el movimiento de los iones bajo la aproximación de Bohr-Oppenheimer (separación de coordenadas electrónicas y nucleares) (Carr & Parrinello 1985). Propiedades del sistema que dependen del estado electrónico fundamental pueden en principio ser derivadas en forma exacta por la DFT, pero la teoría no es aplicable en general a estados excitados o problemas con dependencia temporal (Gaudoin & Burke 2004). Si bien existen avances en el desarrollo de DFT con dependencia temporal, pertenecen a una fase preliminar (ej. Cassida 2009). Fluidos basados en QMD y otros modelos RF no resuelven el espectro de energía electrónico en el régimen químico o con degeneración parcial. Por lo tanto, el estudio de atmósferas de EBs ultra-frías descansa por ahora en el uso de métodos mixtos RQ-RF.

5. Enanas blancas con campos magnéticos

De las 20000 EBs conocidas (Kleinman et al. 2013) se han identificado alrededor de 500 con campos magnéticos en sus atmósferas (Kepler et al. 2013). La mayoría tienen campos entre 1 y 1200 MGauss, y T_{eff} en el rango 6000–50000 K. Los modelos de atmósferas de EBs magnéticas están aún en una etapa preliminar (Jordan 1992, Külebi et al. 2009), dado que usan la estructura hidrostática y térmica correspondiente a campo nulo. La convección es ignorada considerando que las líneas de campo inhiben el movimiento transversal de iones. Pero no está claro si la convección se suprime completamente o si su eficiencia decae de acuerdo al ángulo entre el gradiente de temperatura y las líneas de B . El transporte de radiación requiere resolver cuatro ecuaciones que comprenden las variaciones espaciales de los cuatro parámetros de polarización de Stokes (I, Q, V, U). El campo B produce birrefringencia e introduce dos efectos conocidos como *rotación de Faraday* y *efecto Voigt* (ej, Wickramasinghe & Ferrario 2000). Como consecuencia, la opacidad radiativa se descompone para luz polarizada circularmente a izquierda, derecha, y polarizada linealmente.

La microfísica de las EBs magnéticas comprende además cambios en los estados internos de los átomos y consecuentemente en las secciones eficaces para transiciones ligado-libre y libre-libre. Por ej., el salto de Balmer ahora consta de doce componentes, debido a la separación de subniveles del estado $n = 2$ y a las reglas de transición a niveles de Landau en el continuo (Merani, Main & Wunner 1995). Los efectos introducidos por B crecen fuertemente cuanto mayor es la excitación de un átomo. A baja intensidad del campo ($B \lesssim 1$ MGauss) se pueden considerar perturbaciones lineales o cuadráticas al campo de Coulomb del átomo. A altas intensidades ($B \gg 100$ MGauss, dependiendo del estado atómico) domina la geometría cilíndrica impuesta por las líneas de campo magnético. El

régimen intermedio, donde el campo central y B llegan a ser comparables, es el más difícil de tratar.

Aunque existen cálculos precisos para transiciones ligado-ligado (ej. Wunner 1990), la evaluación de espectros ópticos por medio de modelos de atmósferas está lejos de ser completa (Külebi 2000). En general, se utilizan aproximaciones gruesas para las opacidades del continuo o en limitados rangos de campo. Tampoco hay datos precisos para átomos en presencia simultánea de campos eléctricos y magnéticos (ej. para la evaluación del ensanchamiento Stark de líneas en presencia de campo magnético). El desarrollo de modelos de atmósferas autoconsistentes para EBs magnéticas representa un desafío considerable, con fuerte demanda en la microfísica del gas y en la macrofísica de la envoltura estelar.

6. Comentarios finales

Gran parte de la clasificación espectral de estrellas y del diagnóstico de sus propiedades físicas descansa en una precisa descripción de la microfísica de las atmósferas estelares. El estudio de atmósferas de enanas blancas muy frías, muestra en especial una muy rica variedad de fenómenos que en muchos casos está fuera del conocimiento actual en la física de fluidos. Mayores avances son necesarios para comprender, por ejemplo, el comportamiento de átomos y moléculas fuertemente perturbados y sus propiedades ópticas en agregados transitorios, como así también la transición de fluidos desde el régimen químico de baja densidad hasta su completa degeneración electrónica, etc. Dicho progreso mejorará nuestro conocimiento sobre la etapa final más común de la evolución estelar.

Agradecimientos. El autor agradece la invitación del Comité Científico y la asistencia del Comité Organizador Local en la estadía en Tandil.

Referencias

- Abel, M., Frommhold, L., Li, X. & Hunt, K.L.C. 2011, *J. Phys. Chem.* 115, 6805
 Abel, M., Frommhold, L., Li, X. & Hunt, K.L.C. 2012, *J. Chem. Phys.* 136, 044319
 Bergeron, P., Wesemael, F. & Fontaine, G. 1991, *ApJ* 367, 253
 Bergeron, P., Saumon, D. & Wesemael, F. 1995, *ApJ* 443, 764
 Bergeron, P., Leggett, S. K. & Ruiz, T. 1997, *ApJS* 108, 339
 Böhm, K. H. & Grenfell, T. C. 1973, *A&A* 28, 79
 Böhm, K. H., Carson, T. R., Fontaine, G. & van Horn, H. M. 1977, *ApJ* 217, 521
 Borysow, A., Jorgensen, U. G. & Fu, Y. 2001, *JQSRT*, 68, 235
 Burke, K. 2012, *J. Chem. Phys.* 136, 150901
 Carr, R. & Parrinello, M. 1985, *Phys. Rev. Lett.* 55, 2471
 Cassida, M. 2009, *J. Mol. Struct. THEOCHEM* 914, 3
 Ciricosta, O., Vinko, S. M., Chung, H.-K. et al. 2012, *Phys. Rev. Lett.* 109, 065002
 Doyle, R. O. 1968, *ApJ*, 153, 987
 Dreizler, S. & Werner, K. 1996, *A&A* 314, 217
 Eggert, J., Brygoo, S., Loubeyre, P., McWilliams, R. S., Celliers, P. M., Hicks, D. G., Boehly, T. R., Jeanloz, R. & Collins G. W. 2008, *Phys. Rev. Lett.* 100, 124503
 García-Berro, E., Torres, S., Althaus, L. G., Renedo I., Lorén-Aguilar P., Córscico A., Rohrmann R. D., Salaris M. & Irsen J. 2010, *Nature* 465, 194

- Gaudoin, R. & Burke, K. 2004, *Phys. Rev. Lett.* 93, 173001
- Graboske, H. C., Harwood, D. J. & Rogers, F. J. 1969, *Phys. Rev.* 86, 210
- Gustafsson, M. & Frommhold, L. 2001, *ApJ* 546, 1168
- Gustafsson, M. & Frommhold, L. 2003, *A&A* 400, 1161
- Hoarty, D. J., Allan, P., James, S. F. et al. 2013, *Phys. Rev. Lett.* 110, 265003
- Hummer, D. & Mihalas, D. 1988, *ApJ* 188 (HM)
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 2002, *ApJ* 569, L111
- Inglis, D. R. & Teller, E. 1939, *ApJ* 90, 4391
- Jordan, S. 1992, *A&A* 265, 570
- Jorgensen, U. G., Hammer, D., Borysow, A. & Falckesgaard, J. 2000, *A&A* 361, 283
- Kapranidis, S. 1983, *ApJ* 275, 342
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Jordan, S., et al. 2013, *MNRAS* 429, 2934
- Kietzmann, A., Holtst, B., Redmer, R., Desjarlais, M. P. & Mattsson, T. R 2007, *Phys. Rev. Lett.* 98, 190602
- Kilic, M., Thorstensen, J. R., Kowalski, P. M. & Andrews, J. 2012, *MNRAS* 423, L132
- Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., et al. 2013, *ApJS* 204, 5
- Koester, D., Weidemann, V., Zeidler-K., T. E.-M. & Vauclair, G. 1985, *A&A*, 142, L5
- Koester, D. & Wolf, B. 2000, *A&A* 357, 587
- Kohn, W. & Sham, L. J. 1965, *Phys. Rev. A* 140, 1133
- Kowalski, P. M. & Saumon, D. 2004, *ApJ* 607, 970
- Kowalski, P. M. & Saumon, D. 2006, *ApJ* 651, L137
- Külebi, B. 2000, Thesis, University of Heidelberg
- Külebi, B., Jordan, S., Euchner, F., Gänsicke, B. T. & Hirsch, H. 2009, *A&A*, 504, 1341
- Lorenzen, W., Holst, B. & Redmer, R. 2010, *Phys. Rev. B* 82, 195107
- Magni, G. & Mazzitelli, I. 1979, *A&A* 72, 134
- Merani, N., Main, J., & Wunner, G. 1995, *A&A*, 298, 193
- Mould, J. & Liebert, J. 1978, *ApJ* 226, 29
- Nantel, M., Ma, G., Gu, S., Coté, C. Y., Itatani, J & Umstadter, D. 1998, *Phys. Rev. Lett.* 80, 4442
- Nelan, E. P. & Wegner, G. 1985, *ApJ* 289, L31
- Nettelmann, N., Holst, B., Kietzmann, A., French, M. & Redmer, R. 2008, *ApJ* 683, 1217
- Rohrmann, R. D., Serenelli A., Althaus L. & Benvenuto O. 2002, *MNRAS* 335, 499
- Rohrmann, R. D. 2005, *Physica A*, 347, 221
- Rohrmann, R. D. & Zorec, J. 2006, *Physical Review E* 74, 041120
- Rohrmann R. D., Althaus, L. G & Kepler, S. O. 2011, *MNRAS* 411, 781
- Rohrmann, R. D., Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., & Miller-Bertolami, M. M. 2012, *A&A* 546, A119
- Santos, M. & Kepler, S. O. 2012, *MNRAS*
- Saumon, D., Chabrier, G. & Van Horn, H. M. 1995, *ApJS* 99, 713 (SCvH)
- Wickramasinghe, D. T. & Ferrario, L. 2000, *PASP* 112, 873
- Winisdoerffer, C. & Chabrier, G. 2005, *Phys. Rev. E* 71, 026402
- Wunner, G. 1990, in *AIP Conf. Proc.* 216, *Spectral Line Shapes*, ed. L. Frommhold & E. Keto (New York : AIP), 563

PREMIO

Estrellas Enanas Blancas

L.G. Althaus

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (CONICET-UNLP)

Abstract. This work is aimed at describing some recent results for white dwarf evolution, and their applications to stellar populations as well. We concentrate on NGC 6791, a metal-rich, well populated and nearby open cluster that has been imaged down to luminosities below those of the faintest white dwarfs, allowing us to obtain a reliable white dwarf luminosity function. The main-sequence turn-off age (~ 8 Gyr) and the age derived from the termination of the white dwarf cooling sequence (~ 6 Gyr) are very different. One possible explanation is that as white dwarfs cool, one of the ashes of helium burning, ^{22}Ne , sinks in the deep interior of these stars. This is expected to introduce significant delays in the cooling times. We discuss its impact on the white dwarf energetics and evolution. We also demonstrate that the white dwarf luminosity function of NGC 6791 bears the signature of the occurrence of physical separation processes. Some other aspects of the white dwarf energetics are also touched upon.

Resumen. En este trabajo se describen algunos resultados de la evolución de enanas blancas y su aplicación al estudio de poblaciones estelares. Nos concentramos sobre NGC 6791, un cúmulo abierto, cercano y densamente poblado que ha sido observado a magnitudes muy por debajo de aquella de las enanas blancas más débiles. La edad de secuencia principal (8 Gyr) es muy diferente de la edad que resulta de las enanas blancas (6 Gyr). Una explicación para tal discrepancia es la sedimentación del ^{22}Ne . Este proceso introduce retrasos significativos en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas. Mostramos que la función luminosidad de este cúmulo está afectada por la ocurrencia de dicho proceso. Otros aspectos de la energética de las enanas blancas son brevemente comentados.

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas representan el destino final más común de la evolución estelar. Se sabe que estrellas con masas iniciales menores a 8-10 masas solares culminan su vida como enanas blancas, fósiles estelares extremadamente densos cuya evolución puede describirse básicamente como un proceso de enfriamiento que se prolonga por larguísimos períodos de tiempo (miles de millones de años). Como consecuencia, estas estrellas contienen información detallada y valiosa acerca de las propiedades de todas las poblaciones galácticas; véase los artículos de revisión de Winget & Kepler (2008) y Althaus et al. (2010). En par-

particular, las enanas blancas son consideradas como relojes cósmicos para inferir la edad de una amplia variedad de poblaciones estelares, tales como el disco y halo galáctico; y el sistema de cúmulos globulares y cúmulos abiertos; véase por ejemplo, García-Berro et al. (1988), Hansen et al. (2007), Winget et al. (2009) y Bono et al. (2013). Esto es posible dado que gracias al *HST* se ha podido determinar de manera completa la función de luminosidad de sus enanas blancas en numerosos cúmulos cercanos. Otro aspecto no menos relevante de las enanas blancas en cúmulos estelares es su uso como laboratorios donde poner a prueba nuestro entendimiento de procesos físicos imposibles de simular en laboratorios terrestres, como por ejemplo la física de la cristalización a altas densidades (Winget et al. 2009).

En particular, la detección de la secuencia completa de enanas blancas en algunos cúmulos estelares, uno de los logros de la astronomía observacional contemporánea, ha llevado a una nueva técnica para determinar parámetros fundamentales de estas poblaciones estelares, de manera completamente independiente de los métodos tradicionales para la determinación de edades y distancias de poblaciones extragalácticas. Estos métodos basados en ajustes con isocronas a estrellas de secuencia principal, como por ejemplo el método de *turn-off* (TO), suelen estar afectados por diversas incertezas tanto teóricas como observacionales, arrojando resultados dudosos. Por el contrario, las determinaciones de edades basadas en el uso de enanas blancas no dependen, por ejemplo, de la metalicidad de la población, o de procesos físicos como convección, tasa de reacciones nucleares, etc. que suelen afectar fuertemente la determinación de edad de TO.

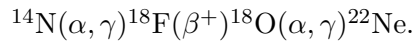
El uso de enanas blancas para determinar distancias y edades absolutas de poblaciones, a pesar del débil brillo intrínseco de estos *relojes*, ha dado al campo de la astrofísica estelar una nueva y renovada perspectiva (Bono et al. 2013). La identificación de esta nueva herramienta es aún más relevante dado que involucra etapas evolutivas avanzadas. Las enanas blancas poseen ventajas muy claras que las convierte en herramientas robustas en este sentido: i) Su enfriamiento es independiente del contenido metálico de la población estelar (Salaris et al. 2010). ii) Son objetos físicamente simples, con campos magnéticos despreciables, bajas velocidades de rotación y, en general, sin fuentes de energía nuclear. iii) Constituyen el punto final de la evolución de la mayor parte de la población estelar inicial, y sus propiedades ofrecen también la oportunidad de inferir la naturaleza de los procesos físicos que ocurren en sus estrellas progenitoras (Althaus et al. 2010). iv) Constituyen una clase remarcablemente homogénea de estrellas, donde el 85 % de ellas poseen masas estelares de alrededor de 0.6 masas solares y núcleos de carbono y oxígeno. Desde el punto de vista teórico, el uso de las enanas blancas en el contexto de las poblaciones estelares requiere de una nueva generación de modelos evolutivos de estas estrellas que contemplen los avances más recientes en la microfísica y un tratamiento completo de las etapas evolutivas previas que conducen a su formación.

En este trabajo describiremos los nuevos modelos evolutivos que hemos desarrollado en el seno del grupo de *Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata*, los cuales son apropiados para el estudio de poblaciones de alta metalicidad. Nos concentraremos en su aplicación a NGC 6791, cúmulo estelar largamente estudiado por varias décadas, por tratarse de un cúmulo abierto a la vez antiguo, densamente poblado y con un alto contenido de metales (Bedin et al. 2008).

2. Procesos de separación y su impacto sobre la evolución de las enanas blancas

Con el fin de responder algunos de los interrogantes planteados por nuevos estudios de NGC 6791, como por ejemplo la discrepancia en la determinación de su edad que resulta de la aplicación del método de TO y del uso de la función de luminosidad de las enanas blancas, hemos desarrollado nuevas secuencias evolutivas que contemplan por primera vez contribuciones energéticas debido a procesos de separación. Estas secuencias han sido derivadas teniendo en cuenta la evolución de las estrellas progenitoras desde la Secuencia Principal, incluyendo el cómputo de las etapas evolutivas tales como la fase de gigante roja, la etapa de los pulsos térmicos y pérdida de masa y, finalmente, la evolución hasta el régimen de enanas blanca. En estas secuencias se ha incorporado la sedimentación del ^{22}Ne . Este proceso de sedimentación extremadamente lento libera suficiente energía gravitacional como para impactar apreciablemente los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas débiles; véase Isern et al. (1991), Deloye & Bildsten (2002) y Althaus et al. (2010).

El ^{22}Ne es producido en la quema central de helio durante la etapa de gigante roja mediante la captura de partículas alfa por parte del ^{14}N vía la siguiente cadena de reacciones nucleares:



En términos generales se espera que la mitad de la metalicidad de la estrella progenitora sea procesada a ^{22}Ne en el núcleo de la estrella durante la quema central de helio. Puesto que el ^{22}Ne posee dos neutrones en exceso (respecto de $A = 2Z$), existe una fuerza gravitacional neta hacia el centro de la estrella ($2m_p g$) que produce una difusión muy lenta de este elemento en el interior líquido de la enana blanca. El proceso libera energía gravitacional e impacta sobre los tiempos de enfriamiento de enanas blancas que resultan de progenitores de alta metalicidad. En las secuencias desarrolladas, hemos considerado un tratamiento dependiente del tiempo para la difusión del ^{22}Ne en plasmas ricos de carbono y oxígeno, y la contribución energética resultante de dicho proceso de sedimentación ha sido evaluada localmente; véase Althaus et al. (2010).

El impacto de la sedimentación del ^{22}Ne sobre la edad de enfriamiento de la enana blanca puede verse en la Fig. 1, la cual muestra la luminosidad superficial de la estrella como función de la edad para dos secuencias de 0.5249 y 0.7051 masas solares. Los distintos procesos incluidos son mencionados en la leyenda. En particular, el efecto de la sedimentación del ^{22}Ne afecta las edades de las enanas blancas de baja luminosidad. Dependiendo del valor de la metalicidad del progenitor, aumentos en los tiempos de enfriamiento del orden de 1-2 Gyr son obtenidos a luminosidades bajas, esperándose un impacto sobre la función luminosidad de las enanas blancas que pueblan los cúmulos metálicos tales como NGC 6791.

3. NGC 6791: laboratorio estelar

NGC 6791 es uno de los cúmulo abiertos más antiguos, poblados y a la vez rico en metales ($Z = 0.04$) que se conocen. Es por ello que este cúmulo ha sido exten-

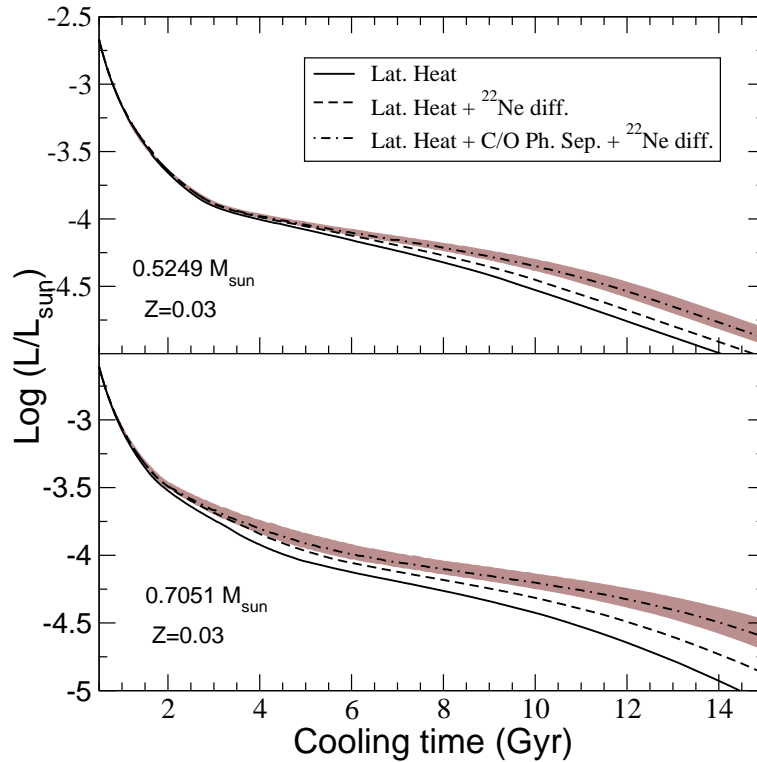


Figura 1. Luminosidad superficial vs edad para secuencias de enanas blancas de 0.5249 y 0.7051 masas solares. La línea sólida se refiere a los tiempos de enfriamiento para el caso en el cual únicamente la liberación de calor latente es considerada. La curva a trazos muestra el comportamiento resultante al considerar la liberación de calor latente y la sedimentación del ^{22}Ne , mientras que la curva a trazos y punteada muestra el resultado de agregar a las anteriores contribuciones la separación de fase del carbono y oxígeno durante la cristalización. La zona sombreada muestra el cambio en la edad resultante al alterar el coeficiente de difusión del ^{22}Ne por un factor 2. La metalicidad del progenitor es $Z = 0.03$.

samente estudiado por décadas, convirtiéndose en un desafío para la teoría de enriquecimiento químico de nuestra galaxia. Su proximidad a la Tierra ha hecho que el *HST* haya podido detectar la secuencia completa de enfriamiento de sus enanas blancas. La función de luminosidad de enanas blancas de este cúmulo presenta dos picos bien marcados. El pico más brillante es debido a la población de binaria de enanas blancas no resueltas del 35 por ciento (Bedin et al. 2008), mientras que el pico menos luminoso es consecuencia de la acumulación de enanas blancas aisladas de diferentes masas estelares resultantes de la edad finita del cúmulo. Este cúmulo posee una edad de TO bien determinada de 8 ± 0.4 Gyr. La edad obtenida del método de TO discrepa apreciablemente con la edad que resulta del ajuste a la función de luminosidad de las enanas blancas, que es del orden de 6 Gyr de acuerdo a las predicciones de modelos evolutivos convencionales de enanas blancas. Esta discrepancia podría indicar, en principio, una deficiencia en dichos modelos de enanas blancas. Como se ha mostrado en

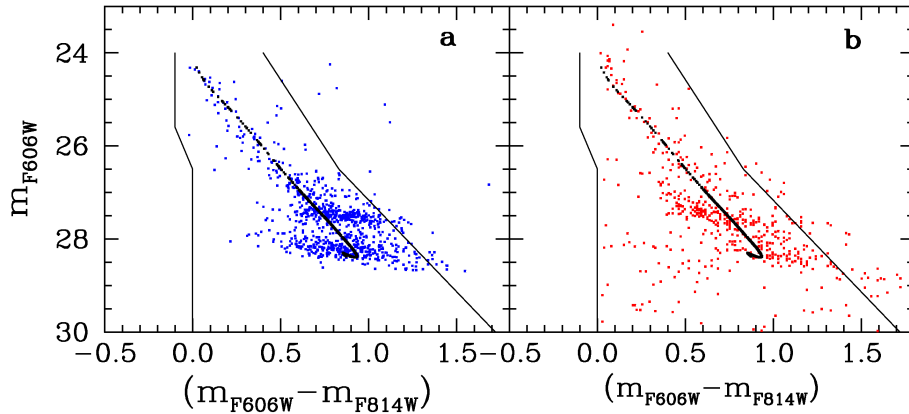


Figura 2. Diagrama Color-Magnitud de las enanas blancas en NGC6791. Panel a: una simulación típica de Monte Carlo. Los puntos azules corresponden a enanas blancas sintéticas obtenidas utilizando el procedimiento explicado en el texto. Los errores fotométricos están incluidos. Un total de 850 enanas blancas con magnitudes inferiores a 28.88 han sido generadas. Los puntos negros representan una isocrona teórica para 8 Gyr. Las líneas negras marcan el área de selección observacional. Panel b: El diagrama Color-Magnitud observacional. Nótese el gancho al azul a magnitudes débiles producido por las enanas blancas más masivas del cúmulo. Obtenido de García-Berro et al. (2010).

reiterados estudios, tal discrepancia no puede atribuirse a una pobre determinación de la edad de TO (véase más adelante), o del módulo de distancia. Varias explicaciones para este problema han sido propuestas, siendo la más acertada aquella referida a que simplemente las enanas blancas deberían ser más antiguas que lo que predice la teoría mayoritariamente aceptada acerca de su evolución. Esto indicaría la existencia de fuentes de energía adicionales no tenidas en cuenta en los modelos evolutivos existentes para estas estrellas.

En este sentido, NGC 6791 constituye un laboratorio excelente para poner a prueba nuestro entendimiento sobre los procesos físicos responsables de la evolución de las estrellas enanas blancas. Sobre la base de las nuevas secuencias evolutivas mencionadas anteriormente hemos demostrado que procesos de separación, en particular aquellos asociados a la sedimentación del ^{22}Ne , tendrían lugar en los núcleos densos de las enanas blancas, constituyendo una fuente primaria de energía de las enanas blancas (García-Berro et al. 2010). En efecto, dada la alta metalicidad de NGC 6791 (lo que implica una abundancia elevada de ^{22}Ne en el interior de sus enanas blancas) estos procesos conducen naturalmente a una evolución mucho más lenta para las enanas blancas, suministrando una posible explicación a la discrepancia de edades del cúmulo. Describiremos brevemente nuestros resultados en tal sentido.

Para comparar con las observaciones de NGC 6791, simulamos diagramas sintéticos Color-Magnitud y función de luminosidad para las enanas blancas observadas en dicho cúmulo mediante la técnica de Monte Carlo. Para ello, se consideró una IMF de Salpeter, una relación apropiada Masa Inicial-Masa Final

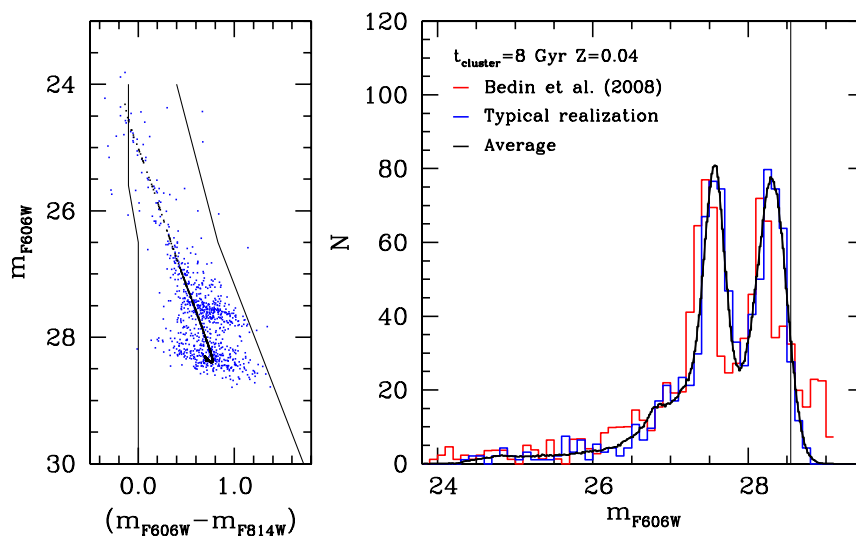


Figura 3. Panel izquierdo, diagrama Color-Magnitud sintético para NGC 6791 de acuerdo a nuestras simulaciones. Panel derecho, la correspondiente función luminosidad de enanas blancas (línea azul) comparada con datos observacionales de NGC 6791 (línea roja). La línea negra es un promedio de diez mil simulaciones de Monte Carlo correspondiente a la edad de 8 Gyr, metalicidad $Z=0.04$ y módulo de distancia de 13.44.

y edades de secuencia principal actualizadas correspondientes a progenitores con metalicidad similar a la de NGC 6791. Se tuvo en cuenta una época de formación estelar de 1 Gyr, comenzando 8 Gyr atrás. También se incluyeron errores fotométricos a los colores, considerando que crecen linealmente con la magnitud, de acuerdo a una distribución gaussiana. Finalmente se consideró una población inicial de binarias no resueltas del 54 por ciento (Bedin et al. 2008), dando como resultado un 36 por ciento de binarias enanas blancas. Dada la edad del cúmulo, el tiempo al cual cada estrella se formó y su tiempo de vida en la secuencia principal, podemos determinar cuáles estrellas alcanzan la curva de enfriamiento de enana blanca y cuáles son sus tiempos de enfriamiento, interpolando luego en las secuencias evolutivas la luminosidad y colores. Si una estrella pertenece a un sistema binario no resuelto, se realiza el mismo cálculo para la estrella secundaria, sumando los flujos. Finalmente se tuvo en cuenta el módulo de distancia de NGC 6791 (13.44 mag) y su exceso de color. Los resultados son mostrados en la Fig. 2, donde las magnitudes son magnitudes aparentes en los filtros F606W y F814W del telescopio espacial *HST*. El alto grado de similitud con los datos observacionales es notable. Dos aglomeramientos de estrellas son claramente visibles en estos diagramas. El más brillante corresponde a las binarias no resueltas del cúmulo, mientras que el más débil corresponde al apilamiento de las enanas blancas aisladas como consecuencia de la edad finita del cúmulo, reflejando de

este modo los efectos de la sedimentación del ^{22}Ne y la separación de carbono y oxígeno durante la cristalización de las enanas blancas.

En la Fig. 3 mostramos la correspondiente función luminosidad de enanas blancas. Los dos picos claramente visibles son consecuencia directa de las dos aglomeraciones de enanas blancas en el diagrama Color-Magnitud previamente discutido. Nótese el excelente acuerdo entre los datos observacionales y las predicciones teóricas. Además, la edad de TO y la edad de las enanas blancas resultantes son exactamente las mismas, resolviéndose la discrepancia de edad de NGC 6791. Adicionalmente, un análisis estadístico de χ^2 de la función luminosidad revela que, debido a la angostura de los dos picos, la edad de enfriamiento determinada de este modo es muy precisa, con una incerteza de solamente ± 0.2 Gyr.

Finalmente, para ilustrar la importancia de los procesos de separación, en la Fig. 4 comparamos el efecto de dichos procesos sobre la función luminosidad de las enanas blancas. Se muestra en líneas punteadas la función luminosidad obtenida suponiendo que no ocurren los procesos de separación y adoptando una edad de TO de 8 Gyr. Claramente, en este caso, la función luminosidad no concuerda con la observada. Podría argumentarse que la función luminosidad observada se reproduciría simplemente decreciendo el módulo de distancia en 0.5 mag. Sin embargo, el mismo módulo de distancia debería adoptarse para ajustar la secuencia principal del cúmulo, dando una edad de TO de 12 Gyr; acentuándose de este modo la discrepancia de edad. Por otra parte, una nueva e independiente determinación del módulo de distancia para NGC 6791 ha sido hecha en base a binarias eclipsantes, arrojando un valor de 13.46 ± 0.1 mag. Por lo tanto, un error en el módulo de distancia parece muy poco probable. Otra posibilidad de minimizar la discrepancia de edad es considerar valores más grandes de la metalicidad, ya que isocronas con mayor metalicidad tienen un TO más débil y por ende resultaría en una edad de TO menor. Sin embargo, para resolver la discrepancia de edad se requeriría una metalicidad 3σ en exceso de la determinación espectroscópica más reciente. Además, a un valor tan alto de la metalicidad, la forma predicha y los conteos estelares a lo largo del TO y la rama de las subgigantes estarían en fuerte discrepancia con las observaciones. De manera que un aumento en la metalicidad del cúmulo tampoco es una explicación acertada. La Fig. 4 también muestra que el ajuste a la función de luminosidad observada cuando los distintos procesos de separación no son incluidos es muy pobre, ya que no se reproduce ni la ubicación de los picos, ni la altura de los mismos. Lo mismo ocurre si solamente la separación de carbono y oxígeno es incluida o solamente la sedimentación del ^{22}Ne .

4. Conclusiones

Modelos evolutivos de enana blancas que incorporan fuentes de energía asociadas a procesos de separación resuelven la discrepancia de edad de TO y la edad de enfriamiento de las EBs en el cúmulo NGC 6791: $t_{\text{EB}} = 8.0 \pm 0.2$ Gyr; $t_{\text{TO}} = 8.0 \pm 0.4$ Gyr y módulo distancia = 13.44 m.

Estadísticamente, y basándonos exclusivamente en la ubicación del extremo final de la secuencia de enana blanca y no en la forma de la función luminosidad, encontramos que cuando no se tiene en cuenta la separación de carbono y oxígeno

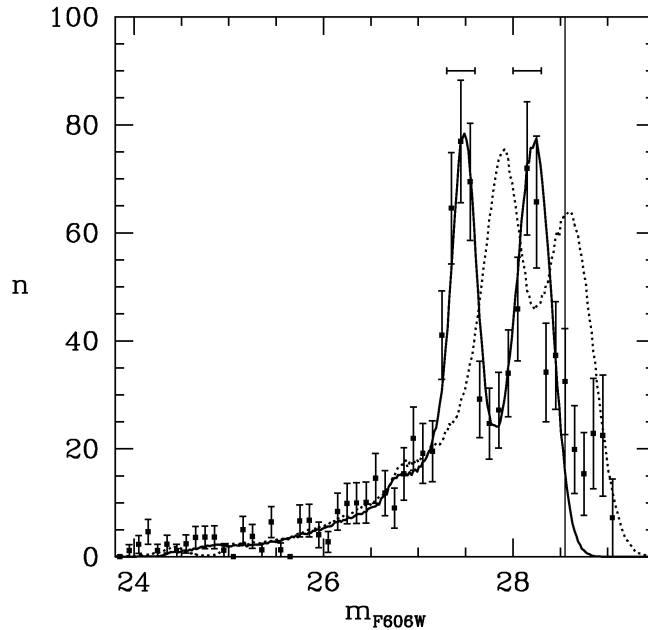


Figura 4. Función luminosidad de enanas blancas de NGC 6791. Los símbolos llenos representan los datos observacionales con errores de $\pm 1\sigma$. La línea punteada corresponde al caso en que los procesos energéticos resultantes de la difusión del ^{22}Ne y la separación de carbono y oxígeno debida a la cristalización no son incluidos en las secuencias evolutivas de enanas blancas.

ni la sedimentación del ^{22}Ne , la edad del cúmulo resulta ser de 6.0 ± 0.2 Gyr. Este tipo de secuencias de enfriamiento, que son las usualmente consideradas en la datación de poblaciones estelares, son descartadas a un nivel de confianza de 5σ , con $\sigma = 0.4$ Gyr siendo la incerteza en la edad de TO. Si solamente la contribución resultante de la separación de carbono y oxígeno es considerada, la edad resultante del cúmulo es de 6.4 ± 0.2 Gyr, de modo que esta secuencia puede ser también excluida a un nivel de confianza de 4σ ; mientras que si solamente la sedimentación del ^{22}Ne es tenida en cuenta, derivamos una edad de 7.0 ± 0.3 Gyr, lo cual cae a 2.5σ de la edad de TO. Por lo tanto, nuestros resultados confirman sin ambigüedad la ocurrencia de sedimentación de ^{22}Ne , y dan fuerte sustento a la separación de carbono y oxígeno durante la cristalización en el interior profundo de las enanas blancas. Estos resultados confirman por un lado nuestro entendimiento de la teoría de plasmas densos y, al mismo tiempo, que las estrellas enanas blancas pueden utilizarse como cronómetros fiables e independientes para la datación de poblaciones estelares.

Agradecimientos. Quisiera agradecer a la Asociación Argentina de Astronomía por haberme otorgado el premio Sérsic. También quisiera agradecer a la Dra. Ilda Entraigas por sus comentarios y sugerencias que ayudaron a mejorar la versión original del trabajo.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2010, *A&A Rev.*, 18, 471
Althaus L. G., et al., 2010, *ApJ*, 719, 612
Bedin L. R., et al., 2008, *ApJ*, 678, 1279
Bedin L. R., et al., 2008, *ApJ*, 679, L29
Bono G., Salaris M., Gilmozzi R., 2013, *A&A*, 549, A102
Deloye C. J., Bildsten L., 2002, *ApJ*, 580, 1077
García-Berro E., et al., 1988, *Nat*, 333, 642
García-Berro E., et al., 2010, *Nat*, 465, 194
Hansen B. M. S., et al., 2007, *ApJ*, 671, 380
Isern J., et al., 1991, *A&A*, 241, L29
Salaris M., et al., 2010, *ApJ*, 716, 1241
Winget D. E., Kepler S. O., 2008, *ARA&A*, 46, 157
Winget D. E., et al., 2009, *ApJ*, 693, L6

PREMIO

Supernovas y “Viudas Negras”: Evolución en sistemas binarios

Omar G. Benvenuto

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

*Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), CCT-CONICET-UNLP.
Paseo del Bosque S/N (B1900FWA) La Plata*

Abstract. In this article, on the occasion of receiving the José Luis Sésic award of our Association, I present a brief discussion of the topics I am currently working on, related to the evolution of stellar close binary systems with exchange of mass. In particular, I present an abridged discussion of the work we have done in order to account for the observed properties of supernova SN 2011dh and the evolution of low mass systems that lead to the formation the so called “black widow” systems. Also, I consider timely to publicly acknowledge to those who helped and accompanied me in the adventure of scientific research.

Resumen. En este artículo, con motivo de recibir el premio José Luis Sésic de nuestra Asociación, realizo un breve resumen de los temas que estoy abordando actualmente con relación a la evolución de sistemas binarios con intercambio de masa. En particular, presento resúmenes de los trabajos que hemos realizado para explicar las propiedades observadas de la supernova SN 2011dh y de la evolución de sistemas de baja masa que conduce a la formación de los sistemas conocidos como “viudas negras”. También creo oportuno hacer público mi agradecimiento a quienes me han ayudado y acompañado en la aventura de la investigación científica.

1. Introducción

La Astronomía apareció en mi vida a los trece años, de una forma tan intensa como inesperada durante una visita a la Cuesta del Portezuelo (Provincia de Catamarca) cuando en una noche clara levanté mi vista y vi un cielo espectacular, que jamás había podido contemplar en mi Haedo natal. Fue un momento decisivo e inolvidable: simplemente “amor a primera vista”. Me pregunté ¿que demonios es todo lo que hay allí arriba...? Aún hoy me lo sigo preguntando. Al poco tiempo, luego de observar por primera vez a través de un telescopio le dije a mi madre “¡Mamá, voy a ser astrónomo!”. Entonces me hice socio de la Asociación Argentina Amigos de la Astronomía donde pulí un espejo parabólico de 15 cm con el que construí un telescopio Newtoniano que me acompañó muchas noches observando estrellas variables. La montura del telescopio pude construirla en el Colegio Industrial ENET N°1 “Jorge Newbery” de Haedo. Siempre recuerdo cuando un profesor de dicho colegio me dijo “Benvenuto, vos me hinchas con

tu telescopio más que mi bebé, pero seguí adelante porque vos sos de los que consiguen lo que quieren”. Estaba cerca de conseguir poner en funcionamiento un fotómetro fotoeléctrico cuando llegó la hora de ingresar a la Facultad. Luego de cinco años me licencié en Astronomía y me tomó otros cinco años doctorarme. Nunca pensé que me iba a pasar todo esto: recibirme y que mi trabajo sea reconocido como para que mis colegas decidan otorgarme este premio (pensar que alguna vez creí que no iba a poder entrar a la Facultad...). Es algo así como “el sueño del pibe” hecho realidad.



Figura 1. Mi telescopio reflector Newtoniano de 15 cm.

El trabajo que he realizado en mi carrera ha sido posible gracias al apoyo que me brindó el Prof. Alejandro Feinstein. No puedo dejar de expresar mi más profunda gratitud al Prof. Feinstein, quien me dio todo su apoyo para que pudiera desarrollar un código de evolución estelar completo, empezando desde la nada misma. Sin dicho apoyo tal vez hubiera tenido que abandonar la Astronomía ya que en aquel entonces (hacia fines de 1984) me encontraba en una situación académica muy difícil.

Deseo hacer público varios agradecimientos.

A mi querido amigo, el Dr. Jorge Ernesto Horvath por tantas horas discutiendo problemas interesantes en Física y Astrofísica. Mucho de los que he hecho se lo debo a su eterna curiosidad y profundidad al abordar los temas más diversos.

A mi amiga, la Dra. María Alejandra De Vito por su esfuerzo constante y su calidez humana. Con ella comenzamos a transitar el espinoso camino que propone el estudio de la evolución de los sistemas estelares binarios.

A mi amiga la Dra. Melina Bersten por el esfuerzo compartido tratando de entender las supernovas.

A la Dra. María Marcela Vergne por treinta y cinco años de amistad.

A mi amigo y compañero de oficina de casi toda la vida, el Lic. Rubén Enrique Martínez.

Al Prof. Keníchi Nomoto por sus valiosísimos comentarios que me ayudaron a modificar el programa de evolución estelar de forma de poder calcular estrellas masivas hasta el estado de pre-supernova, algo que hasta hace poco consideraba virtualmente imposible. Esto ha sido el comienzo de una nueva etapa en mi carrera y la posibilidad de mantener una colaboración científica que considero de la mayor importancia.

Dedico esta charla a la memoria de mi Papá. A veces él me presentaba como “mi hijo el científico” y me daba un poco de vergüenza. Creo que si hoy pudiera verme se pondría muy contento. ¡Se te extraña mucho Papá!

Mi primer trabajo consistió en escribir un programa para calcular la evolución de estrellas masivas siguiendo el método de Henyey. Dicho método consiste en escribir las ecuaciones de la evolución estelar en diferencias finitas en forma totalmente implícita. Teniendo en cuenta la potencia de cómputo a mi disposición, el conocimiento de la teoría de Análisis Numérico y la experiencia en programación que tenía entonces, desarrollar dicho código resultó una tarea realmente ardua. En aquel entonces, para alcanzar el estado de gigante roja en la computadora Hewlett Packard HP1000 de entonces había que quedarse en el Observatorio hasta la madrugada (para que hubiera pocos usuarios) y esperar horas de cálculo. Hoy eso es realizable en pocos segundos en casi cualquier computadora personal. Aún recuerdo cuando presenté en la Reunión de Paraná de nuestra Asociación de 1986 el primer *track* evolutivo que pude calcular.

Aunque fue una tarea ardua, no tengo duda que valió la pena. Ese trabajo fue fundamental en mis tareas posteriores. Inicialmente conseguí calcular la evolución de estrellas aisladas. Pero luego, dicho programa resultó adaptable al estudio de problemas tan diversos como la evolución de estrellas enanas blancas y sus pulsaciones no radiales, la formación y evolución de planetas gigantes, la evolución de estrellas de neutrones y la de sistemas binarios con intercambio de masa. En todos estos casos fue la primera vez que se abordaban cuantitativamente estos problemas en nuestro País.

No es mi intención detallar cada uno de los estudios que realicé. Prefiero referirme a dos temas que he abordado recientemente y que, al menos para quien suscribe, tienen alguna relevancia. Estos son: la evolución de sistemas binarios masivos como explicación natural de las características de la supernova SN2011dh y la evolución de sistemas binarios de baja masa que llegan al estado conocido como “viudas negras”. En ambos trabajos utilizamos el método de cálculo que hemos diseñado para el cálculo de sistemas binarios. Según dicho algoritmo (Benvenuto & De Vito 2003) se resuelve la estructura de la estrella donora junto con la tasa de intercambio de masa y la correspondiente evolución orbital en forma simultánea y totalmente implícita. Este método es numéricamente estable, lo que nos ha dado acceso al estudio de los problemas que se describen a continuación, como así también a otros a los que espero poder referirme a la brevedad (en particular, los ciclos de transferencia de masa en sistemas

binarios de baja masa que contienen una estrella de neutrones y su importancia para la interpretación de los sistemas binarios que contienen pulsares).

2. La Supernova SN 2011dh

Las supernovas son los eventos más energéticos que sufren las estrellas. Existen dos tipos de explosión fundamentalmente diferentes. En el caso de las supernovas de tipo Ia¹ una enana blanca masiva sufre acreción de masa y alcanza condiciones de compresión extrema hasta que en su centro enciende reacciones nucleares en las que el carbono reacciona consigo mismo. Entonces, la estrella sufre una explosión termonuclear que no deja remanente compacto alguno.

En el caso de las supernovas de tipo II, Ib y Ic el evento es consecuencia del colapso gravitatorio y posterior explosión de una estrella que, al menos inicialmente, era mucho más masiva que el Sol. Las estrellas masivas siguen una secuencia de ciclos nucleares en los que la zona central sufre la quema de hidrógeno, helio, carbono, neón, oxígeno, y silicio. Las últimas etapas evolutivas ocurren muy rápido como consecuencia de que la mayor parte de la energía liberada por las reacciones nucleares se pierde por emisión de neutrinos, siendo incapaz de calentar el interior estelar. La quema de silicio da lugar a la formación de un núcleo de alrededor de una masa solar compuesto por isótopos similares al hierro (níquel, cobalto, etc.). Estos son los núcleos atómicos más fuertemente ligados que existen. Por lo tanto, no existe la posibilidad de producir reacciones exotérmicas con dicho material. En el núcleo de la estrella la presión está totalmente dominada por un gas de electrones degenerados relativistas. Por lo tanto, la masa de este núcleo no puede crecer indefinidamente ya que se volvería inestable frente al colapso gravitatorio. Esta inestabilidad es la que en la teoría de enanas blancas da lugar a la existencia del límite conocido como *Masa de Chandrasekhar* (Chandrasekhar 1939). En el caso de las supernovas de colapso gravitatorio este límite es menor que el correspondiente al de las enanas blancas porque la envoltura de la estrella que rodea al núcleo de material degenerado relativista ejerce presión sobre el núcleo (mientras que en el caso de las enanas blancas la estrella tiene su superficie a presión nula) y además porque el gas sufre interacciones Coulombianas intensas. Entonces cuando el núcleo de la estrella supera su masa crítica, este se desestabiliza y entra en caída libre. Luego de llegar a densidades por encima de la de saturación de la materia nuclear ($\rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) el núcleo genera, por medio de mecanismos que no se encuentran totalmente establecidos, una onda de choque capaz de expulsar la envoltura de la estrella al medio interestelar. En pocos segundos se liberan del orden de 10^{53} ergios, de los cuales unos 10^{51} ergios son necesarios para que la estrella explote (vale la pena recordar que el Sol emite por segundo una cantidad de energía del orden de 10^{33} ergios). El resto de la energía se emite en forma de neutrinos. Este escenario se comprobó a grandes rasgos con el estudio

¹La clasificación de supernovas como de tipo I o II es espectroscópica (Filippenko 1997). Las supernovas de tipo II muestran hidrógeno en su espectro, mientras que no está presente en las de tipo I. Las de tipo Ia muestran fuertes líneas de silicio, las de tipo Ib exhiben líneas de helio mientras que las de tipo Ic no muestran hidrógeno ni helio.

de la histórica supernova SN 1987A, la cual a parte del Sol es el único objeto astronómico que se ha podido observar en radiación de neutrinos.

La supernova SN 2011dh ha sido la más brillante de las detectadas dicho año. Ocurrió en la galaxia cercana M51 por lo que ha sido observada con gran detalle. Uno de los problemas que ha planteado las observaciones de este objeto es que inmediatamente antes de la explosión la estrella era una supergigante amarilla. Esto se conoce gracias al estudio de imágenes de archivo del Hubble Space Telescope. La curva de luz (Bersten et al. 2012) indica una masa del orden de $4 M_{\odot}$ con una delgada cáscara de hidrógeno. Para el estudio de la curva de luz de SN2011dh hemos aplicado el código descrito en Bersten et al. (2011). Varios autores han propuesto que esta estrella ha sido el resultado de la evolución de un objeto muy masivo sujeto a una pérdida de masa más intensa que lo normal (Georgy 2012). En ese caso la estrella sería capaz de encontrarse con valores de la temperatura efectiva y luminosidad compatibles con los datos provistos por observaciones pre-explosión. Sin embargo, ese planteo no parece muy probable ya que para que la estrella esté en el lugar correcto en el diagrama HR y además conserve la cantidad de hidrógeno necesaria para dar cuenta de la curva de luz es necesario que la pérdida de masa tenga un valor muy preciso. En otras palabras, para poder dar cuenta de las observaciones es necesario hacer un ajuste fino de ese parámetro.

La idea fundamental del trabajo de Benvenuto et al. (2013) es que la estrella que explotó ha sido miembro de un sistema binario con intercambio de masa y que la estrella alcanza las condiciones de pre-supernova en forma natural sin ajustar parámetros libres. Hemos propuesto que SN 2011dh es consecuencia de la evolución de un sistema que inicialmente era formado por dos estrellas de composición solar con masas de 16 y $10 M_{\odot}$ con un periodo orbital de 125 días (ver Fig. 2). La estrella primaria (donora) quemó hidrógeno en su centro y evoluciona inflándose hasta que poco después de que enciende el helio llena su Lóbulo de Roche (lo que en la literatura se conoce como *Roche Lobe Overflow*, o RLOF) por primera vez. En ese episodio la estrella transfiere la mayor parte de su masa hasta que se separa de su lóbulo. En ese momento culmina la transferencia de masa. Desde ese momento la estrella donora completa el quemado de su helio central y poco tiempo después vuelve a sufrir otros dos RLOFs transfiriendo una pequeña fracción de su masa. Cabe destacar que la estrella donora sufre las últimas etapas nucleares en condiciones de RLOF. En esa etapa la tasa de transferencia de masa es pequeña por lo que el tamaño del lóbulo de Roche es prácticamente fijo. Como consecuencia, hasta que la estrella donora explote la estrella tendrá el radio correspondiente al de una supergigante amarilla.

Dada la distancia que nos separa de M51, las observaciones pre-explosión involucran a ambas estrellas del par binario. Las observaciones son compatibles con la presencia de un único objeto. Sin embargo, todos los filtros en los que se hicieron esas observaciones son de longitudes de onda largas. Por lo tanto, de ser un par binario, la temperatura efectiva de las componentes del par debe ser muy dispar.

Los cálculos evolutivos que hemos realizado proveen una explicación natural a este requerimiento. Aquí es necesario incorporar el parámetro β que indica la fracción de la masa transferida por la estrella donora que es recibida por la estrella secundaria (acretora) del par ($0 \leq \beta \leq 1$). En la Fig. 2 hemos asumido

$\beta = 0.25$. La estrella donora recibe una tasa de acreción que es suficientemente baja como para que no se infle hasta alcanzar el estado de envoltura común. Mas aún, en el momento de la explosión la estrella acretora recibe masa a una tasa tal que se encuentra cerca de la “Zero Age Main Sequence” (ZAMS) para una estrella mucho más masiva que lo que era originalmente, mientras que la estrella primaria alcanza las condiciones dentro de la barra de error de temperatura efectiva y luminosidad que indican las observaciones pre-explosión. Aquí hemos considerado un valor específico para el parámetro β . La teoría que aquí presentamos depende de β pero la fotometría pre-explosión es explicada para cualquier valor de β . Las cantidades dependientes de β son la masa de la secundaria y su luminosidad al momento de la explosión. Para mas detalles, ver Benvenuto et al. (2013).

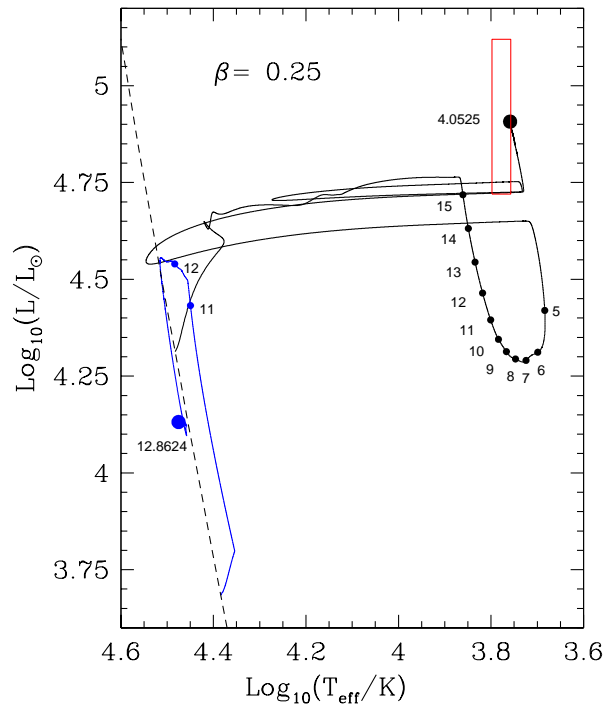


Figura 2. Evolución de las componentes de un sistema binario compuesto por dos estrellas de composición solar con masas de 16 y 10 M_{\odot} con un período orbital de 125 días, calculado hasta el momento de la explosión de la estrella primaria. La evolución de la estrella primaria (secundaria) se indica con una línea continua negra (azul). En este caso se asume que la estrella secundaria es capaz de retener el 25% de la masa que le transfiere la primaria ($\beta = 0.25$). Los puntos sobre los recorridos indican la masa de la estrella. Las condiciones observadas pre-supernova se indican con un rectángulo rojo. Nótese que la temperatura efectiva de las componentes del par binario son muy diferentes en el momento de la explosión.

Cabe citar que no queda duda de que la estrella que se había identificado como posible progenitor realmente lo era. Van Dyk et al. (2013) han detectado que dicha estrella ya no se observa, por lo tanto desapareció al explotar. Todavía falta comprobar si luego de que la supernova se debilita suficientemente encontramos la compañera azulada que predicen nuestros cálculos de evolución binaria. De ser así sería un resultado relevante para la teoría de evolución de sistemas binarios masivos. Además podríamos medir el valor del parámetro β . Es esperable que, en caso de que el escenario presentado en nuestro trabajo sea correcto, la estrella compañera sería visible en los primeros meses del año 2014.

3. Evolución de Sistemas Binarios y la Formación de Viudas Negras

Las “viudas negras” son unas arañas famosas porque a las hembras no les gustan los riesgos... Luego de aparearse matan a su compañero. ¡No vaya a ser que le resulte infiel!

Hace tiempo Fruchter et al. (1988) descubrieron el espectacular sistema binario con un pulsar que sufre eclipses, conocido como PSR1957+20. Se observó que el eclipse no terminaba abruptamente sino que todo indicaba que la estrella compañera perdía una estela de materia que prolongaba el eclipse. Se llegó a la idea de que la estrella donora perdía masa por efecto de la radiación del pulsar. El pulsar rota con un período en el rango de los milisegundos (en este caso sólo 1.6 ms) y se mueve en una órbita casi circular con período de 9.17 h. Esa rotación tan rápida es interpretada como debida al reciclado debido a la acreción de materia. Entonces el púlsar se recicla gracias a la presencia de la compañera y luego la destruye, tal como las viudas negras. He ahí el porque de su nombre.

Desde el punto de vista de la evolución de sistemas binarios de baja masa, la explicación de las características de estos objetos presenta varios problemas que requieren de la extensión de los modelos convencionales. Estos últimos son claramente insuficientes para alcanzar períodos orbitales del orden de varias horas (Podsiadlowski et al. 2002; Benvenuto & De Vito 2005), ya que para lograrlo el sistema binario debería evolucionar un tiempo varias veces superior a la edad actual del Universo.

Cabe destacar que los modelos tradicionales ignoran la irradiación mutua de las estrellas como así también la evaporación de la estrella donora por efecto de la radiación del pulsar. Recientemente hemos incluido ambos fenómenos en nuestro código de evolución binaria, el cual lo hemos aplicado para explicar las características de dos viudas negras específicas; estos son los casos de PSR J1719-1438 (Bailes et al. 2011) y PSR J1311-3430 (Pletsch et al. 2012). Los resultados han sido publicados en Benvenuto et al. (2012) y Benvenuto et al. (2013). A continuación vamos a resumir los principales resultados allí descriptos.

La irradiación tiene un efecto nada despreciable en este tipo de sistemas, aunque generalmente se lo ignora debido a la complejidad del cálculo involucrado. Cuando la estrella donora desborda su Lóbulo de Roche comienza la transferencia de masa. Como la compañera es una estrella de neutrones, esta materia cae a gran velocidad sobre su superficie produciendo la emisión de rayos X. Esta radiación incide sobre la estrella donora, la cual resulta fuertemente perturbada en la zona iluminada: Dicha zona pierde, al menos parcialmente, su capacidad de liberar energía proveniente del interior estelar profundo. Los modelos sin irradiación

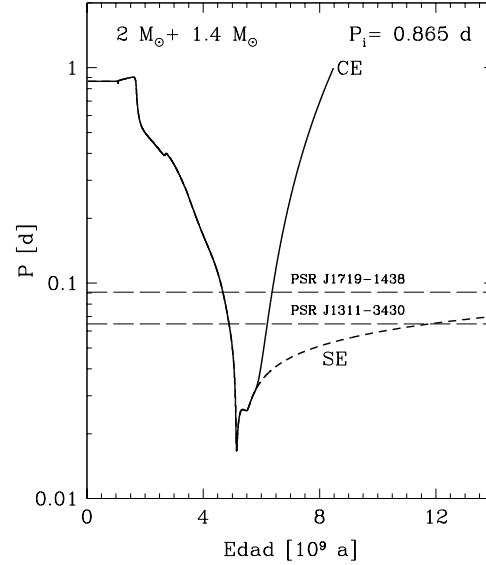


Figura 3. Evolución del período orbital de un sistema binario inicialmente compuesto por una estrella normal de $2 M_{\odot}$ y una estrella de neutrones de $1.4 M_{\odot}$ en órbita circular de 0.865 días. La línea continua representa la evolución teniendo en cuenta el efecto de la evaporación (CE) mientras que la línea de trazos cortos denota el caso en el que se ignora dicho fenómeno (SE). Las líneas de trazos largos representan los períodos de dos viudas negras. En el caso en el que se considera evaporación, el sistema alcanza el rango de períodos orbitales correcto a tiempos aceptables, mientras que en el caso sin evaporación solamente se encuentra una solución para el caso de PSR J1311-3430 a tiempos cercanos a la edad del Universo. La primera vez que el sistema alcanza el período de estos sistemas la masa de la estrella donora es tan alta que no corresponde al caso de una viuda negra. Esto queda claro en los resultados presentados en la Fig. 4.

mutua sufren una prolongada etapa de transferencia en la que la estrella donora entrega la mayor parte de su masa. Si consideramos radiación mutua dicha etapa de transferencia de masa ocurre en un gran número de episodios. En los intervalos en los que el sistema no sufre transferencia de masa, este puede ser observado como pulsar binario. Esto no es posible en el caso de los modelos que ignoran la irradiación.

La evaporación es un fenómeno que cobra importancia en etapas más avanzadas, cuando la masa de la estrella donora cae por debajo del décimo de masa solar. Aunque no existe una teoría detallada que permita calcular la tasa de

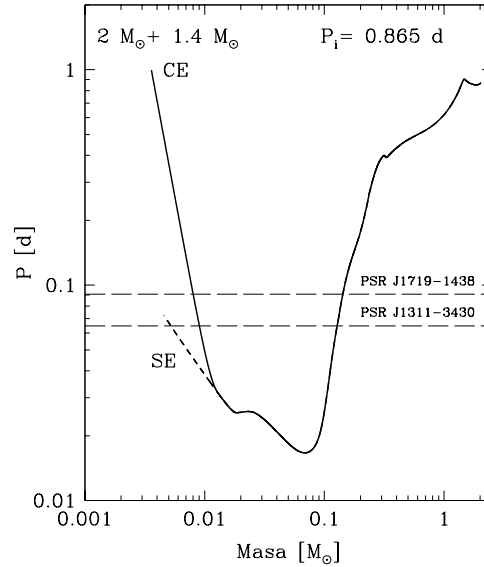


Figura 4. La evolución del período orbital en función de la masa de la estrella donora para los mismos sistemas binarios representados en la Fig. 3. Las líneas y los índices tienen el mismo significado que en dicha figura. Aquí se nota que la masa de la compañera del pulsar está en el rango esperado para las viudas negras en el caso de la segunda vez que los sistemas alcanzan el valor del período orbital observado. Nótese que la estrella es *donora*, por lo tanto el sentido de evolución es de derecha a izquierda.

evaporación partiendo de primeros principios, es posible incorporarla a través de expresiones paramétricas como la propuesta en Stevens et al. (1992)

A continuación presentamos resultados típicos de la evolución de sistemas que llegan al estado de viuda negra. En la Fig. 3 mostramos la evolución del período orbital de un sistema compuesto por una estrella de neutrones de masa canónica ($1.4 M_{\odot}$) junto con una donora de $2 M_{\odot}$ en una órbita circular de 0.865 días. Para un valor dado de período orbital, tal como el indicado en la figura para dos viudas negras observadas, existen dos soluciones. La primera de ellas *no corresponde* al estado de viuda negra ya que la masa de la estrella donora es un orden de magnitud mayor. Esto se muestra en la Fig. 4. Consideramos modelos con y sin evaporación. Los modelos con evaporación alcanzan períodos orbitales en el rango de un día en escalas de tiempo razonables, mientras que si ignoramos la evaporación dichos períodos son inalcanzables.

4. Conclusiones y Perspectivas Futuras

En este trabajo he presentado una breve discusión sobre dos de los temas a los que he dedicado mis esfuerzos de investigación: la evolución estelar en sistemas binarios de gran masa, como progenitores de supernovas de colapso gravitatorio; y de baja masa como el origen de los sistemas denominados viudas negras. Estos problemas son buenos ejemplos de la variedad de condiciones en las que pueden evolucionar las estrellas cuando se encuentran en sistemas binarios con períodos orbitales suficientemente cortos como para que intercambien masa.

Afortunadamente queda muchísimo trabajo por realizar para alcanzar una comprensión completa de estos sistemas. Por ejemplo, nuestros modelos estelares ignoran la rotación de cada una de las estrellas sobre si mismas. La rotación es un efecto de fundamental importancia ya que ayuda a producir procesos de mezcla aún en capas radiativas. Esperamos poder terminar la inclusión de este fenómeno en nuestro código en un futuro cercano.

Al momento de escribir este trabajo nos queda claro que, en el caso de los sistemas de baja masa que contienen una estrella de neutrones, el proceso de irradiación mutua es de fundamental importancia y merece un estudio con el mayor detalle posible. Por ejemplo, este fenómeno resulta clave para poder explicar la detección de pulsares binarios eclipsantes con masas de las compañeras en el rango de $0.1 M_{\odot}$ conocidos como “redbacks”. Este tema será motivo de alguna presentación futura.

Como suele ocurrir, son muchas más las ideas que tenemos que lo que podemos concretar, ya que el nuestro es un grupo de trabajo pequeño. Estamos interesados y veríamos con mucho agrado si hubiera alumnos interesados en desarrollar sus trabajos de Tesis de Licenciatura y/o de Doctorado en estas temáticas.

Referencias

- Bailes M., et al., 2011, *Science*, 333, 1717
 Benvenuto O. G., Bersten M. C., Nomoto K., 2013, *ApJ*, 762, 74
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, *MNRAS*, 342, 50
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2005, *MNRAS*, 362, 891
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2012, *ApJ*, 753, L33
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2013, *MNRAS*, 433, L11
 Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, *ApJ*, 729, 61
 Bersten M. C., et al., 2012, *ApJ*, 757, 31
 Chandrasekhar S., 1939, *An introduction to the study of stellar structure*
 Filippenko A. V., 1997, *ARA&A*, 35, 309
 Fruchter A. S., Stinebring D. R., Taylor J. H., 1988, *Nat*, 333, 237
 Georgy C., 2012, *A&A*, 538, L8
 Pletsch H. J., et al., 2012, *Science*, 338, 1314
 Podsiadlowski P., Rappaport S., Pfahl E. D., 2002, *ApJ*, 565, 1107
 Stevens I. R., Rees M. J., Podsiadlowski P., 1992, *MNRAS*, 254, 19P
 Van Dyk S. D., et al., 2013, *ApJ*, 772, L32

PRESENTACION INVITADA

Stellar Variability in the VVV Survey: An Update

M. Catelan^{1,2}, I. Dékány^{2,1}, M. Hempel^{1,2} & D. Minniti^{1,2}

(1) *Pontificia Universidad Católica de Chile, Facultad de Física, Instituto de Astrofísica, Santiago, Chile*

(2) *Millennium Institute of Astrophysics, Santiago, Chile*

Abstract. The *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV) ESO Public Survey consists in a near-infrared time-series survey of the Galactic bulge and inner disk, covering 562 square degrees of the sky, over a total timespan of more than 5 years. In this paper, we provide an updated account of the current status of the survey, especially in the context of stellar variability studies. In this sense, we give a first description of our efforts towards the construction of the *VVV Variable Star Catalog* (VVV-VSC).

Resumen. El Relevamiento Público ESO titulado *Variables Vista en la Vía Láctea* (VVV) consiste en un relevamiento con resolución temporal del bulbo y disco interno Galácticos en el infrarrojo cercano, cubriendo 562 grados cuadrados del cielo, en un intervalo de tiempo de más de 5 años. En este artículo, entregamos una descripción actualizada del estado actual del relevamiento, especialmente en el ámbito de los estudios de variabilidad estelar. En ese sentido, describimos, por primera vez, nuestros esfuerzos para la construcción del *Catálogo de Estrellas Variables* del VVV (VVV-VSC).

1. Overview

The *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV) ESO Public Survey (Minniti et al. 2010; Catelan et al. 2011; Saito et al. 2012; Hempel et al. 2014) is a time-series, near-infrared (IR) survey of the Galactic bulge and an adjacent portion of the inner disk, covering 562 square degrees of the sky. The survey, which is based on images taken with the VIRCAM camera mounted on the VISTA telescope, located in Cerro Paranal, northern Chile, has provided multi-color photometry in 5 broadband filters (Z , Y , J , H , and K_s), but its main goal is to provide a homogeneous database for variability studies of the observed regions, particularly in the K_s band.

An extensive overview of recent work on stellar variability that has been carried out in the framework of the VVV Survey has been presented by Catelan et al. (2013). Here we provide a brief update on the status of the survey, particularly in regard to our ongoing work on stellar variability.

2. Status of the Survey

Figure 1 shows the complete area covered by VVV, with the different “tiles” (which constitute individually observed fields) indicated as red squares. Each tile covers 1.501 deg^2 in the sky, and the survey encompasses 348 tiles in total. For each VVV tile, Figure 1 also shows its ID number (*upper label*) and the number of epochs in K_s that have been obtained, as of this writing (*bottom label*). As far as the cadence, Figure 2 shows the delay (i.e., time interval) between two successive epochs in the VVV K_s -band data, color-coded according to the scale on the right of each plot. By the end of the survey, the bulge region will contain between 60 and 100 epochs for each tile, whereas the disk tiles will have ≈ 60 epochs each.

Figure 3 shows some examples of VVV light curves for bulge RR Lyrae stars. These stars had been previously identified by the OGLE-III survey (Soszyński et al. 2011), and so their pulsation periods are accurately known. The VVV light curves of known RR Lyrae with very accurately known periods will enable us to systematically investigate, with unprecedented detail, the near-infrared light-curve properties of these stars: note, for instance, how the three RR Lyrae stars shown in Figure 3 have different light-curve morphologies, in spite of their very similar periods. Such detailed studies of light-curve morphology will be important for constraining pulsation models (e.g., Bono et al. 2000).

Using such well-defined K_s -band light curves, we will also study possible relationships between near-infrared light-curve parameters and the metallicity (in addition to stellar physical parameters), as has been done many times previously in the optical for different types of variables, most notably Cepheids and RR Lyrae stars (e.g., Simon & Lee 1981; Simon & Teays 1982; Jurcsik & Kovács 1996; Kovács & Walker 2001; Morgan et al. 2007; Nemeč et al. 2013). In turn, this might prove very useful for studying the metallicity distributions/gradients of the stellar populations that these stars trace – i.e., in the bulge and the thick disk, in the case of RR Lyrae stars (e.g., Layden 1995).

In like vein, by combining RR Lyrae light curves from visual databases and VVV light curves, we are in a position to simultaneously derive extinction and distance to *each individual star*. This can be achieved by applying the RR Lyrae period-luminosity calibrations in the visual and near-infrared bands, such as provided by Catelan et al. (2004) in I , J , H , and K . A first such application has recently been described by Dékány et al. (2013), where bulge RR Lyrae stars in common between the OGLE and VVV surveys were used, together with the Catelan et al. period-luminosity relations, to infer an RR Lyrae-based distance to the Galactic center, estimated at $R_0 = 8.33 \pm 0.05 \pm 0.14$ kpc, where the indicated error bars correspond to the estimated statistical and systematic uncertainties, respectively. This is in remarkable agreement with the dynamical value derived by Gillessen et al. (2009), who have obtained $R_0 = 8.35 \pm 0.35$ kpc by studying the orbits of stars around the Galaxy’s central black hole.

The very complete VVV light curves for many different types of variable stars will also be useful as templates – and indeed, many such reliably classified light curves with complete phase coverage have already been incorporated into the so-called *VVV Templates Database* (Angeloni et al. 2014),¹ whose main

¹<http://vvvtemplates.org/>

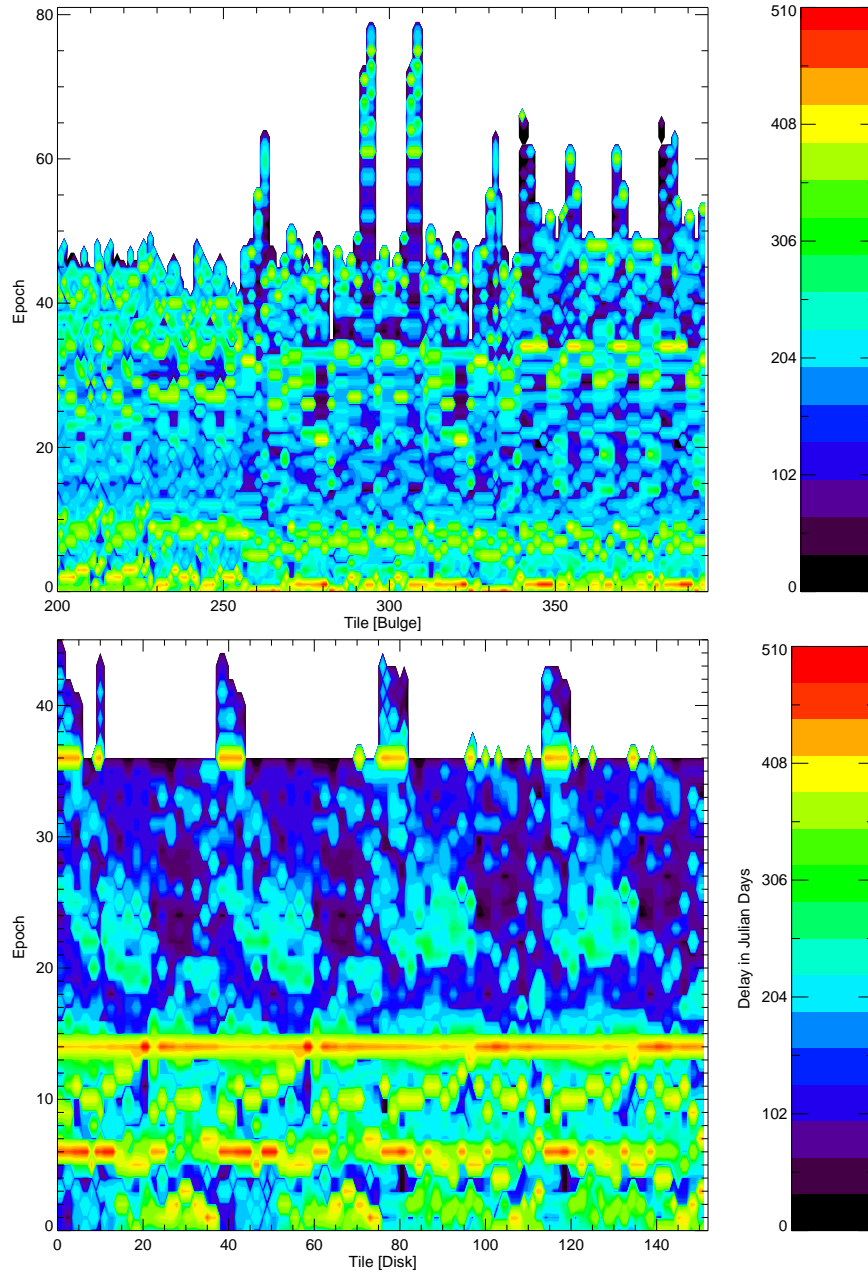


Figure 2. Time delay (in Julian Days) between two consecutive epochs of K_s -band observations for the bulge (*top*) and disk (*bottom*) tiles, based on all VVV time-series data obtained as of this writing (May 16, 2014). The 8 tiles with the largest number of observed epochs (ID numbers: 293, 294, 295, 296, 307, 308, 309, 310; see also Fig. 1) are bulge tiles situated in Baade’s Window, with a much reduced dust extinction and for which independent observations are available in the optical bands from the OGLE survey (Udalski et al. 1992).

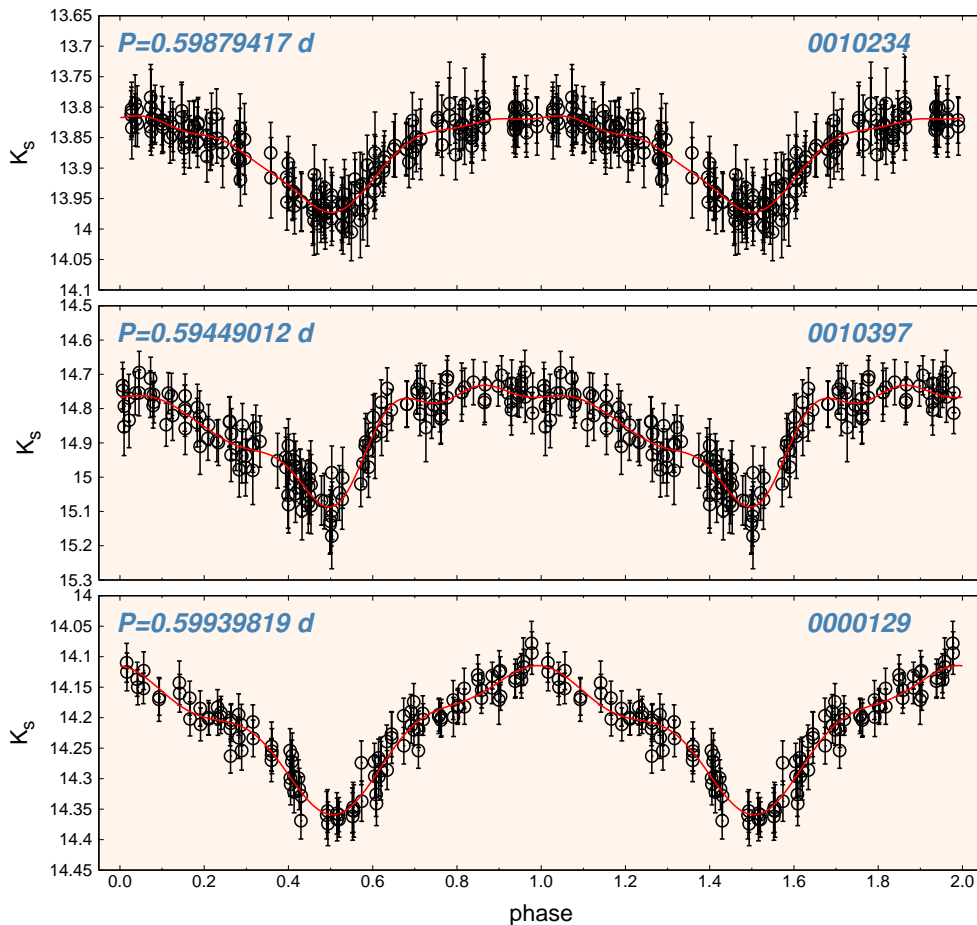


Figure 3. These panels show the K_s -band phase diagrams of 3 bulge ab-type (i.e., fundamental-mode) RR Lyrae stars known from the OGLE-III survey (Soszyński et al. 2011; OGLE IDs and periods are shown for each star), illustrating the high quality of the data obtained in the course of the VVV Survey. Note that these three stars have very similar periods, yet quite different light-curve shapes. The *red lines* show the Fourier fits with optimized numbers of terms. The figure includes data obtained up to the end of June 2013.

purpose is to feed the classification algorithms that are currently being devised, in order to perform automated classification of the expected 10^{6-7} variable stars detected in the course of the VVV Survey (Catelan et al. 2011). It is worth noting, in this regard, that our team has also recently completed a variable star catalog (Ferreira Lopes et al. 2014) using data from the 3.8m United Kingdom Infrared Telescope’s (UKIRT) Wide-Field near-IR CAMera (WFCAM; Casali et al. 2007) calibration database. This multi-band database has also yielded high-quality lightcurve templates, which have also been incorporated into the VVV Templates Database (Angeloni et al. 2014).

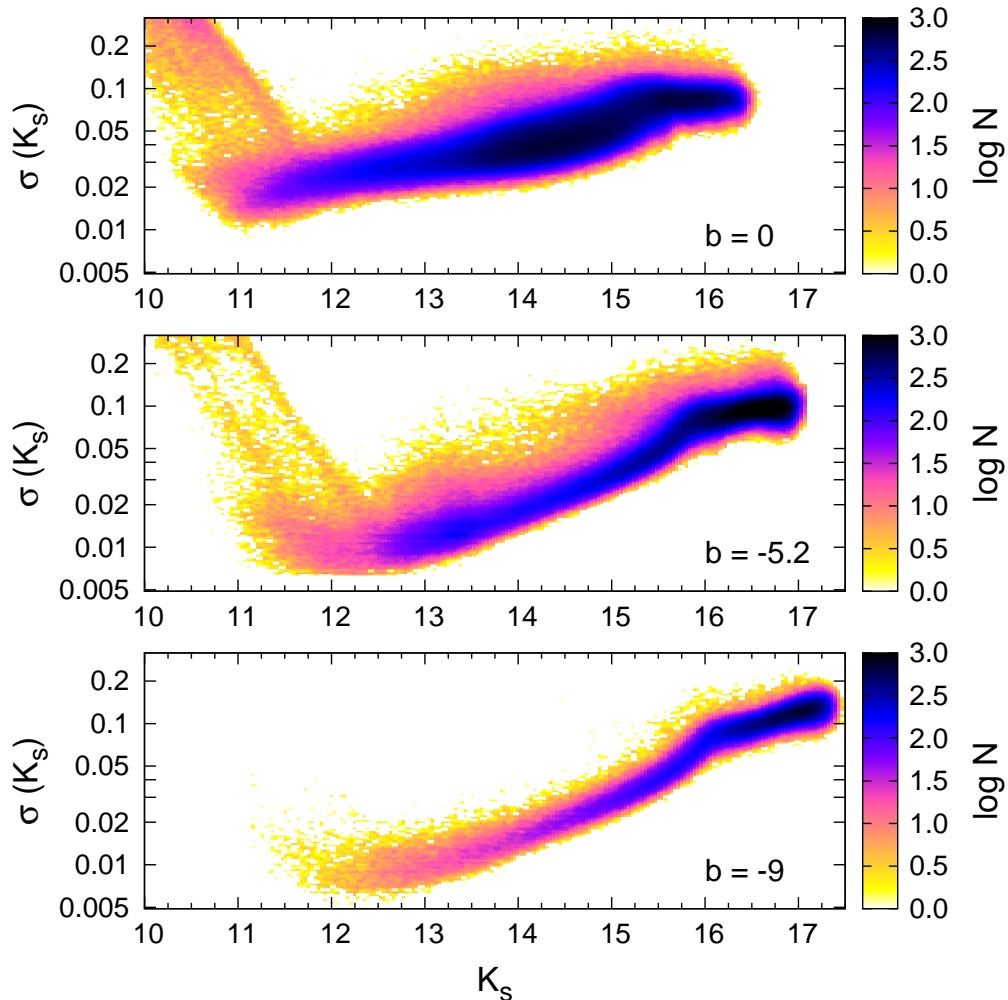


Figure 4. This figure shows the number density distribution of the weighted K_s -band average magnitude vs. the weighted standard deviation of the K_s light curves, for 3 tiles at Galactic longitude $\ell = -2^\circ$ and at different latitudes, namely $b = 0$ (*top*), -5.2° (*middle*), and -9° (*bottom*). The plots illustrate the large changes in the noise distribution of the light curves as an effect of increasing source crowding towards the Galactic plane. The deviations from the main locus at magnitudes < 12 mag are due to (temporal) saturation. Note that the color scale, mapped on the right, indicates the logarithm of the number of sources in each bin.

3. VVV-VSC: The VVV Variable Star Catalog

VVV is a public survey, and so one of our main objectives is to provide a variable star catalog (VSC) that will ultimately be useful to the whole astronomical community. Since we last described our work on stellar variability in the framework of the VVV Survey (Catelan et al. 2011.), we have made much progress at building a comprehensive, science-ready relational database of variable VVV point

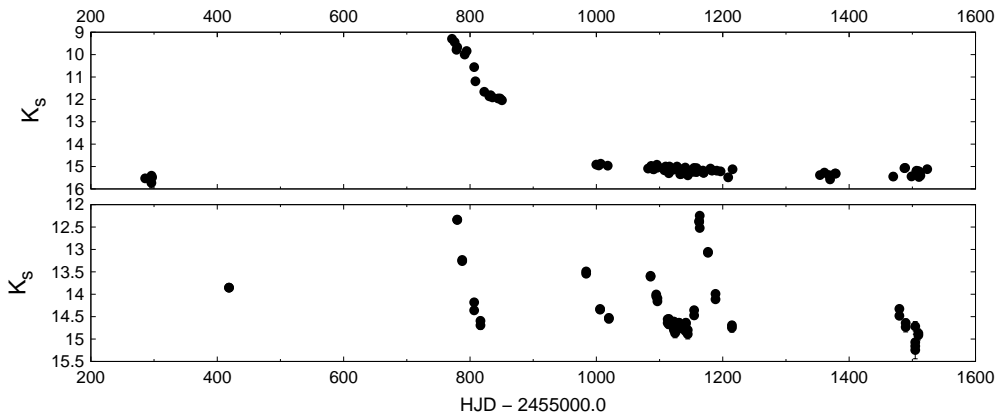


Figure 5. Examples of transient sources in the VVV data. The *upper panel* shows the K_s -band light curve of VVV-WIT-02 (Dekany et al. 2014), which is probably a recurrent nova. The *bottom panel* shows the VVV K_s -band light curve of the candidate young stellar object (YSO) called SSTGLMC G353.4039-00.0664 (Robitaille et al. 2008), which is located in tile b329 (in the bulge plane), previously known from GLIMPSE. The star has a large-amplitude recurring outburst with an approximate period of about 95 days.

sources. In its current incarnation, the VVV-VSC uses the high-quality aperture photometry provided by the Cambridge Astronomy Survey Unit (CASU; see Catelan et al. 2013, for more details and extensive references). The pipeline first extracts a master source list from the CASU tile catalogs, and then cross-matches those sources with the individual “pawprints” that are used to build each tile (six pawprints per tile; Minniti et al. 2010). Zero-point errors are then added, a threshold rejection procedure applied, aperture optimization carried out (by means of a minimization of the rms scatter), and descriptive statistics computed. Using a number of variability indices (e.g., Welch & Stetson 1993; Stetson 1996; Ferreira Lopes et al. 2014), a list of variable star candidates is then finally obtained. Typically, we have been encountering of order 50,000 candidates per VVV tile.

Current tests indicate that our procedure is highly successful at recovering variable stars in general, and particularly periodic sources with sufficiently high amplitudes in the near-IR. At present, the procedure does not perform well for variable sources such as the following: very fast transients coming from below detection; high-proper motion objects; extremely faint sources; very blue, faint sources; highly crowded sources; and very bright variables (i.e., $\langle K_s \rangle \lesssim 12$ mag), which are commonly saturated in the VVV images. Figure 4 illustrates the mean scatter of the recovered variable star candidates as a function of the mean K_s -band magnitude at three different Galactic latitudes, where the effects of saturation, crowding, and image depth are all apparent.

Naturally, not all variables detected in the VVV data are periodic, and many different examples of variable stars that are not strictly periodic are shown, for instance, in Catelan et al. (2013) and Saito et al. (2013). However, many of the detected variables, such as Cepheids, RR Lyrae, and eclipsing binary stars, *are*

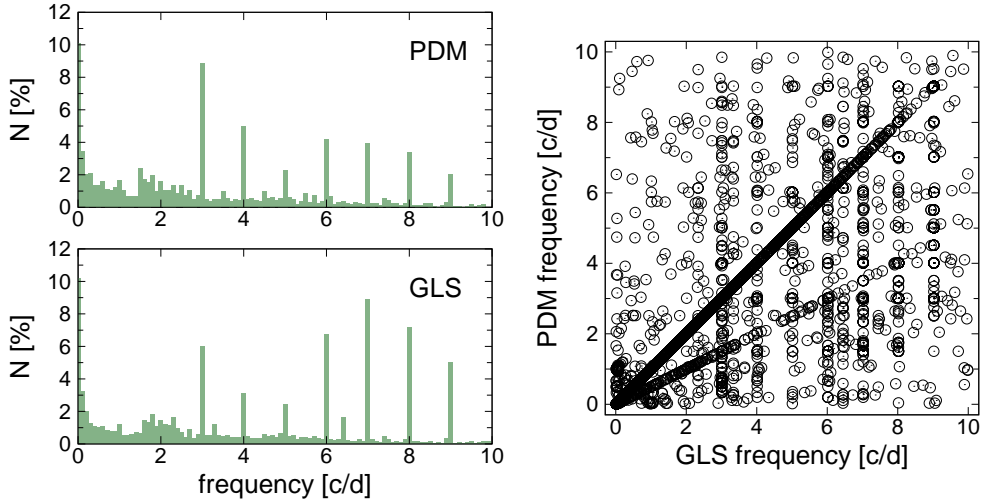


Figure 6. (*left panel*) This plot shows the histograms of the principal frequencies detected by the two methods employed by the VVV variability pipeline, namely PDM (*top*) and GLS (*bottom*), after all the contributions from signals in the $10/T_{\text{tot}}$ vicinity of integer c/d frequencies have been removed – where T_{tot} is the total time span covered by the data. The distributions are rather flat, but a small bump due to RR Lyrae stars can be spotted. The peaks at higher frequencies, close to integers and half-integers, are spurious signals, caused mostly by the rotating diffraction spikes around bright stars. The *right panel* shows the consistency between the frequencies detected by the two methods. Most are in agreement, as indicated by the high concentration of points around the 45-degree line overplotted on the data. There is, however, an additional sequence, with GLS periods that are half the PDM periods. This sequence is primarily due to eclipsing binary stars where the GLS algorithm recovers half the true orbital period, due to its diminished sensitivity to the presence of alternating peaks, compared to PDM.

periodic – and thus, once the variable stars are selected following the described procedure, we also carry out a frequency analysis, in order to find periodic and long-term signals, as may be present for each individual star. Figure 5 shows an example of non-periodic transient events detected in our data. To derive the periods, we currently use two different algorithms, namely the generalized Lomb-Scargle periodogram (GLS; Zechmeister & Kürster 2009) and phase-dispersion minimization (PDM; Stellingwerf 1978).

Figure 6 compares the principal frequencies detected by the GLS and PDM methods. Most of the derived periods are in excellent agreement, as indicated by the large concentration of points around the 45-degree line that is overplotted in this diagram. However, a secondary sequence is also present, representing favored GLS periods which are half as long as the corresponding PDM periods. Close inspection of the light curves of stars falling along this sequence reveals that it is mostly caused by eclipsing binary stars for which GLS incorrectly favors a period that is half as long as the true orbital period. This is caused by GLS’s reduced sensitivity to the presence of alternating peaks in the time series, com-

pared to PDM. Note also the presence of a large number of spurious detections at integer and half-integer periods. Most of these variable star candidates are actually *not* intrinsically variable, but represent instead stars in the vicinity of bright sources, whose spurious, periodic “variability signal” is actually produced by the rotating diffraction spike pattern that is seen around these very bright stars.

By the end of the survey, once the VVV-VSC catalog is completed, we will be in a position to provide a relational database containing variability information for up to several million point sources. Our variability tables will include detailed information on the degree of variability, including for instance mean, median, minimum and maximum magnitudes, standard deviations, rms scatter, skewness, kurtosis, etc.; frequency analysis tables, including information on the power spectra and the periods derived therefrom; and queryable light curves and plots, enabling the display and retrieval of data (both raw and processed) in all 5 bandpasses used in the survey (Sect. 1.).

4. Conclusions

The VVV ESO Public Survey provides a treasure trove of scientific data that can be exploited in numerous different scientific contexts. In terms of stellar variability, the project will provide up to several million calibrated K_s -band light curves for genuinely variable sources, including pulsating stars, eclipsing systems, rotating variables, cataclysmic stars, microlenses, planetary transits, and even transient events of unknown nature. In this paper, we have provided a brief overview of the current status of the survey, as far as detection, cataloging, and classification of variable point sources is concerned.

VVV is a public survey, and so the data will quickly be made available to the entire astronomical community as we move along, thus opening the door to many additional applications and synergies with other ongoing and future projects that target the same fields as those covered by VVV. In this sense, in this paper we have also described our current efforts at creating the VVV Variable Star Catalog (VVV-VSC) – a fully queryable relational database that will allow users to quickly and efficiently retrieve variability and frequency analysis tables for the sources detected, multi-band color information, and – last but not least – the light curves themselves.

Acknowledgements. The VVV Survey is supported by the European Southern Observatory, the Basal Center for Astrophysics and Associated Technologies (PFB-06), and the Chilean Ministry for the Economy, Development, and Tourism’s Programa Iniciativa Científica Milenio through grant P07-021-F, awarded to The Milky Way Millennium Nucleus. M.C. gratefully acknowledges the support provided by Fondecyt through grant #1141141.

References

- Angeloni, R., Contreras Ramos, R., Catelan, M., et al. 2014, A&A, in press
Bono, G., Castellani, V., & Marconi, M. 2000, ApJ, 532, L129

- Casali, M., Adamson, A., Alves de Oliveira, C., et al. 2007, *A&A*, 467, 777
- Catelan, M., Minniti, D., Lucas, P. W., et al. 2011, *Carnegie Obs. Conf. Ser.*, 5, 145
- Catelan, M., Minniti, D., Lucas, P. W., et al. 2013, in *40 Years of Variable Stars: A Celebration of Contributions by Horace A. Smith* (ed. K. Kinemuchi, H. A. Smith, N. De Lee, & C. Kuehn), p. 141
- Catelan, M., Pritzl, B. J., & Smith, H. A. 2004, *ApJS*, 154, 633
- Dékány, I., Minniti, D., Catelan, M., Zoccali, M., Saito, R. K., Hempel, M., & Gonzalez, O. A. 2013, *ApJ*, 776, L19
- Dekany, I., Minniti, D., & Saito, R. K. 2014, *ATel*, 5954, 1
- Ferreira Lopes, C. E., Dékány, I., Catelan, M., Cross, N. J. G., Angeloni, R., Leão, I. C., & De Medeiros, J. R. 2014, *A&A*, submitted
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1075
- Hempel, M., Minniti, D., Dékány, I., et al. 2014, *The Messenger*, 155, 24
- Jurcsik, J., & Kovács, G. 1996, *A&A*, 312, 111
- Kovács, G., & Walker, A. R. 2001, *A&A*, 371, 579
- Layden, A. C. 1995, *AJ*, 110, 2312
- Minniti, D., Lucas, P. W., Emerson, J. P., et al. 2010, *NewA*, 15, 433
- Morgan, S. M., Wahl, J. N., & Wieckhorst, R. M. 2007, *MNRAS*, 374, 1421
- Nemec, J. M., Cohen, J. G., Ripepi, V., Derekas, A., Moskalik, P., Sesar, B., Chadid, M., & Bruntt, H. 2013, *ApJ*, 773, 181
- Robitaille, T. P., Meade, M. R., Babler, B. L., et al. 2008, *AJ*, 136, 2413
- Saito, R. K., Hempel, M., Minniti, D., et al. 2012, *A&A*, 537, A107
- Saito, R. K., Minniti, D., Angeloni, R., et al. 2013, *A&A*, 554, A123
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Simon, N. R., & Lee, A. S. 1981, *ApJ*, 248, 291
- Simon, N. R., & Teays, T. J. 1982, *ApJ*, 261, 586
- Soszyński, I., Dziembowski, W. A., Udalski, A., et al. 2011, *AcA*, 61, 1
- Stellingwerf, R. F. 1978, *ApJ*, 224, 953
- Stetson, P. B. 1996, *PASP*, 108, 851
- Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., & Mateo, M. 1992, *AcA*, 42, 253
- Welch, D. L., & Stetson, P. B. 1993, *AJ*, 105, 1813
- Zechmeister, M., & Kürster, M. 2009, *A&A*, 496, 577

PRESENTACION MURAL

Spectral Energy Distribution in the symbiotic system BI Cru

P.E. Marchiano¹, L.S. Cidale^{1,2}, E. Brandi^{1,2,3} & M.F. Muratore^{1,2}

(1) Departamento de Espectroscopía Estelar, 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 Prov. de Bs. As. (CIC), Argentina

Abstract. BI Crucis is a symbiotic star classed as a D-type (dusty). It comprises a Mira variable, a hot compact object and a large bipolar nebula. We model the continuum spectral energy distribution of this star in a wide range of wavelengths. We derive its fundamental parameters using a theoretical model developed by Zorec (Proceedings of the Paris workshop, ASSL, 233, 27) and estimate its distance.

Resumen. BI Crucis es una estrella simbiótica clasificada como tipo D (dust) que consiste de una variable Mira, un objeto compacto caliente y una gran nebulosa bipolar. Modelamos su distribución de energía continua para un amplio rango de longitudes de onda. Derivamos sus parámetros fundamentales usando un modelo teórico desarrollado por Zorec (Proceedings of the Paris workshop, ASSL, 233, 27) y estimamos su distancia.

1. Introduction

Symbiotic stars are interacting binaries containing a red giant (or variable Mira), a hot compact star and a nebula surrounding the system. The hot component ionizes partially the nebula producing permitted and forbidden emission lines with a wide range of ionization stages. Many of these objects have large IR excess due to the flux emission of a circumstellar dust and, like in stars with B[e] phenomenon, the extended shells of gas and dust difficult the determination of the physical parameters of the underlying object.

In this work we aim to fit the continuum energy distribution (SED), from the UV to the far IR of the symbiotic star BI Cru. Hence, we make use of a simple model of a gaseous and dusty envelope developed for B[e] stars to analyze its SED. Thus, we compare the theoretical results with the observations to obtain its fundamental parameters and distance.

2. Theoretical Model

In order to model the SED of BI Cru, we follow the works of Zorec (1998) and Muratore et al. (2010) who consider a B star surrounded by circumstellar material distributed in two different regions: a gaseous shell located close to the star at a few stellar radii, and a dust shell farther away at more than a hundred stellar radii.

The photosphere of the underlying B star is modeled with a Kurucz (1979)'s flux atmospheric model.

The radiation coming from this photosphere interacts with the gaseous circumstellar envelope. The emergent flux of a system formed by a star plus a spherical envelope can be reduced to the flux contribution originated in an equivalent shell of radius R_G [see details in (Cidale & Ringuelet 1989; Moujtahid et al. 1999)]. Then, a plane-parallel solution to the transfer equation is adopted and the observed flux at the distance D is expressed as

$$f_{\lambda}^{*+G} = \frac{R_*^2}{D^2} F_{\lambda}^* \alpha_{\lambda} \left(\frac{R_*}{R_G}, \tau_{\lambda}^G \right) + \frac{R_G^2}{D^2} S_{\lambda}(T_G) \beta_{\lambda} \left(\frac{R_*}{R_G}, \tau_{\lambda}^G \right),$$

where τ_{λ}^G is the optical depth of the gaseous shell, R_* the stellar radius, R_G the gaseous shell effective radius, F_{λ}^* the photospheric stellar flux, $S_{\lambda}(T_G)$ the source function, and T_G the electron temperature of the gas.

The circumstellar dust region is treated with the same scheme as proposed for the gaseous region. We characterize the absorption properties of the dust by a total optical depth τ_{λ}^D and the dust temperature T_D . Finally, the observed flux at a distance D that takes into account the global contributions from the star, the gaseous shell, the dust shell, and the interstellar medium is given by

$$f_{\lambda}^{*+G+D+ISM} = f_{\lambda}^{*+G} e^{-\tau_{\lambda}^D} + \frac{R_D^2}{D^2} S_{\lambda}(T_D) [1 - 2E_3(2\tau_{\lambda}^D)] e^{-\tau_{\lambda}^{ISM}}.$$

In our simple model, both τ_{λ}^D and τ_{λ}^{ISM} (the dust and the interstellar optical depths, respectively) are related to the extinction $A(\lambda)$ through the expression: $\tau = 0.4 \cdot 10^A(\lambda)$. For $A(\lambda)$ we use the extinction law given by Cardelli et al. (1989).

3. The spectral distribution

BI Cru is a dusty (D-type) symbiotic system (Kenyon et al. 1986) which hosts an early Mira whose pulsation period is 280 d (Whitelock et al. 1983), and a white dwarf component of $T_* \sim 26\,500\text{K}$ (Rossi et al. 1988). With respect to other dusty symbiotic systems, BI Cru shows a less strong IR excess which can be attributed to thermal emission of relatively cool dust (Angeloni et al. 2007). The observed BI Cru SED was joined with data from IUE, CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito), ISO and MSX (see Table 1).

The first step for reproducing the continuum energy distribution of BI Cru was to adopt two flux models (Kurucz 1979):

Observatory	Spectral range	Date
IUE (SWP)	1150-1950 Å	1994 April 17
IUE (LWR)	1950-3100 Å	1994 April 17
CASLEO	3000-4000	2010 July
CASLEO	5600-8700	2011 December
ISO	2.4-45.4 μm	1996 August
MSX	ACDE	1996-97

Table 1. Observational SED for BI Cru from the ultraviolet to the infrared.

(a) A flux corresponding to a 27 000 K white dwarf surrounded by a gaseous circumstellar envelope and outermost dust layers, (b) A flux corresponding to a 3 500 K Mira component, surrounded by only two dust layers.

The best fitting achieved for the individual components of our symbiotic system was obtained with the parameters listed in Table 2. These two fits are shown in Figure 1 *Left*.

WD: $T_{\text{eff}} = 27\,000\text{K}$, $\log g = 5$	R[$R_{\star\text{WD}}$]	T[K]	$\mathbf{E}_{\mathbf{B}-\mathbf{V}}$
gaseous envelope	3	8 000	
dust envelope	10 000	950	0.9
	90 000	300	0.9
Mira: $T_{\text{eff}} = 3\,500\text{K}$, $\log g = 0.5$	R[$R_{\star\text{M}}$]	T[K]	$\mathbf{E}_{\mathbf{B}-\mathbf{V}}$
dust envelope	2	1 000	0.4
	10	300	0.3
WD+Mira	R[$R_{\star\text{WD+M}}$]	T[K]	$\mathbf{E}_{\mathbf{B}-\mathbf{V}}$
dust envelope	1 000	1 300	0.3
	10 000	300	0.3
	20 000	200	0.9
interstellar medium			1.0

Table 2. Parameters obtained using a Kurucz's model with Zorec's model.

To fit the whole IR spectrum we consider the sum of the flux contributions of both Mira and white dwarf stars and we assume that the system presents three dust circumbinary layers (see Table 2 and Figure 1 *Right*). The correction ISM extinction was also taking into account, as it was explained in section 2.

4. Conclusions

We present a simple model that enables us to determine accurate fundamental parameters of stars veiled by a large circumstellar extinction. In this case, we modeled the SED of the symbiotic star BI Cru as the sum of two Kurucz's fluxes: $T_{\text{eff}} = 27\,000\text{K}$ and $\log g = 5$ plus $T_{\text{eff}} = 3\,500\text{K}$ and $\log g = 0.5$ surrounded by a envelope consisting of three outermost layers composed of dust with $E(B - V) = 1.5$. For the interstellar medium we added an $E(B - V) = 1$.

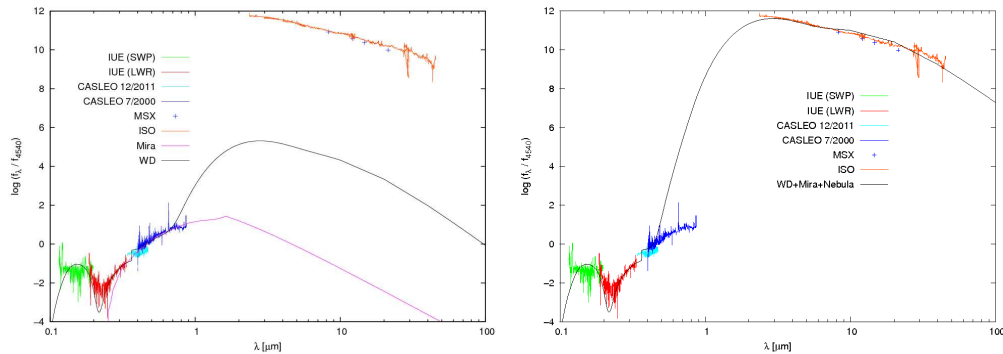


Figure 1. *Left:* Comparison of the observed SED with the computed theoretical model for *WD + Mira*. *Right:* Comparison of the observed SED with the theoretical model for *WD + Mira + Nebula + ISM*.

The total extinction obtained agrees very well with the $E(B - V) = 2.39$ estimated by Gromadzki et al. (2009). Considering the parameters published in Harries (1996) for the WD component of BI Cru, and Rossi et al. (1988) for the cold component, the fitting that we obtained for the dust shells is very similar to those giving by Contini & Angeloni (2009).

Finally considering the regions where the theoretical values fit the observational data very well, we calculated various distances using the set of parameters obtained for different wavelengths. Thus, the average distance is ~ 4700 pc, in agreement with Whitelock et al. (1983).

References

- Angeloni R., et al., 2007, *AJ*, 134, 205
 Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
 Cidale L. S., Ringuelet A. E., 1989, *PASP*, 101, 417
 Contini M., Angeloni R. Rafanelli P., 2009, *MNRAS*, 396, 807
 Gromadzki M., Mikolajewska J. Whitlok P., Marang F., 2009, *A&A*, 59, 169
 Harries T. J., 1996, *A&A*, 315, 499
 Kenyon S. J., Fernandez-Castro T., Stencel R. E., 1986, *AJ*, 92, 1118
 Kurucz R. L., 1979, *ApJS*, 40, 1
 Moujtahid A., Zorec J., M. H. A., 1999, *A&A*, 349, 151
 Muratore M. F., et al., 2010, *Proceedings IAU Symposium No. 272*, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet & G. Peters
 Rossi C., et al., 1988, *A&A*, 206, 279
 Whitelock P., et al., 1983, *MNRAS*, 205, 1207
 Zorec J., 1998, *B[e] stars : Proceedings of the Paris workshop, ASSL*, ed. A. M. Hubert & Carlos Jaschek (Kluwer Academic Publishers), 233, 27

PRESENTACION MURAL

Incertezas en la estratificación química del núcleo de las enanas blancas

F.C. De Gerónimo^{1,2}, L.G. Althaus^{1,2} y A.H. Córsico^{1,2}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, (1900) La Plata, Argentina
(2) Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Abstract. This work is focused on the estimation of the uncertainties in the C/O chemical profiles expected in the cores of white dwarf stars, resulting from the incomplete knowledge of the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ nuclear reaction rate, and the exact amount of extra-mixing occurring during the core He burning stage. Evolutionary sequences of 2.5, 4 and 6 M_{\odot} stars were analyzed, with solar metallicity ($X_H = 0.725$, $Z = 0.01$). An updated $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ (Kunz et al. 2002, ApJ, 567, 643) rate was considered to derive the uncertainties. The sequences obtained with this rate were compared with those obtained using an older rate (Angulo et al. 1999, Nuclear Physics A, 656, 3). Also, the impact of extra mixing process like overshooting and breathing pulses was analyzed.

Resumen. El presente trabajo está orientado a determinar la incerteza en los perfiles químicos de C/O esperado en las estrellas enanas blancas como consecuencia de las actuales incertezas en la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ y en los procesos extra mezcla durante la quema central de helio. Se analizaron las secuencias evolutivas para estrellas de 2.5, 4 y 6 M_{\odot} , con metalicidad tipo solar ($X_H = 0.725$, $Z = 0.01$). Para analizar las incertezas se consideró una nueva tasa más actualizada para la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ (Kunz et al. 2002, ApJ, 567, 643). Las secuencias obtenidas con esta tasa fueron comparadas con las obtenidas utilizando una tasa más antigua (Angulo et al. 1999, Nuclear Physics A, 656, 3). Además, se analizó el impacto de procesos extra mezcla como el *overshooting* (OV) y los llamados *Breathing Pulses* (BP) en los perfiles químicos.

1. Factores de incertezas

La reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ es una de las más importantes de la astrofísica y, aún así, su tasa de reacción es una de las más inciertas. En la Figura 1. se aprecia la comparación de las tasas de reacción dadas por Kunz et al. (2002) y Angulo et al. (1999) (NACRE) entre las temperaturas de interés.

El otro fenómeno estudiado, está relacionado con la teoría de mezcla. Los BP ocurren cuando la abundancia de helio llega a aproximadamente 0.10. En ese momento, la captura de partículas α por núcleos de ^{12}C supera la producción de ^{12}C por la reacción 3α , por lo que la región semiconvectiva se incrementa y

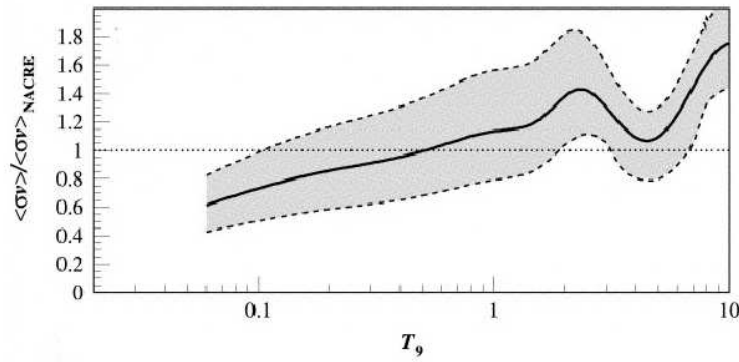


Figura 1. Cociente entre las tasas de Kunz y Angulo.

helio fresco es transferido al interior del núcleo, lo que aumenta la producción de energía y la zona de convección se ve ampliada.

El cociente entre la cantidad de estrellas en la fase AGB y en la fase HB, $R_2 \sim 0.12 - 0.15$, sugeriría que la ocurrencia de este fenómeno es poco probable. La aparición de los BP en modelos estelares teóricos podría estar relacionado con la aproximación de mezcla instantánea cuando se establece la convección (Salaris & Cassisi 2005).

2. Resultados

Se resumen los resultados de 21 simulaciones realizadas con el código LPCODE, desde la secuencia principal, hasta llegar al final del segundo pulso térmico. Destacamos que:

- Para todos los modelos calculados se tomó un valor de longitud de mezcla de 1.66 y un parámetro de OV $f = 0.015$,
- para la supresión de los BP se optó por reducir el parámetro de OV en un factor 2 y en ocasiones se llegó hasta un factor 4.

De los diagramas HR se puede apreciar lo siguiente:

- El hecho de considerar dos tasas distintas para la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ no modifica significativamente su camino en el diagrama.
- El efecto de considerar el BP puede verse como un bucle en la región final de quema de He.

La composición química al final de la fase de quema de He depende de la competencia entre las reacciones 3α y $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Tanto la composición como la estratificación química del núcleo de la estrella dependen también del esquema de mezcla utilizado (Imbriani et al. 2001). Los resultados de los tiempos de vida de la quema de He (en millones de años) se muestran en la Tabla 1 .

En cuanto a la abundancia de ^{16}O , se percibe una disminución al aumentar la masa de la progenitora, relacionado con las mayores temperaturas centrales alcanzadas por estrella más masivas.

M	sin <i>breathing pulses</i>			con <i>breathing pulses</i>			sin OV
	t_{A99}	t_{K02}	$\frac{t_{A99}-t_{K02}}{t_{A99}}$	t_{A99}	t_{K02}	$\frac{t_{A99}-t_{K02}}{t_{A99}}$	t_{K02}
$2.5M_{\odot}$	175.1	173.3	0.0102	191.0	188.0	0.0157	125.0
$4M_{\odot}$	27.9	27.5	0.0143	30.5	30.1	0.0131	18.3
$6M_{\odot}$	8.1	8.0	0.0123	8.5	8.3	0.0235	6.24

Tabla 1.

Cabe resaltar que los resultados encontrados están en buen acuerdo con aquellos encontrados por Imbriani et al. (2001). Las abundancias de ^{16}O obtenidos al final de la quema central de He se muestran en la Tabla 2.

M	sin <i>breathing pulses</i>		con <i>breathing pulses</i>		sin OV
	$^{16}\text{O}_{A99}$	$^{16}\text{O}_{K02}$	$^{16}\text{O}_{A99}$	$^{16}\text{O}_{K02}$	$^{16}\text{O}_{K02}$
$2.5M_{\odot}$	0.6740	0.6825	0.8024	0.7353	0.6172
$4M_{\odot}$	0.5822	0.5646	0.6949	0.6406	0.5127
$6M_{\odot}$	0.5671	0.5555	0.6399	0.5833	0.5083

Tabla 2.

Finalmente, podemos resumir las diferencias en el perfil del oxígeno, debido a los efectos considerados en la Figura 2.

3. Conclusiones

Determinamos que durante la quema central de helio las diferencias de las edades obtenidas al tomar la tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ provista por Kunz son del orden de 1% a 2% menores que las calculadas con la tasa de Angulo (sin considerar BP). Mientras que si consideramos el efecto de los BP, respecto de las cantidades sin este fenómeno, se encuentran aumentos entre 4% y 9% para la tasa de Angulo, y entre 3% y 9% para la de Kunz. Respecto a las diferencias en las abundancias centrales obtuvimos que en general la adopción de la tasa de Kunz nos dá menores abundancias de oxígeno, debido en parte a que esta es menor que la hallada por Angulo para las temperaturas de la quema de helio.

La disminución ronda en un 3% y 2% para 4 y $6M_{\odot}$ respectivamente, y un aumento de 1% para $2.5M_{\odot}$ para el caso en que no se considera BP. Si tenemos en cuenta este fenómeno las disminuciones rondan 8%, 7% y 8% para 2.5, 4 y $6M_{\odot}$.

Para cuantificar primeramente el impacto de las incertezas, nos remitimos a Salaris et al. (2010) cuyas secuencias llegan hasta el primer pulso térmico. Allí se muestra que la mayor influencia en la estratificación proviene de las incertezas en la tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ y del fenómeno de BP. Encontraron que para un aumento de $\sim 21\%$ en la abundancia de ^{16}O y una disminución de $\sim 16\%$, durante la fase de precristalización, los tiempos de enfriamiento no difieren en más de $\pm 2\%$. Cuando la cristalización del núcleo de C/O está casi completa,

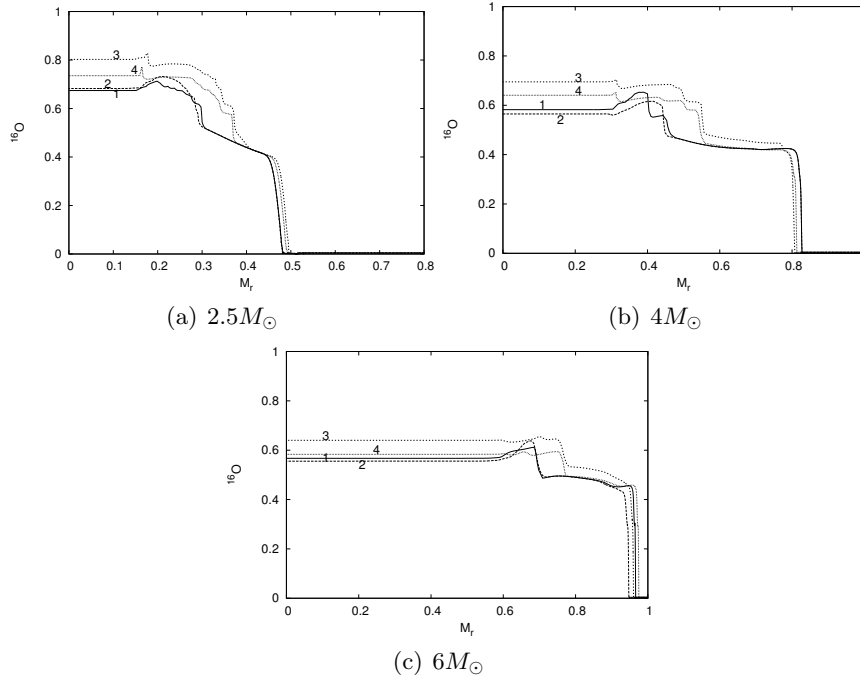


Figura 2. Las etiquetas 1 y 2 corresponden a las tasas de Angulo y Kunz respectivamente sin BP, y 3 y 4 a los mismos pero considerando BP.

para las variaciones de abundancia mencionadas anteriormente se encuentra que los tiempos de enfriamiento difieren en 2% – 3%.

Este es un análisis preliminar, para en un futuro realizar los siguientes trabajos:

- Programar un módulo para incluir eventualmente en el LPCODE que permita, una vez generados los perfiles químicos, implantarlos en los modelos de enanas blancas existentes.
- Hacer ajustes astrosismológicos a estrellas ZZ Ceti para analizar cómo se ven afectadas las masas de estas estrellas debido a las incertezas estudiadas.
- Investigar si al cambiar el perfil químico (dentro de las incertezas esperadas) el modo dominante de pulsación de la estrella G117 B15A es atrapado o no.

Referencias

- Angulo C., et al., 1999, Nuclear Physics A, 656, 3
 Imbriani G., et al., 2001, ApJ, 558, 903
 Kunz R., et al., 2002, ApJ, 567, 643
 Salaris M., Cassisi S., 2005, Evolution of Stars and Stellar Populations
 Salaris M., et al., 2010, ApJ, 716, 1241

PRESENTACION MURAL

Unraveling the nature of B[e] star candidates¹

M.L. Arias¹, A. Torres¹, L.S. Cidale¹ & M. Kraus²

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP and Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

(2) *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Ondřejov, Czech Republic*

Abstract. B[e] stars are amongst the least understood group of massive stars because their spectra often reflect the physical conditions of their circumstellar environment which veil the real nature of the central object. These stars exhibit emission lines of forbidden and permitted transitions and the presence of a dusty disk causing the observable strong infrared excess emission. In this work we describe IR spectroscopic observations of 3 B[e] candidates aiming to discuss on their classification.

Resumen. Las estrellas B[e] son un grupo de estrellas masivas difíciles de comprender, dado que sus espectros reflejan las condiciones físicas del material circunestelar que enmascaran la verdadera naturaleza del objeto subyacente. Estas estrellas exhiben líneas permitidas y prohibidas en emisión y poseen un disco de polvo que produce el fuerte exceso infrarrojo observado. En este trabajo describimos observaciones espectroscópicas infrarrojas de 3 candidatos a objetos B[e] con el objetivo de discutir acerca de su clasificación.

1. Introduction

The B[e] phenomenon is defined by the appearance of strong Balmer emission lines, low excitation permitted emission lines and forbidden emission lines in the optical spectrum, as well as a strong infrared excess due to the presence of a dusty disk. In most cases, the circumstellar gas and dust surrounding these objects mask the photospheric features, making it extremely difficult to assign spectral type and evolutionary stage to the underlying star.

Among B[e] stars we can find pre-main sequence objects (HAeB[e]), evolved stars such as B[e] supergiants (sgB[e]) or compact planetary nebulae (cPNB[e]) and symbiotic stars (SymB[e]) (Lamers et al. 1998). Many B[e] stars still have

¹Based 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).

an unclear classification (unclB[e]), since they satisfy the classification criteria for more than one of the above classes.

In the last few years, many stars were suggested as B[e] candidates. Their few observations, however, hamper proper identification. As these objects are typically very faint, the infrared region provides spectral features that might help to identify these candidates as B[e] stars, and eventually to classify them. For example, stars with shocks such as cPNs and Herbig stars typically display H₂ in emission and sometimes ¹²CO in emission. Also, many B[e] supergiants share common properties with the pre-main sequence Herbig Ae/Be stars. Both show infrared excess and the presence of ¹²CO and H₂ emission. The luminous B[e] stars also display emission in the higher members of Pfund series while the less luminous ones have only emission from the lower transitions. To distinguish between pre and post main sequence stages, Kraus (2009) proposed a useful criterion based on the detection of the ¹³CO molecule in emission, which is a clear indicator of the evolved nature of the star.

In the present work, we propose to study the K- and L-band spectra of a group of new B[e] star candidates. We aim to confirm their B[e] nature by looking for the presence of the characteristic emission in the H lines, CO bands and H₂ molecular lines. In addition, where possible, we will use the infrared features to classify these stars.

2. Observations

Medium resolution IR spectroscopic observations of some B[e] star candidates were performed in december 2012, with GNIRS spectrograph mounted on GEMINI North (Program ID GN-2012BQ-101) using longslit mode. K-band spectra (2.02-2.38 μ) were taken with the short camera (0.15"/pix), a 110 l/mm grating and a 0.3 arcsec slit and L-band spectra (3.56-4.08 μ) were obtained with the long camera (0.05"/pix), a 31.7 l/mm grating and a 0.1 arcsec slit.

3. Results

IRAS 07080+0605 ($\alpha = 07^h 10^m 44^s$, $\delta = +06^\circ 00' 07''$; 2000, $m_V = 13.60$)

Kohoutek & Wehmeyer (1999) detected the optical counterpart in their survey of H α emitting stars.

Miroshnichenko et al. (2007) reported an optical spectrum with broad H absorptions and double-peaked emissions in H α , H β and O I lines and classified the underlying star as an A spectral type. They also suggested that this star may be a binary in a rapid mass transfer, according to the strong infrared excess and the H emission observed.

Our K-band spectrum shows an inverse PCygni line profile in Br γ with a weak emission. We also observe an unusual CO molecular absorption band (Fig.1 *left*) probably related with a 100 K molecular cloud. The L-band spectrum (not shown) only shows a barely detectable Br α emission.

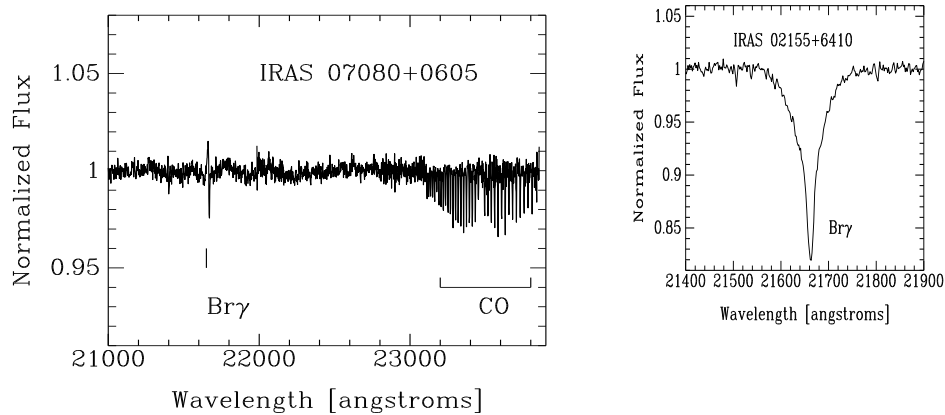


Figure 1. K-band spectrum of IRAS 07080+0605 (*left*) and Br γ line of IRAS 02155+6410 (*right*)

IRAS 02155+6410 ($\alpha = 02^h 19^m 22.8^s$, $\delta = +64^\circ 24' 41.23''$; 2000, $m_V = 11.11$)

This star was reported to have a SED similar to those of the objects with the B[e] phenomenon in the IRAS wavelength range. This star was examined for the presence of the SiO maser emission (Jiang et al. 1999) and that of the ^{12}CO emission (Kerton & Brunt 2003), but none was detected. Its optical counterpart was classified as a mildly reddened A3-type dwarf with no line emission, except for a slight asymmetry of the H α profile (Miroshnichenko et al. 2007).

Our K-band spectrum shows a strong Br γ line in absorption (Fig.1 *right*) and the absence of CO molecular bands. The star also exhibits a featureless L-band spectrum, with no presence of hydrogen lines. This is not a B[e] star. Our observations would be consistent with an A spectral type star.

MWC728 ($\alpha = 03^h 45^m 14^s$, $\delta = +29^\circ 45' 03''$; 2000, $m_V = 9.8$)

This star was first detected in the Mount Wilson survey for galactic early-type emission line sources (Merrill & Burwell 1949). The optical spectrum reported by Miroshnichenko et al. (2007) shows double-peaked Balmer and [O I] lines in emission. These authors suggested a B6/B7 spectral type based on the He I 4471/Mg II 4481 line equivalent width ratio and detected the weak Li I 6708 and Ca I 6717 lines that are indicative of a late-type companion.

Our K-band spectrum shows the Br γ line in emission, and the CO band heads of the 2-0, 3-0 and 4-2 molecular transitions in weak absorption (Fig.2 *top*). We also identified Ca I and Na I lines and possible H $_2$ lines. In the L-band we observe Pf γ and Br α lines in emission (Fig.2 *bottom*). As there is no Pfund line emission from the higher Pfund series and the other H lines are in weak emission we can discard a supergiant nature of the B-type star. Thus, our observed IR spectra are consistent with a binary scenario consisting of a B-type star and a non-supergiant G-type companion. The absence of CO band and H $_2$ molecular emission means that this star is probably neither a pre nor a

post main sequence object. Instead, it might be a main sequence star similar to HD50138 (Borges Fernandes et al. 2009).

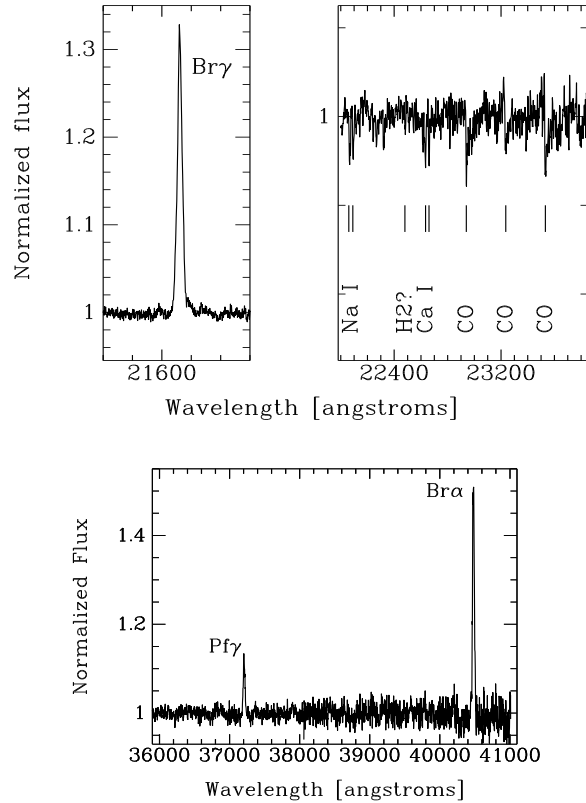


Figure 2. K-band (*top*) and L-band (*bottom*) spectra of MWC728

4. Conclusions

We have studied the near IR spectra of three B[e] star candidates. We found that two of the stars are definitely no B[e] stars. Both have an A spectral type and their infrared excesses are of an unclear origin. The third star, MWC728, is probably a B-type emission line star, non-supergiant, with a G-type companion.

References

- Borges Fernandes M., et al., 2009, A&A, 508, 309
- Jiang B. W., Deguchi S., Ramesh B., 1999, PASJ, 51, 95
- Kerton C. R., Brunt C. M., 2003, A&A, 399, 1083
- Kohoutek L., Wehmeyer R., 1999, A&AS, 134, 255
- Kraus M., 2009, A&A, 494, 253
- Lamers H. J. G. L. M., et al., 1998, A&A, 340, 117
- Merrill P. W., Burwell C. G., 1949, ApJ, 110, 387
- Miroshnichenko A. S., et al., 2007, ApJ, 671, 828

PRESENTACION ORAL

Pulsaciones de estrellas de baja masa en la Secuencia Principal

J.P. Sánchez Arias¹, A.H. Córscico¹ & L.G. Althaus¹

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina

Abstract. In this work we have carried out a theoretical study of the pulsation properties of low mass stars in the Main Sequence (MS), the so called δ Scuti and γ Doradus variable stars. We considered adiabatic, non-radial pulsations. Specifically, we have assessed the pulsational spectra of pressure (p) and gravity (g) modes of evolutionary model sequences with masses between $1.3M_{\odot}$ and $1.8M_{\odot}$ from the ZAMS (Zero Age Main Sequence) to the TAMS (Terminal Age Main Sequence). In particular, we explored the dependence of the properties of p and g modes with the evolution through the MS, the stellar mass and the occurrence and amount of extra mixing episodes (like core overshooting).

Resumen. En este trabajo hemos llevado a cabo un estudio teórico de las propiedades pulsacionales de estrellas de baja masa en la Secuencia Principal (SP), esto es, las estrellas variables conocidas como δ Scuti y γ Doradus. Para realizar nuestro estudio consideramos pulsaciones adiabáticas no radiales. Específicamente, calculamos el espectro pulsacional de los modos de presión (modos p) y los modos de gravedad (modos g) de secuencias evolutivas de modelos estelares con masas entre $1.3M_{\odot}$ y $1.8M_{\odot}$ desde la ZAMS hasta la TAMS. En particular, exploramos la dependencia de los modos p y g con la evolución en la Secuencia Principal, la masa estelar y la ocurrencia de episodios de mezcla extra como el “overshooting”.

1. Introducción

Las estrellas variables pulsantes que estudiamos son objetos aislados, que en algún momento de su evolución alcanzan las condiciones físicas necesarias para experimentar cambios periódicos en su volumen o forma, que pueden ser percibidos mediante su curva de luz. En nuestro estudio consideramos pulsaciones adiabáticas no radiales. Existen dos tipos de modos de oscilación no radiales: los modos de presión o modos p y los modos de gravedad o modos g . La fuerza restitutiva de los modos p son los gradientes de presión. Sus movimientos son mayoritariamente en dirección radial, presentan altas frecuencias de oscilación y su propagación para estrellas no degeneradas se localiza en las regiones superficiales de la estrella. Para caracterizarlos estudiamos el comportamiento de las frecuencias y del espaciado de frecuencias. La fuerza restitutiva de los modos g es la flotación. Estos modos consisten en movimientos en dirección tangencial

mayoritariamente, exhiben bajas frecuencias de oscilación y su propagación se localiza en zonas cercanas al núcleo estelar. Para su estudio, analizamos el comportamiento de los períodos y el espaciamiento de períodos.

2. Caracterización de las estrellas δ Scuti y γ Doradus

Las estrellas δ Scuti y γ Doradus se ubican en la Secuencia Principal, abarcando también regiones de pre y post Secuencia. Exhiben masas entre $1.2 M_{\odot}$ y $2.5 M_{\odot}$ y son variables de tipo espectral A y F. Presentan un núcleo convectivo rodeado de una envoltura radiativa y eventualmente una fina capa convectiva superficial. Las estrellas δ Scuti tienen períodos de oscilación entre 15 minutos y 5 horas, alcanzan temperaturas efectivas de hasta 8600 K y presentan modos p de bajo orden radial. Por otra parte, las γ Doradus exhiben períodos entre 8 horas y 3 días, tienen temperaturas efectivas entre 6900 K y 7500 K y oscilan con modos g de alto orden radial.

3. Comportamiento pulsacional

Exploramos la dependencia de ciertas propiedades pulsacionales de estas estrellas con diferentes factores. Este estudio se llevó a cabo empleando el código evolutivo LPCODE desarrollado principalmente por el Dr. Leandro G. Althaus y el código pulsacional LP-PUL desarrollado por el Dr. Alejandro H. Córscico, ambos del Observatorio Astronómico de La Plata. Específicamente, analizamos la dependencia de los modos p y g con la evolución en la Secuencia Principal, su comportamiento frente a variaciones en la masa estelar y finalmente el impacto que tiene el fenómeno de overshooting sobre los modos pulsacionales. El overshooting es un fenómeno de mezcla extra que se produce más allá del borde convectivo formal predicho por el criterio (clásico) de Schwarzschild para convección. El efecto neto del overshooting en estas estrellas es extender el tamaño del núcleo convectivo. Para estudiar la dependencia de los modos p y g con la evolución, seleccionamos 6 modelos en distintas etapas de la secuencia evolutiva de una estrella con $1.5 M_{\odot}$, dentro del rango de masas de las δ Scuti y γ Doradus. Para el estudio de los modos p , que caracterizan a las estrellas δ Scuti, analizamos los espaciamientos de frecuencias y el espaciamiento asintótico de frecuencias, mostrados en la Fig. 1. En cada panel de esta figura están representados los distintos modelos evolutivos con las abundancias de hidrógeno indicadas. Podemos observar que a medida que se consideran modelos cada vez más evolucionados (con abundancias de hidrógeno central decrecientes) el espaciamiento de frecuencias decrece considerablemente hasta un punto a partir del cual ya no disminuye; sin embargo la forma de la curva no muestra grandes cambios. Para los modos g (figura izquierda) que caracterizan a las estrellas γ Doradus, notamos una mayor cantidad de mínimos en el espaciamiento de períodos cuando consideramos modelos cada vez más evolucionados (debido al fenómeno de “avoided crossing”, ver Unno et al. 1989), y una disminución global del espaciamiento de períodos.

Además analizamos el comportamiento de los modos p y g frente a variaciones en la masa estelar. Para esto, seleccionamos tres masas: $1.3 M_{\odot}$, $1.5 M_{\odot}$ y $1.8 M_{\odot}$ representadas en los paneles superior, medio e inferior respectivamente de la Figura 2. Los modelos elegidos poseen la misma abundancia central de

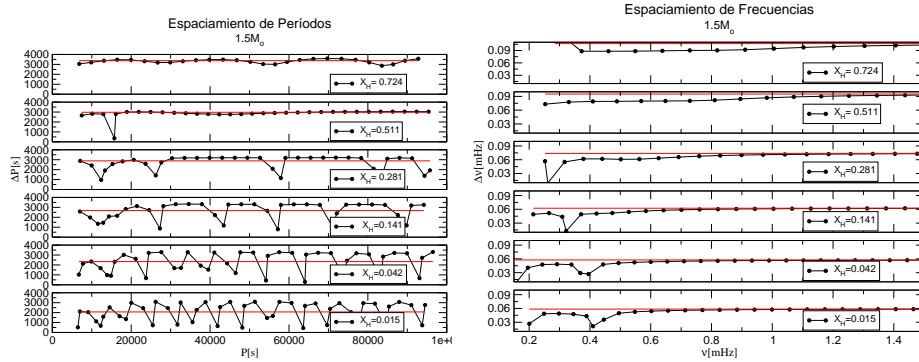


Figura 1. *Izquierda*: Espaciamento de períodos vs. período de los 6 modelos seleccionados de la secuencia evolutiva de $1.5 M_{\odot}$. La abundancia central de hidrógeno está indicada en cada panel. Las líneas horizontales representan el espaciamento asíntotico de períodos. *Derecha*: Idem para el espaciamento de frecuencias vs. frecuencias.

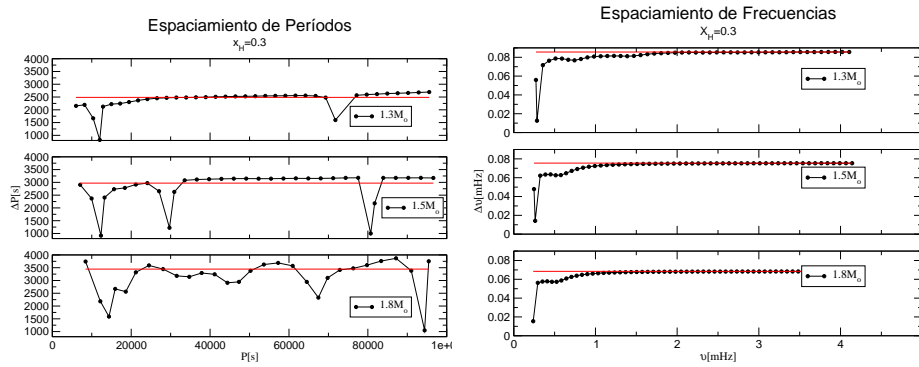


Figura 2. *Izquierda*: Espaciamento de períodos vs. períodos para $1.3 M_{\odot}$ en el panel superior, $1.5 M_{\odot}$ en el panel medio y $1.8 M_{\odot}$ en el panel inferior. Los modelos seleccionados tienen una abundancia central $X_H = 0.3$. *Derecha*: Idem para el espaciamento de frecuencias vs. frecuencias.

hidrógeno X_H . Podemos observar que la forma general de la curva de espaciamento de frecuencias de modos p se conserva frente a variaciones en la masa estelar, sin embargo el espaciamento asíntotico de frecuencias disminuye cuando se consideran modelos más masivos. En la figura izquierda observamos que para los modos g , la curva del espaciamento de períodos presenta mínimos cada vez más pronunciados y el espaciamento asíntotico de períodos disminuye para modelos más masivos.

Finalmente estudiamos la influencia del fenómeno de overshooting en las propiedades pulsacionales. Para esto, fijamos la masa en $1.5 M_{\odot}$ y calculamos secuencias evolutivas para distintos parámetros de overshooting α y luego graficamos el comportamiento de los modos p y g para modelos con igual X_H en la Fig. 3. En el panel superior está representado el modelo sin overshooting, en el segundo un modelo con $\alpha = 0.0075$, en el tercero consideramos $\alpha = 0.015$ y en el cuarto $\alpha = 0.03$. El parámetro α controla la eficiencia del overshooting.

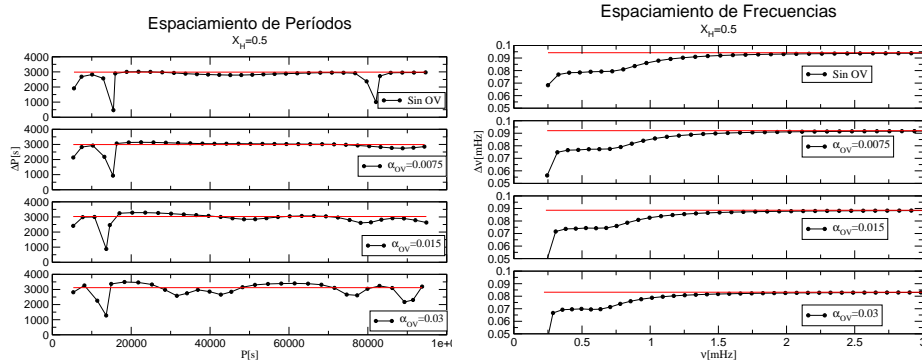


Figura 3. *Izquierda*: Espaciamento de períodos vs. períodos para diferentes parámetros de overshooting, de la secuencia evolutiva de $1.5M_{\odot}$. Los modelos seleccionados tienen una abundancia central de $X_H = 0.5$. *Derecha*: Idem para el espaciamento de frecuencias vs. frecuencias.

Observamos que para los modos p el hecho de considerar overshooting no afecta a la curva de frecuencias, sin embargo existe una pequeña disminución en el espaciamento asintótico de frecuencias cuando tomamos valores del parámetro de overshooting cada vez mayores. Para los modos g , aparecen oscilaciones a medida que aumentamos el valor del parámetro de overshooting, aun así el espaciamento asintótico de períodos permanece constante.

4. Conclusiones

En resumen, el único cambio apreciable frente a los diferentes fenómenos estudiados para los modos p , que oscilan en las regiones de la envoltura de las estrellas δ Scuti, se observa en el espaciamento asintótico de frecuencias. La pronunciada disminución de esta cantidad con la evolución puede ser utilizada para inferir la etapa evolutiva en que una dada estrella δ Scuti se encuentra. Notamos también que los modos g , que oscilan principalmente en el núcleo de las estrellas γ Doradus, son muy sensibles frente a cambios en la masa y a la estructura interna del núcleo convectivo. Además, el cambio que se observa en el espaciamento de períodos frente al fenómeno de overshooting, indica que estos modos son potencialmente valiosos para el estudio de este fenómeno. Los resultados obtenidos en este trabajo están en muy buen acuerdo con el trabajo de Miglio et al. (2008), y con ellos hemos dado el primer paso en el Observatorio de La Plata del estudio astrosismológico de las estrellas δ Scuti y γ Doradus.

Referencias

- Miglio A., et al., 2008, MNRAS, 386, 1487
 Unno W., et al., 1989, Nonradial oscillations of stars.. Nonradial oscillations of stars, Tokyo: University of Tokyo Press, 1989, 2nd ed.

PRESENTACION MURAL

Agujeros negros de masas estelares en la Galaxia

V.A. Cúneo^{1,2} & M.N. Gómez^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

Abstract. In this contribution we present a catalogue of stellar mass black-hole candidates, mainly in our galaxy, that represents the largest database available in the literature to date. The confirmed candidates, all of them in binary systems, are analyzed in detail.

Resumen. En esta contribución se presenta un catálogo de candidatos a agujeros negros de masas estelares, principalmente en nuestra galaxia, que representa la mayor base de datos disponible en la literatura al presente. Los candidatos confirmados, todos ellos pertenecientes a sistemas binarios, son tratados en forma separada y detallada.

1. Candidatos a agujeros negros de masas estelares

Se construyó un catálogo de agujeros negros de masas estelares, pertenecientes principalmente a nuestra Galaxia, realizando una intensiva búsqueda y recopilación de diversos trabajos (e.g., Shahbaz 1999, Johnston 2004, McClintock & Remillard 2006, Orosz et al. 2011) y empleando bases de datos abiertas a la comunidad astronómica. Este catálogo se presenta en forma de tres tablas que proporcionan todos los parámetros disponibles al presente para cada objeto; en la Figura 1 se observa un fragmento¹ de cada una de ellas. En total, se compilieron 80 candidatos a agujeros negros de masas estelares, lo que convierte a este catálogo en el más extenso de la literatura. Estos candidatos fueron detectados, principalmente, en sistemas binarios emisores de rayos X y algunos pocos mediante el fenómeno de microlentes gravitacionales. Se realizó, además, un análisis de las principales características de los candidatos.

2. Agujeros negros de masas estelares confirmados

Del total de candidatos, 24 fueron confirmados como agujeros negros de masas estelares a través del cálculo de la masa del objeto compacto, realizando un estudio de la dinámica del sistema binario en que se encuentran. Con el fin de

¹La versión completa del catálogo se encuentra publicada en el Trabajo Especial de la Licenciatura en Astronomía (FAMAF-UNC), <http://www2.famaf.unc.edu.ar/institucional/biblioteca/trabajos/611/16354.pdf>.

Nro. de Fuente	Nombre de la Fuente	Emisión en rayos X ⁽¹⁾	l (deg) (ep=J2000) ⁽²⁾	b (deg) (ep=J2000) ⁽²⁾	P _{orb} (hrs)	D (kpc)	f(M) (M _{sol})	l (deg)	M _{BH} (M _{sol})	M _{comp.} (M _{sol})
20	Aql X-1 V* V1333		035.7184	-04.1432	18.9	2.5		20-30	(j) > 1.6	
21	XTE J1856+053 INTREF 948		038.2690	+01.2720		10				
22	SS433 V* V1343 Aql	PS	039.6941	-02.2446	314.1	4.9	1.36 ^{+0.71} -0.52		(a) 11 ± 5 (d) 1.25-1.87	(a) 19 ± 7 (d) 8-13

Nro. de Fuente	Nombre de la Fuente	Int. Máx. (Crab)	U	B	V	R	I	J	H	K	Tipo Espectral	Tipo de Fuente
20	Aql X-1 V* V1333		15.000	15.400	14.800	16.000		15.783	15.311	15.047	K0 IV	LMXB
21	XTE J1856+053 INTREF 948	0.07										LMXB
22	SS433 V1343 Aql			16.300	(c) 13.000 (d) 15.7-16.4	12.200		09.398	08.739	08.163	A7 Ib	HMXB

Nro. de Fuente	Nombre de la Fuente	Observaciones	Referencias	Conf.
20	Aql X-1 V* V1333	Estudios recientes (Comalisse et al. 2007) parecen indicar que el objeto compacto en este sistema binario es una estrella de neutrones. De todas formas, decidimos incluirlo como posible candidato.	(j) Comalisse et al. 2007	No
21	XTE J1856+053 INTREF 948			No
22	SS433 V1343 Aql	Si bien estudios recientes parecen indicar que este objeto es una estrella de neutrones (Goranskij 2011), numerosos trabajos estimaron la masa para el objeto compacto en este sistema, obteniendo un valor superior al límite aprox. para las estrellas de neutrones.	(a) Johnston 2004; (c) SIMBAD; (d) Goranskij 2011	Si

Figura 1. Extracción de las tres tablas que conforman el catálogo de candidatos a agujeros negros de masas estelares. ⁽¹⁾ La emisión en rayos X puede ser persistente (PS), transitoria de largo período (LPT) o transitoria de corto período (SPT). ⁽²⁾ Se indica la época para estas coordenadas debido a los posibles movimientos propios (importantes en algunos casos) de las fuentes.

realizar un análisis global de estos objetos para describir las propiedades físicas fundamentales y analizar las características generales de los mismos, se construyó una base de datos con todos los parámetros disponibles en la literatura de los 24 objetos. La Figura 2 muestra un fragmento de la base de datos que reúne una lista de estos objetos y aquellas características que nos permiten asegurar que se trata de agujeros negros y no de estrellas de neutrones.

Nro. de Fuente	Nombre de la Fuente	Tipo de Fuente	Emisión en rayos X	Int. Máx. (Crab)	D (kpc)	P _{orb} (hrs)	f(M) (M _{sol})	l (deg)	M _{BH} (M _{sol})	M _{comp.} (M _{sol})	v _{rot} sin l (km s ⁻¹)	Tipo Espectral
1	V* V4641 Sgr XTE J1819-254	LMXB	LPT	13.0	9.9 ± 2.4	67.6	3.13 ± 0.13	75 ± 2	7.1 ± 0.3	3.1	98.9 ± 1.5	B9 III
2	SS433 V* V1343 Aql	HMXB	PS		4.9	314.1	1.36 ^{+0.71} -0.52		11 ± 5	14.7 ^{+11.2} -7.7		A7 Ib
3	GRS 1915+105 V* V1487 Aql	LMXB	LPT	3.70	10.25 ^{+1.75} -4.25	787.67 ±42.90	9.5 ± 3.0	68 ± 4	14 ± 4	1.5		K III
4	XTE J1859+226 V* V406 Vul	LMXB	SPT	1.50	8 ± 3	9.2	7.4 ± 1.1		9.8 ± 2.2	< 1.5		G5-K0
5	GS 2000+251 V* QZ Vul	LMXB	SPT	11.0	2.7 ± 0.7	8.3	5.01 ± 0.12	64.0 ± 1.5	7.5 ± 0.3	0.3	86 ± 8	K5 V
6	Cyg X-1 V* V1357 Cyg	HMXB	PS	2.30	2.15 ± 0.07	134.4	0.251 ± 0.007	62 ⁺⁵ -37	15.4 ^{+5.6} -1.6	26.1 ^{+15.9} -8.8	94 ± 5	O9.7 Iab
7	GS 2023+338 V* V404 Cyg	LMXB	LPT	20.0	2.39 ± 0.14	155.3	6.08 ± 0.06	55 ± 4	12 ± 2	0.6	38.8 ± 1.1	K0 IV

Figura 2. Fragmento de la tabla que contiene las propiedades de los agujeros negros de masas estelares confirmados.

La precisión en los valores de masa calculados para los agujeros negros depende directamente del cálculo de la curva de velocidades radiales, de la inclinación del sistema y de la masa de la compañera óptica. Sin embargo, en muchos casos se puede estimar una cota inferior para la masa si no se conoce el ángulo de inclinación del sistema. Las masas, o cotas de masas, de los agujeros negros confirmados varía aproximadamente entre $4.2 M_{\odot}$ y $20 M_{\odot}$, existiendo un número significativo de sistemas con masas entre 6 y $9 M_{\odot}$ (ver panel izquierdo de la Figura 3). Se observa una ausencia de objetos con masas menores a $4.2 M_{\odot}$ y con masas superiores a las $20 M_{\odot}$. Este hecho podría reflejar alguna característica o mecanismo en funcionamiento de estos objetos no conocida aún.

Del análisis de las masas de las compañeras ópticas, se observa que la mayoría de los sistemas están compuestos por estrellas de baja masa, inferiores a las $3 M_{\odot}$ (ver panel derecho de la Figura 3). Este hecho reflejaría un efecto de selección, dado que la mayor parte de los sistemas estudiados corresponden a sistemas LMXBs. Es probable que la frecuencia relativa entre los dos tipos de sistemas (LMXSs y HMXSs) se explique en función de la masa y de las masas relativas en binarias, en combinación con los tiempos evolutivos más largos de las estrellas de baja masa.

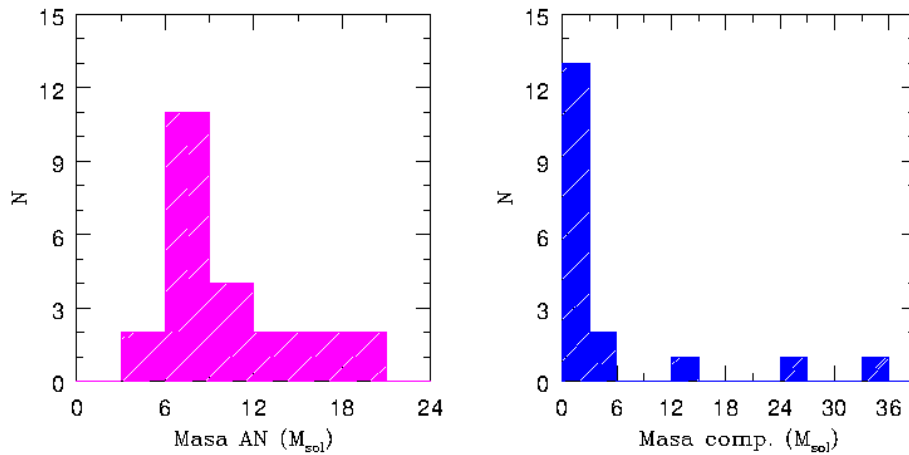


Figura 3. Izquierda: histograma de masas de los agujeros negros confirmados. Derecha: histograma de masas de las compañeras ópticas, en los sistemas binarios con agujeros negros confirmados.

El análisis de las distancias (Figura 4) nos muestra que un número importante de sistemas se encuentran ubicados a distancias entre 1 y 5 kpc, relativamente cercanas. Este hecho implica la posibilidad de estudiar en profundidad a estos objetos y de aportar información valiosa que nos lleve a una mejor comprensión de los procesos que dan origen a los agujeros negros de masas estelares.

3. Síntesis y conclusiones

En este trabajo se construyó un catálogo de agujeros negros de masas estelares, pertenecientes principalmente a nuestra galaxia, realizando una intensiva bús-

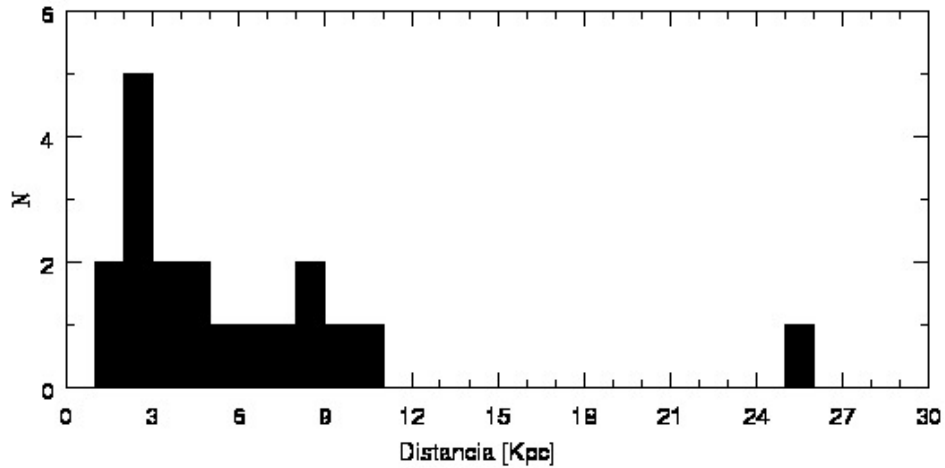


Figura 4. Histograma de las distancias a los agujeros negros de masas estelares confirmados.

queda y recopilación de diversos trabajos. Este catálogo se presentó en forma de tres tablas que proporcionan todos los parámetros disponibles al presente para cada objeto. En total se compilaron 80 candidatos a agujeros negros de masas estelares. A pesar del esfuerzo realizado en la construcción de este catálogo, el número de objetos (80) resulta muy pequeño en relación a los $10^8 - 10^9$ agujeros negros de masas estelares estimados en la literatura para nuestra galaxia (e.g., Agol et al. 2002).

Es de destacar que solo el 30% de los 80 candidatos catalogados han sido, al presente, confirmados como agujeros negros de masas estelares a través de la determinación dinámica de sus masas. Se realizó, además, un estudio de los 24 agujeros negros de masas estelares actualmente conocidos, todos ellos pertenecientes a sistemas binarios. En particular, se analizaron las distribuciones de masas y las distancias a estos objetos.

Referencias

- Agol E. et al., 2002, ApJ, 576, L131
 Johnston W.M., 2004, <http://www.johnstonsarchive.net/relativity/bhctable.html>
 McClintock J.E. & Remillard, R.A., 2006, Cambridge Astrophysics Series, 39, 157
 Orosz J.A. et al., 2011, ApJ, 742, id. 84
 Shahbaz T., 1999, Journal of Astrophysics and Astronomy, 20, 197

PRESENTACION MURAL

Distribuciones Espectrales de Energía de las compañeras visibles en sistemas binarios que albergan agujeros negros de masas estelares

V.A. Cúneo^{1,2} & M.N. Gómez^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

Abstract. Stellar mass black holes are mainly detected in binary systems, where the compact object accretes material from its visible companion. With the objective of characterizing visible companions, we analyse the Spectral Energy Distributions (SEDs) of a sample of these objects, selected from a galactic stellar black holes catalogue built by the authors. Using the VOSA SED Analyzer, we obtained, from several catalogues, the fluxes to construct the SEDs. A black body for a single star was adjusted for every observed SED. The excesses found between these distributions are attributed to the presence of the compact object.

Resumen. Los agujeros negros de masas estelares son detectados principalmente en sistemas binarios, donde el objeto compacto acreta material de su compañera visible. Con el objetivo de caracterizar a las compañeras visibles, se presenta un análisis de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de una muestra de éstas, seleccionadas de un catálogo de agujeros negros de masas estelares de la galaxia confeccionado por los autores. Los flujos utilizados en la construcción de las SEDs se obtuvieron a partir de diversos catálogos, utilizando el Analizador de SEDs VOSA. A cada SED observada se le ajustó un cuerpo negro correspondiente a una estrella aislada. Los excesos encontrados son atribuidos a la presencia del objeto compacto.

1. Introducción

Los agujeros negros de masas estelares son detectados principalmente en sistemas binarios, donde el objeto compacto acreta material de su compañera visible, emitiendo rayos X en este proceso. Generalmente, las compañeras son estrellas de baja masa y de tipos espectrales tardíos, por lo que sus magnitudes suelen ser muy débiles ($V > 17$ mag). Esto dificulta la detección y el estudio de los sistemas binarios con agujeros negros, y justifica la escasez de datos observacionales y estudios detallados sobre los mismos. Además, la presencia del objeto compacto en el sistema modifica el comportamiento del mismo y, en particular, de la estrella visible, generando variaciones en sus parámetros. El objetivo principal de esta contribución es presentar un estudio y análisis preliminar de las distribuciones

espectrales de energía (SEDs) de una muestra de 4 compañeras visibles en sistemas binarios que albergan candidatos a agujeros negros estelares, seleccionadas de un catálogo de estos objetos confeccionado por los autores¹. Mediante este análisis y el de las SEDs de los demás objetos del catálogo, se busca caracterizar a las compañeras visibles y contribuir a una determinación, más precisa, de los parámetros de cada sistema.

2. Muestra seleccionada

La muestra de objetos seleccionados del catálogo de agujeros negros de masas estelares de la galaxia, consiste en aquellos objetos que cuentan en la literatura con tipo espectral y suficientes flujos/magnitudes medidas para cubrir adecuadamente las SEDs. Inicialmente fueron seleccionados 15 objetos, de los cuales 4 son presentados en esta contribución (ver Tabla 1). Los flujos utilizados en la construcción de las SEDs se obtuvieron de las bases de datos que se encuentran en el sitio web del Analizador de SEDs VOSA². Se utilizaron principalmente datos de WISE, 2MASS, MSX, AKARI, UKIRT, TYCHO, DENIS, Spitzer y SDSS, entre otros.

Tabla 1. Principales parámetros de las compañeras visibles

Nombre	l (deg)	b (deg)	V ^a	Temp. (K) ^b	Dist. (kpc)	A _V (mag)
XTE J1118+480	157.66	+62.32	12.25	5000	1.7±0.1	0.05
SS433	039.69	−02.24	13.00	7600	4.9	8
XTE J1819−254	006.77	−04.79	9.00	8000	9.9±2.4	0.99
GS2023+338	073.12	−02.09	12.70	4000	2.39±0.14	4.04

^(a) Estas magnitudes corresponden a los instantes de acreción.

^(b) Las temperaturas corresponden a las calculadas mediante los ajustes realizados en este trabajo.

3. Análisis de las SEDs

El objetivo de la presente contribución es comparar las SEDs observadas de los 4 objetos en estudio con la emisión de cuerpo negro que mejor se ajusta a los flujos en cada caso y determinar si hay apartamientos o excesos, en particular en el infrarrojo, que puedan diferenciar a las estrellas compañeras de agujeros negros de aquellas aisladas. El cuerpo negro es el modelo más simple que reproduce el continuo estelar, por lo que permite detectar, en primera aproximación, posibles diferencias significativas debidas a la presencia de estructuras. En el modelado de las SEDs se tuvieron en cuenta los valores de extinción para los objetos

¹La versión completa del catálogo se encuentra publicada en <http://www2.famaf.unc.edu.ar/institucional/biblioteca/trabajos/611/16354.pdf>.

²<http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa/>.

de la muestra obtenidos de la literatura (ver Tabla 1) para corregir los flujos observados.

En la Figura 1, arriba a la izquierda, se observa la SED de XTE J1118+480, superpuesta con un cuerpo negro de $T_{\text{eff}} = 5000$ K. En la literatura se encontró para este objeto un tipo espectral K5 V (González-Hernández et al. 2008), que corresponde a una temperatura de aproximadamente 4350 K. Arriba a la derecha, se muestra la SED de SS433 y la curva de cuerpo negro que mejor se ajusta a los datos, correspondiente a $T_{\text{eff}} = 7600$ K. Se encuentra en la literatura un amplio rango de valores para la temperatura de este objeto. Sin embargo, Hillwig & Gies (2008) estiman un tipo espectral A7 I, que se corresponde bastante bien con la temperatura aquí estimada. La SED de XTE J1819–254, junto con la curva de cuerpo negro que mejor ajusta los flujos observados, correspondiente a $T_{\text{eff}} = 8000$ K, se observa abajo a la izquierda. Se encontró en la literatura una temperatura de 10500 K (Orosz et al. 2001) para este objeto. Al ajustar a los datos un cuerpo negro de 10500 K observamos que el ajuste era bueno, sin embargo, el cuerpo negro de 8000 K ajusta los datos con una mejor aproximación. Finalmente, abajo a la derecha se observa la SED correspondiente a GS2023+338. En este caso resultó más difícil encontrar un cuerpo negro que se ajustara bien a los datos observacionales. La planckiana graficada, correspondiente a $T_{\text{eff}} = 4000$ K, es la que mejor lo hace. Sin embargo, no pudimos encontrar una que representara a todos los flujos disponibles para este objeto, incluyendo al flujo correspondiente a 6122 Å, que en este caso cae fuera de la planckiana. En la literatura se encontró un tipo espectral K3 III (Khargharia et al. 2010) para este objeto, que corresponde a una temperatura de aproximadamente 4100 K.

Tanto para XTE J1118+480 como para SS433, se observa que en el infrarrojo cercano los datos se corresponden bastante bien con el cuerpo negro, mientras que para longitudes de onda mayores, los mismos se apartan de la curva, presentando un exceso infrarrojo. XTE J1118+480 presenta, además, un exceso en la región ultravioleta del espectro. Por otro lado, ni XTE J1819–254, ni GS2023+338, presentan exceso alguno.

4. Discusión

En este trabajo se presenta un análisis preliminar del modelado de las SEDs observadas de los 4 objetos en estudio mediante el empleo de un modelo simple dado por un cuerpo negro. En dos de los objetos se observa que los flujos en longitudes de onda largas se apartan de la planckiana, evidenciando excesos en la zona del infrarrojo medio. Se encuentran en la literatura diversos trabajos en los que se realiza un análisis análogo al desarrollado en esta contribución, como por ejemplo el de Gelino et al. (2010), donde los autores estudian las SEDs de 5 compañeras visibles de agujeros negros estelares, encontrando excesos en el infrarrojo medio para 2 de ellas. Estos estudios demuestran que no siempre es posible detectar excesos en todos los sistemas mediante el modelado de las SEDs.

Existen distintos escenarios, discutidos en la literatura, que podrían ser responsables de los excesos observados en estos sistemas: un disco de acreción o emisión no térmica de un jet. En cualquiera de los dos casos, estos excesos reflejan la existencia de estructuras, generadas por la presencia del objeto compacto, que podrían modificar los parámetros de las compañeras visibles, en comparación con

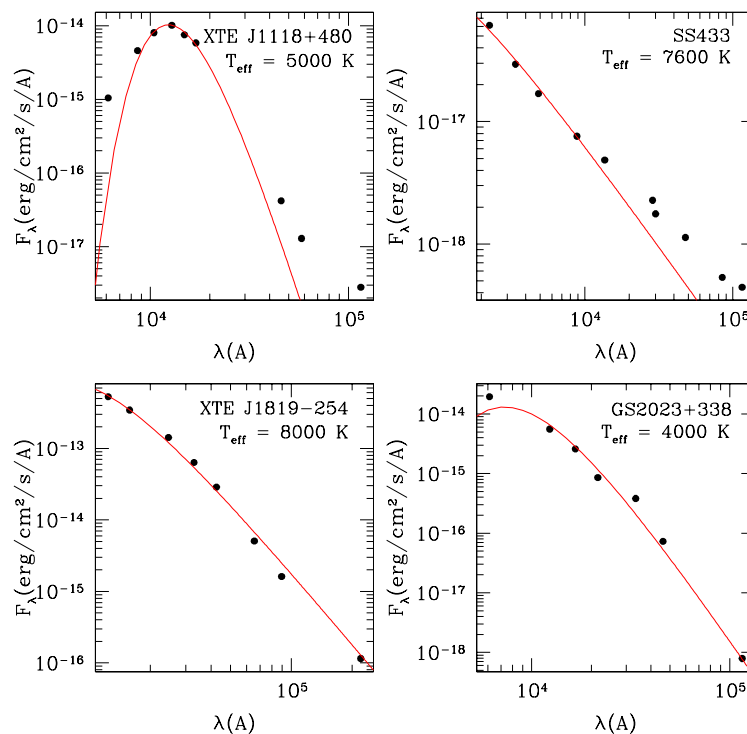


Figura 1. SEDs correspondientes a los sistemas binarios con agujeros negros, pertenecientes a la submuestra analizada. Los puntos representan los flujos observados, mientras que la línea continua corresponde al cuerpo negro que mejor se ajusta en cada caso.

estrellas aisladas de los mismos tipos espectrales, y los de los propios sistemas. El estudio y caracterización de los excesos infrarrojos observados podría conducir a una mejora en la determinación de los parámetros de cada sistema individual y, por ende, del objeto compacto.

Se espera realizar un análisis más detallado de las diferencias observadas entre las SEDs observadas y los cuerpos negros de distintas temperaturas, no solo para los sistemas presentados en esta contribución, sino también para los demás objetos de la muestra. Además se analizarán y discutirán cada uno de los posibles escenarios que generarían los excesos infrarrojos observados y se espera estimar de qué manera afectan a los parámetros del sistema en cuestión.

Referencias

- Gelino D.M. et al., 2010, ApJ, 718, 1
 González-Hernández J.I. et al., 2008, ApJ, 679, 732
 Hillwig T.C. & Gies, D.R., 2008, ApJ, 676, L37
 Khargharia J. et al., 2010, ApJ, 716, 1105
 Orosz J.A. et al., 2001, ApJ, 555, 489

PRESENTACION MURAL

Características de discos debris en Enanas Blancas

L. Saker¹, C. Chavero² & M. Gómez²

(1) *FaMAF, Medina Allende s/n, Ciudad Universitaria, Córdoba*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. In the late '80s an infrared excess (IR) around a white dwarf star (WD) was detected, which was attributed to the presence of a dusty circumstellar disk. In recent years, thanks to Spitzer, the number of WDs with excesses has increased significantly. In this contribution we present the modeling of the spectral energy distributions (SEDs) of a sample of 29 WDs having IR excesses. This model allows us to derive the mass and the internal and external radii of the dusty disk, for a given chemical composition. The location of this ring is compared with the Habitability Zone (HZ) of each WD in the sample. In addition, the dimensions and masses of these rings are compared with those around main sequence stars, commonly known in the literature as debris disks.

Resumen. A finales de la década de 1980 se detectó exceso infrarrojo (IR) alrededor de una estrella enana blanca (EB), el cual fue atribuido a la presencia de un disco circunestelar de polvo. En los últimos años gracias a Spitzer se amplió el número de EBs con excesos IR. En este trabajo se presenta el modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de una muestra de 29 EBs que presentan excesos. Este modelo permite derivar la masa, el radio interno y el radio externo de estos discos de polvo, para una dada composición química. Se compara la ubicación de estos anillos con la Zona de Habitabilidad (ZH) de cada EB en la muestra analizada. Además, las dimensiones y masas de estos anillos son comparadas con aquellos en estrellas de secuencia principal, comúnmente conocidos en la literatura como discos *debris* o de escombros.

1. Introducción

Aunque al presente no hay aún ningún planeta confirmado alrededor de enanas blancas (EBs) existen evidencias observacionales indirectas que podrían sugerir la existencia de cuerpos planetarios en estas estrellas. Zuckerman & Becklin (1987) detectaron exceso infrarrojo (IR) en una EB el cual fue atribuido a la existencia de un disco de polvo. Más recientemente el satélite Spitzer ha proporcionado evidencias de discos para algo más de 40 EBs (Jura 2003; Farihi et al. 2009). Estas EBs mostraron en su atmósfera algunos trazos químicos, que podrían ser el resultado de un bombardeo de cuerpos planetarios hacia el objeto central (Kilic et al. 2006; Jura et al. 2007), apoyando de este modo el origen planetario del disco. En este trabajo se presenta el modelado de las SEDs (Spectral

Energy Distributions) de 29 EBs con excesos IR, utilizando un modelo de discos *debris* con el fin de caracterizar en forma sistemática a los mismos. Se compara la ubicación de estos discos con la Zona de Habitabilidad (ZH) de cada EB en la muestra analizada. Además, las dimensiones y masas obtenidas de estos anillos son comparadas con aquellos presentes en estrellas de secuencia principal (SP).

2. Muestra Analizada y Modelado de las SEDs

En la literatura se encontraron 43 EBs con evidencia de excesos IR en sus SEDs. De éstas se seleccionaron 29 objetos, cuyos parámetros estelares (temperatura, distancia, luminosidad y flujos en el óptico, IR cercano y medio) resultaban más confiables. Se realizó una intensa búsqueda en diversas bases de datos tales como 2MASS y WISE a fin de obtener flujos que permitieran construir las respectivas SEDs.

Las SEDs se modelaron mediante el código de Wolf & Hillenbrand (2003). Este modelo permite derivar propiedades de los discos, tales como radios interno y externo (R_{int} y R_{ext}) y masa de polvo (M_{polvo}) para una dada composición química. En esta última se consideró la presencia de silicatos astronómicos y en algunos casos se adoptó además la presencia de olivinos ricos en Mg y Fe. En la Figura 1 se presentan como ejemplo las SEDs obtenidas para las EBs WD 0435+410 y WD 1929+012, para las cuales se utilizó respectivamente una composición química de 100 % silicatos astronómicos y 50 % silicatos astronómicos + 50 % Mg(0.8)Fe(1.2)SiO(4). Para la mayoría de los sistemas, se obtuvo que el R_{int} está dado por el radio de sublimación del polvo. El valor medio de los R_{ext} resultó de $\sim 38.26 R_{\odot}$ y el valor medio de la masa del polvo de $M_{\text{polvo}} \sim 3.18 \times 10^{-5} M_{\text{Ceres}}^1$.

La ZH es una región de interés en los sistemas planetarios y por tal motivo se calculó la misma para cada una de las 29 EBs en la muestra empleando un modelo simple de temperatura constante (ver, por ejemplo, Poffo & Gómez 2012). Los límites internos (l_{int}) y externos (l_{ext}) obtenidos varían entre: $1.3 R_{\odot} < l_{\text{int}} < 22.3 R_{\odot}$ y $2.4 R_{\odot} < l_{\text{ext}} < 40.9 R_{\odot}$. Para 15 de los sistemas analizados se encontró superposición entre la ZH y el anillo de polvo resultante del modelado de las SEDs (Figura 2). Para los 14 restantes sistemas el anillo de polvo modelado resulta fuera de la ZH; sin embargo, dicha región no se encuentra muy alejada de estos discos de polvo.

En la Tabla 1 se listan los valores medios para las masas y los radios de los discos de la muestra de EBs analizadas, obtenidos en este trabajo, y de las estrellas de SP con discos *debris*, tomados de la base de datos "Catalog of Circumstellar Disks²" y del trabajo de García & Gómez (2012). Los discos *debris* en estrellas de SP son considerados, en muchos casos, como análogos al Cinturón de Kuiper en el Sistema Solar. Si se adopta un R_{estrella} medio de $1.25 R_{\odot}$ para

¹Esta masa representa sólo un límite inferior, correspondiente a las partículas de polvo de tamaño de hasta algunos micrones.

²<http://www.disksite.com/>.

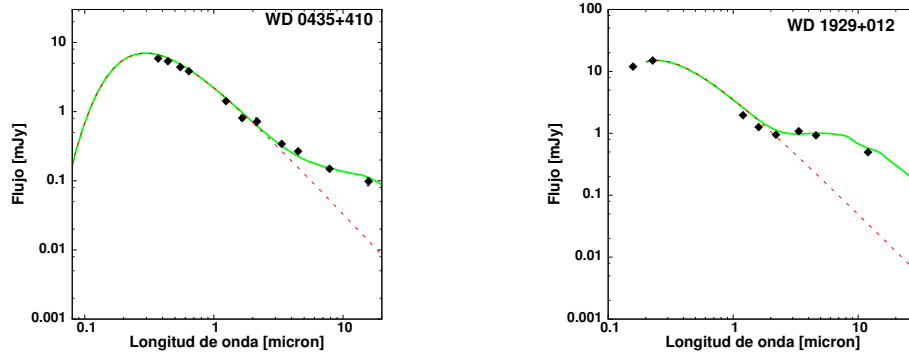


Figura 1. En los paneles izquierdo y derecho se muestran ejemplos de SEDs obtenidas para una composición química de 100% silicatos astronómicos y 50% silicatos astronómicos + 50% $\text{Mg}(0.8)\text{Fe}(1.2)\text{SiO}(4)$, respectivamente. En ambos casos, la línea de trazos (color rojo) representa la planckiana que ajusta el continuo estelar, la línea continua (color verde) el sistema estrella+disco que proporciona el modelo y los puntos negros corresponden a los flujos observados.

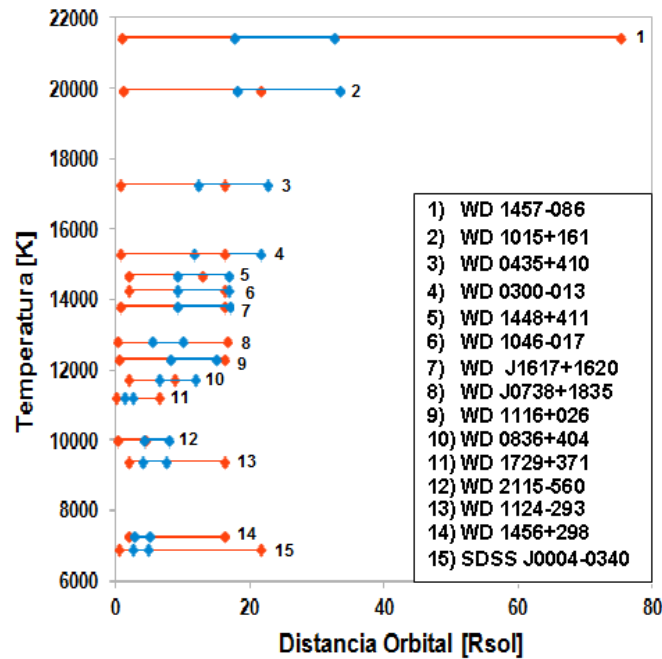


Figura 2. Representación esquemática de la ZH y de los radios internos y externos del disco modelado para los sistemas en los que hay superposición entre ambas regiones. Los rombos azules representan l_{int} y l_{ext} de la ZH y los rojos los R_{int} y R_{ext} del disco.

estrellas de SP³, y de 0.01 para EBs, los cocientes relativos $R_{\text{disco}}/R_{\text{estrella}}$ son ~ 47000 y ~ 4300 respectivamente.

Tabla 1. Valores medios del disco (R_{ext} y M_{polvo}), para EB y estrellas de SP

Estrella	$R_{\text{ext}} [R_{\odot}]$	$M_{\text{polvo}} [M_{\text{Ceres}}]$
EB	38.26	3.18×10^{-5}
SP	59200	3.88

3. Resultados

Del modelado de las SEDs se obtuvo que en la mayoría de los casos los discos presentes en EBs tienen un R_{int} dado por el radio de sublimación del polvo, poseen un R_{ext} medio de $\sim 38.26 R_{\odot}$ y una M_{polvo} media $\sim 3.18 \times 10^{-5} M_{\text{Ceres}}$. Al considerar la ubicación de la ZH y los discos presentes en estas estrellas, se determinó que hay casos en los que existe una superposición y casos en los que no. Sin embargo en estos últimos, dicha región no se encuentra muy alejada de estos discos de polvo.

Analizando los valores de los radios absolutos promedio de los discos en EBs y en estrellas de SP se obtiene que estos últimos son ~ 1500 veces más grandes. Si por el contrario, se comparan los radios relativos (i.e, $R_{\text{disco}}/R_{\text{estrella}}$), resulta que esta relación para las estrellas de SP es mayor que para las EBs en un orden de magnitud, por lo tanto los discos en EBs son también comparativamente más pequeños que para las estrellas de SP. La masa del polvo detectada mediante el modelado de las SEDs para EBs, indica que la misma es $\sim 100\,000$ veces menor que en los discos de estrellas de SP.

Si bien el análisis presentado en esta contribución indica la existencia de discos en EBs de manera indirecta, es decir a través del modelado de las SEDs, proporciona evidencias adicionales acerca de la posible existencia de cuerpos planetarios y/o sistemas planetarios aún en las etapas finales de la evolución de estrellas como el Sol.

Referencias

- Farihi J., Jura M., Zuckerman B., 2009, ApJ, 694, 805
 García L. H., Gómez M., 2012 en Actas de las Segundas Jornadas de Astrofísica Estelar, p. 116
 Jura M., 2003, ApJ, 584, L91
 Jura M., Farihi J., Zuckerman B., 2007, ApJ, 663, 1285
 Kilic M., et al., 2006, ApJ, 646, 474
 Poffo D., Gómez M., 2012 en Actas de las Segundas Jornadas de Astrofísica Estelar, p. 94
 Wolf S., Hillenbrand L. A., 2003, ApJ, 596, 603
 Zuckerman B., Becklin E. E., 1987, Nat, 330, 138

³Se adopta un valor de radio promedio para estrellas de tipos espectrales de A a M.

PRESENTACION MURAL

The enigmatic wind of 55 Cygni*

M. Haucke¹, M. Kraus², R. O. J. Venero^{1,3}, L. S. Cidale^{1,3}, D.H. Nickeler², S. Tomić² & M. Curé⁴

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, La Plata, Argentina.*

(2) *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky Fričova 298, 251 65, Ondřejov, Czech Republic.*

(3) *Instituto de Astrofísica La Plata, CCT La Plata, CONICET-UNLP, Argentina.*

(4) *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile.*

Abstract. The early B-type supergiant 55 Cyg exhibits variations in its P-Cygni line profiles (mainly in H_α and H_β) related to the presence of a strong variable stellar wind. To study this variability we have started a spectroscopic observing campaign at the Observatory of Ondřejov (Czech Republic). In this work we show a sample of H_α line profiles which were modeled using the FASTWIND code. We discuss the derived wind parameters and the possible mechanisms driving this variable wind.

Resumen. La estrella supergigante 55 Cyg, de tipo espectral B, presenta variaciones en los perfiles P-Cygni de sus líneas espectrales (principalmente en H_α y H_β), relacionadas con la presencia de un intenso viento estelar variable. Para estudiar estas variaciones, hemos iniciado una campaña de observaciones espectroscópicas en el Observatorio de Ondřejov (República Checa). En este trabajo presentamos una muestra de los perfiles de líneas que fueron modelados utilizando el código FASTWIND. Discutimos los parámetros obtenidos para el viento y los posibles mecanismos responsables que impulsarían a un viento variable.

1. Background

The post-main sequence evolution of massive stars is one of the major unsolved problems in massive star research. The complete understanding of this problem requires the knowledge of the mass-loss process. It is well-known that O and B supergiants (O-BSGs) lose huge amounts of mass via their strong stellar winds (see Castor et al. 1975). The line radiation-driven wind hydrodynamics for OSGs can be approximated by a classic β velocity law with β around 0.8,

* Based on observations taken with the Perek 2m-telescope at Ondřejov Observatory, Czech Republic

while the winds of the BSGs agree better with a β power in the range 1 – 3 (Crowther et al. 2006; Markova & Puls 2008). On the other hand, BSGs’ winds are highly variable producing large photometric and spectroscopic variations on short time scales, from hours to tens or even hundreds of days (Waelkens et al. 1998). Therefore, various mechanisms were proposed in the last years for explaining these observations and the most convincing hypothesis seems to be the presence of wind instabilities and/or non-radial pulsations. Periodic variations and periods for a large group of B stars are explained by different gravitational modes of oscillation (Balona & Dziembowski 1999; Saio et al. 2006).

To probe a possible link between wind variability and pulsations we carried out a spectroscopic observing campaign of the variable star 55 Cyg.

2. Observations and reduction

Spectra of 55 Cyg were collected using a Coudé spectrograph attached to the Perek 2-m telescope at Ondřejov Observatory, Czech Republic, with a grating of 830.77 lines/mm and a SITe 2030x800 CCD. A total of 339 spectra were taken in the H_α region over 59 nights between August 2009 and August 2013. The spectral coverage was 6270–6730 Å with a resolution of $R \sim 13\,000$.

The data were reduced using IRAF (Image Reduction and Analysis Facility¹) tasks, such as bias subtraction, flat-field normalization, and wavelength calibration. To perform telluric corrections, a telluric standard star was observed each night. The final spectra were corrected for heliocentric velocity.

3. Results

We fitted H_α and HeI line profiles for 33 observations of 55 Cyg using the FAST-WIND code (Puls et al. 2005). Due to their strong variability (see Fig. 1), the stellar and wind parameter values were quite different from night to night.

We found that the wind parameters vary between:

- The mass loss rate, which indicates the mass lost per year in solar masses: $0.14 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M} \leq 0.43 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
- The velocity of the wind at great distances of the star (terminal velocity): $250 \text{ km s}^{-1} \leq V_\infty \leq 700 \text{ km s}^{-1}$
- The microturbulence velocity: $10 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{micro}} \leq 69 \text{ km s}^{-1}$
- The projected rotational velocity: $40 \text{ km s}^{-1} \leq V \sin(i) \leq 105 \text{ km s}^{-1}$
- The β parameter of the velocity field approximation: $1.8 \leq \beta \leq 2.2$
- Surface gravity: $2.1 \leq \log g \leq 2.6$
- Effective temperature: $18\,600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 19\,000 \text{ K}$

Based on the derived stellar parameters we obtained the star’s luminosity and computed a synthetic lightcurve for the years 2009 and 2013 (see Fig. 2).

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under cooperative agreement with the National Science Foundation.

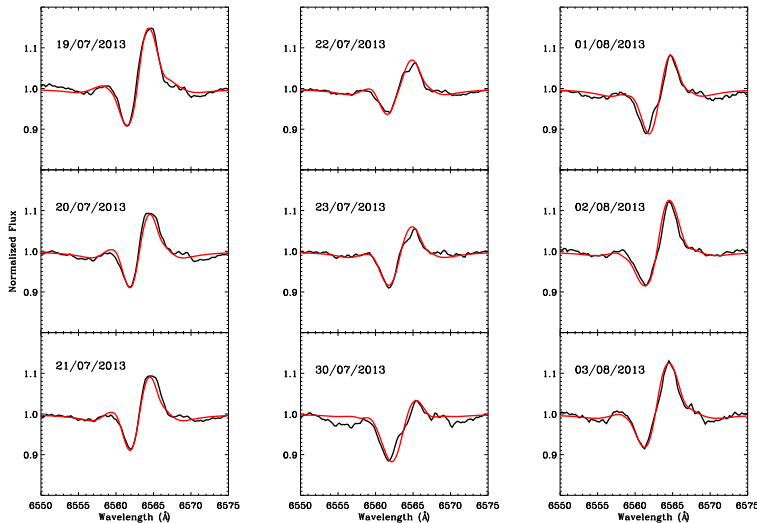


Figure 1. Night to night variations in the H_{α} line. Model fittings (red line) are overplotted to the observations (black line).

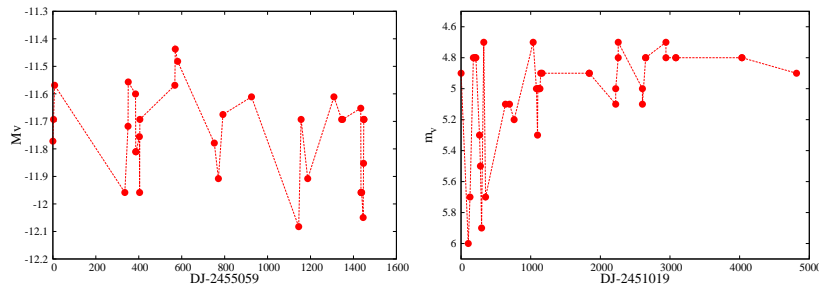


Figure 2. Left: Theoretical lightcurve (M_v) obtained from H_{α} line profile fittings to observations taken between 2009 and 2013. M_v varies by ~ 0.8 mag and shows irregular variations. Right: Observed lightcurve, from 1998 to 2011 showing irregular light variations (Henden 2013, observations are from the AAVSO International Database, <http://www.aavso.org>).

4. Discussion

The observed lightcurve of 55 Cyg was taken from the American Association of Variable Star Observers (AAVSO, Henden 2013). It reveals that the star has shown irregular light variations with an amplitude up to 0.8 magnitudes (Fig. 2). Both, observed lightcurve behaviour and its amplitude of variation resemble our theoretical curve. We are still not able to find a period from these variations of the H_{α} profile, but it seems to vary between 15 to 20 days. On the other hand, Kraus et al. (2014) found that the HeI, $\lambda 6678\text{\AA}$ photospheric line presents a 1.09 day period, which could be superimposed by another longer period. This could imply that the coupling of multiperiodic pulsation modes is responsible for mass ejection episodes. However, in the $\log(T_{\text{eff}})$ vs $\log(g)$ diagram, our theoretical

parameters of 55 Cyg (Fig. 3) do not agree with the results from Pamyatnykh (1999) and Saio et al. (2006), this suggests that gravitational modes should not be responsible for the observed variations.

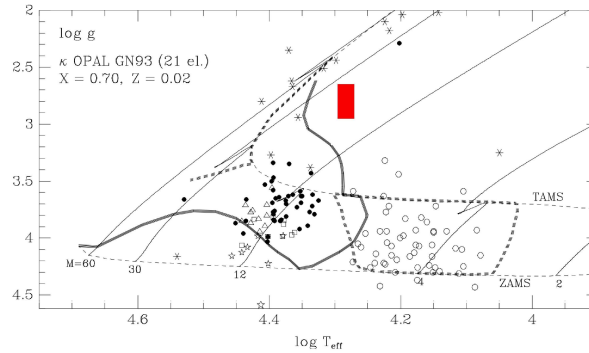


Figure 3. $\log(T_{\text{eff}})$ vs $\log(g)$ diagram obtained from Pamyatnykh (1999). Asterisks represent the α Cygni variables, empty circles are slow pulsating B stars (SPBs) and the rest are β Cepheid stars. The red rectangle covers the region for all the resulting parameters obtained from 55 Cyg H_{α} line profile fittings.

5. Acknowledgement

We thank the technical staff at the Ondřejov Observatory for the support during the observation periods. We acknowledge Joachim Puls to put into our disposal his FASTWIND code. M.K., D.H.N., and S.T. acknowledge financial support from GA ČR (grant numbers P209/11/1198 and 14-21373S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. M.C. thanks the support from FONDECYT project 1120173 and Centro de Astrofísica de Valparaíso. Financial supports for International Cooperation between the Czech Republic (MŠMT, 7AMB14AR017) and Argentina (Mincyt-Meys ARC/13/12 and CONICET-AVCR Res. 5105/13) and between Chile and Argentina (CONICYT-MINCYT 2011-656 and CH/11/03) are also acknowledged.

References

- Balona L. A., Dziembowski W. A., 1999, MNRAS, 309, 221
 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
 Kraus M., et al., 2014, in Guzik J. A., Chaplin W. J., Handler G., Pigulski A., eds, IAU Symposium Vol. 301 of IAU Symposium, Pulsations as a mass-loss trigger in evolved hot stars. pp 217–220
 Markova N., Puls J., 2008, A&A, 478, 823
 Pamyatnykh A. A., 1999, Acta Astronomica, 49, 119
 Puls J., et al., 2005, A&A, 435, 669
 Saio H., et al., 2006, ApJ, 650, 1111
 Waelkens C., et al., 1998, A&A, 330, 215

PRESENTACION MURAL

Análisis de las distribuciones espectrales de energía de núcleos pre-estelares

H. P. Saldaño¹, M. Gómez¹

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

Abstract. In this contribution we present the Spectral Energy Distributions (SEDs) modeling of 4 massive stellar objects, in their initial evolutionary stages, obtained from the 1.2 mm catalogue of Beltrán et al. (2006, A&A, 447, 221). The Herschel images at 70 - 500 μm , combined with those obtained by WISE, allow us to build the SEDs. We use the code of Whitney et al. (2003, AJ, 591, 1049) to model them. For the youngest objects, instead, we apply a simple modified black body model. We estimate the envelope circumstellar parameters which characterize these massive stars and identify the evolutionary stage of each object according to the sequence proposed by Chambers et al. (2009, AJSS, 181, 360).

Resumen. En esta contribución presentamos el modelado de las Distribuciones Espectrales de Energía (SEDs) de 4 objetos estelares masivos, en su etapas evolutivas iniciales, obtenidos del catálogo de fuentes en 1.2 mm de Beltrán et al. (2006, A&A, 447, 221). Las imágenes en 70 - 500 μm de Herschel, en combinación con aquellas obtenidas por WISE, nos permitieron construir las SEDs. Para el modelado de las mismas empleamos el código de Whitney et al. (2003, AJ, 591, 1049) y un modelo simple de cuerpo negro modificado para los objetos más jóvenes. Estimamos parámetros de la envoltente circunestelar que los caracteriza e identificamos las etapas evolutivas de los mismos de acuerdo a la secuencia propuesta por Chambers et al. (2009, AJSS, 181, 360).

1. Introducción

Los estados evolutivos más tempranos de las protoestrellas masivas se encuentran en nubes estelares muy densas ($n \sim 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$), frías ($T < 30 \text{ K}$) y masivas (10 - 1000 M_{\odot}), conocidas como “*clump*” o grumos y “*cores*” o núcleos pre-estelares (Garay et al. 2004). Los *clumps* están definidos como regiones de formación de protocúmulos estelares y los *cores* como lugares donde se forman las estrellas individuales o sistemas binarios (Kennicutt & Evans II 2012). Chambers et al. (2009) propusieron una secuencia evolutiva de los núcleos pre-estelares. La primera etapa estaría dada por Núcleos Inactivos, sin ninguna estrella en su interior, comunmente conocidas como “*starless cores*”, los cuales no presentarían actividad en el infrarrojo medio (no detectados en la banda E(21.3 μm) del telescopio MSX) y tendrían una distribución de densidad casi uniforme. La siguiente

etapa se conoce como Núcleos Activos, los cuales serían detectados en el infrarrojo medio debido a que uno o más embriones estelares comenzarían a calentar su envoltura de gas y polvo. La última etapa se la define como Núcleos Rojos, núcleos más calientes que presentarían emisiones de moléculas trazadoras tales como el CS, máseres de CO y H₂O, PAH (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*) y emisiones de regiones HII ultra compactas.

En este trabajo presentamos las SEDs de cuatro de los seis objetos detectados por Beltrán et al. (2006) en 1.2 mm, los cuales se encuentran asociados a la fuente IRAS08563–4225 y están definidos como *clumps* por estos autores. El *clump* más intenso en 1.2 mm (definido como *clump 1* en este trabajo, ver Fig.1) presenta líneas de emisión de la molécula C₂O, comunmente observada en regiones de formaciones de estrellas masivas (Beuther et al. 2008).

2. Imágenes de Herschel y WISE

En las imágenes de la Fig. 1 presentamos la región de la fuente IRAS08563–4225 observada por Herschel (70 μm) y WISE (22 μm). Con líneas continuas en azul mostramos los contornos de emisión en 1.2 mm de Beltrán et al. (2006). Con líneas verdes de trazos presentamos los contornos del cociente de las imágenes de PACS (70 μm /160 μm). Estas últimas líneas pertenecen al cociente de las densidades de flujos (Jy/pixel): $F_{70}/F_{160} < 1$, los cuales estarían asociados con trazadores de regiones de formación estelar (Bendo 2012). Estos contornos están completamente correlacionadas con las líneas en el milimétrico de Beltrán et al. (2006). En el panel derecho de la Fig. 1 superpusimos los contornos en 70 μm , en verde, sobre la imagen de WISE. Podemos ver que los *clumps 1 y 2* son detectados en 22 μm , otros no presentan emisión apreciable en esta longitud de onda (*clumps 4 y 5*), mientras que los *clumps 3 y 6* no son detectados en las bandas en 70 y 160 μm de Herschel. Estos últimos cuatro *clumps* son candidatos a *starless cores*.

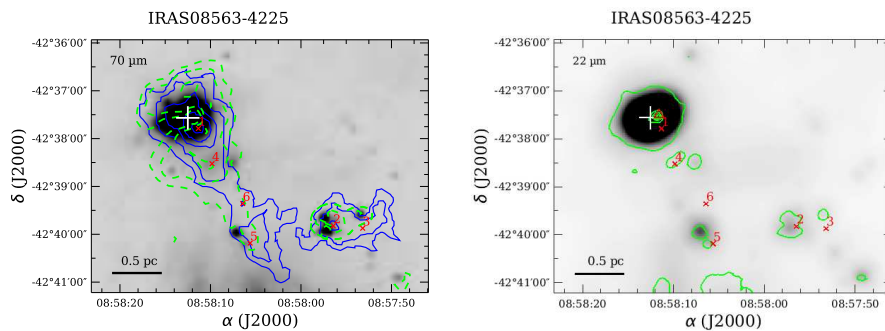


Figura 1. En el panel izquierdo presentamos en azul las líneas de contornos en 1.2 mm sobre la imagen en 70 μm de Herschel. En verde, los contornos del cociente de las imágenes 70/160 μm . En el panel derecho, sobre la imagen en 22 μm de WISE, superpusimos las líneas de contornos en 70 μm (verde). Con el símbolo “+” indicamos la posición de la fuente IRAS, y con el símbolo “x” las posiciones de los *clumps* detectado por Beltrán et al. (2006).

3. Análisis de las SEDs y resultados

A continuación presentamos las SEDs de 4 *clumps* asociados a la fuente IRAS 08563–4225. Realizamos una fotometría de apertura para extraer los flujos en las cinco bandas de Herschel¹. En primera instancia, para modelar las SEDs usamos la grilla de Robitaille et al. (2006) para obtener sistemáticamente un primer ajuste y luego utilizamos el código de Whitney et al. (2003) para refinar los parámetros de éste. El mejor modelo se presenta en línea continua azul. La línea de puntos en el infrarrojo lejano representa a un cuerpo negro modificado y la línea de puntos en el infrarrojo cercano la emisión de la estrella central si ésta no estuviera afectada por la envoltente de polvo (Kurucz 1994). Los flujos observados y considerados en el modelado se representan con rombos llenos. El rombo vacío en la gráfica del *clump 5* corresponde al flujo en 70 μm , el cual presenta un error considerable, resultando poco confiables su valor.

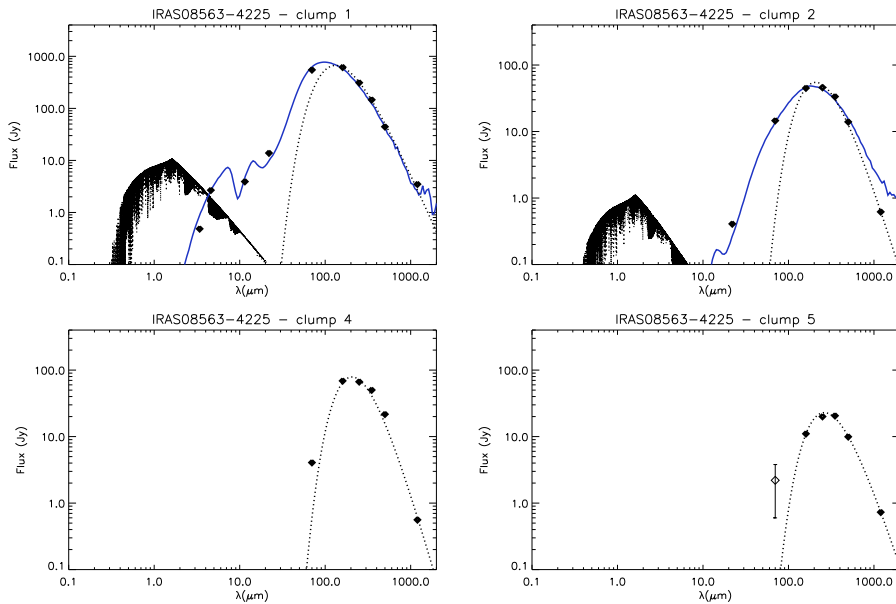


Figura 2. SEDs de *clumps* asociados a la fuente IRAS08563–4225. En los paneles superiores, en azul, mostramos el mejor ajuste con el código de Whitney et al. (2003). En línea de puntos en el infrarrojo cercano la emisión de atmósfera de Kurucz. En los paneles inferior graficamos los candidatos a *starless cores* modelados con un cuerpo negro modificado. Los valores de los errores correspondientes a los flujos indicados con rombos llenos son menores que el tamaño de los símbolos.

La SED del *clump 1* correspondería a un objeto muy joven, el cual sería definido como un núcleo activo siguiendo la definición de Chambers et al. (2009), ya que éste presenta emisiones débiles en el infrarrojo medio. Mientras que la SED del *clump 2*, por ser mucho más débil en el infrarrojo medio que en el caso anterior,

¹Para ello se empleó el procedimiento indicado en HIPE (“*Herschel Interactive Processing Environment*”, <http://herschel.esac.esa.int/>).

sería considerada como un núcleo inactivo entrando a la fase activa, además de que esta SED no puede ser ajustada con la distribución de un cuerpo negro modificado. Se estima que esta fuente tiene $A_V \sim 100$ mag. Las SEDs de los *clumps* 4 y 5 corresponderían a núcleos inactivos debido a que ambos son muy débiles en $70 \mu\text{m}$. Estas últimas SEDs sólo fueron ajustadas con la distribución de un cuerpo negro modificado.

En la Tabla 1, presentamos los parámetros de las envolturas de estos objetos obtenidos a través del modelado de sus respectivas SEDs. Los parámetros del *clump* 1 se corresponden con los de tipo núcleos activos. Los del *clump* 2 a los de las fuentes del tipo núcleos inactivos. Notar que los parámetros de la envoltura M_{env} y R_{env} (masa y radio externo), son relativamente grandes, en tanto que parámetros, tales como la masa del disco (M_{d}), las tasas de acreción del disco (\dot{M}_{d}) y de la envoltura (\dot{M}_{env}), tienen valores muy pequeños, indicios de que los objetos analizados se encuentran en las primeras etapas evolutivas, comenzando la fase de acreción. Estos objetos presentan valores de extinción $\gtrsim 100$ mag. En el caso de los *clumps* 4 y 5 sólo fue posible estimar las temperaturas de la envoltura (T_{env}), mediante un modelo de cuerpo negro modificado. Esto indica que se encuentran en una etapa aún más temprana de la evolución.

Tabla 1. Parámetros de los *clumps* asociados a la fuente IRAS08563–4225

Parámetros	<i>Clump</i> 1	<i>Clump</i> 2	<i>Clump</i> 4	<i>Clump</i> 5
T_{env} (K)			15.6	10.7
M_{d} (M_{\odot})	3.7×10^{-2}	1.9×10^{-3}		
\dot{M}_{d} (M_{\odot}/yr)	8.1×10^{-7}	2.9×10^{-8}		
$R_{\text{ext env}}$ (AU)	10^5	4×10^4		
\dot{M}_{env} (M_{\odot}/yr)	1.7×10^{-3}	6.9×10^{-3}		
M_{env} (M_{\odot})	943	433		

En este trabajo se presentaron resultados iniciales sobre el modelado de las SEDs de 4 *clumps* asociados con la fuente IRAS08563–4225. Uno de ellos se encuentra en la etapa de núcleo activo, otro en la fase de núcleo inactivo entrando a la fase activa y los dos restantes en plena fase de núcleos inactivos, de acuerdo al esquema evolutivo de Chambers et al. (2009). Se continuará con el modelado de otras fuentes del catálogo de Beltrán et al. (2006) de características similares.

Referencias

- Beltrán M. T., et al., 2006, A&A, 447, 221
 Bendo G. J., 2012, IAU Symposium, 284, 97
 Beuther H., et al., 2008, AJ, 675, 33
 Chambers E. T., et al., 2009, AJSS, 181, 360
 Garay g., et al., 2004, AJ, 610, 313
 Kennicutt R. C., Evans II N. J., 2012, ARA&A, 50, 531
 Kurucz R. L., 1994, IAUS, 154, 523
 Robitaille T. P., et al., 2006, AJSS, 167, 256
 Whitney B. A., et al., 2003, AJ, 591, 1049

PRESENTACION MURAL

El Perfil Sinusoidal del Jet HH 31 en la Protoestrella IRAS 04248+2612

L. V. Ferrero¹ & M. Gómez¹

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. In this contribution we study the HH 31 jet, associated with the Class I proto-star, IRAS 04248+2612 (age $\sim 10^5$ yrs), in the Taurus molecular cloud. We use mid-infrared images, taken by Spitzer and WISE, to analyze the sinusoidal or “S-shape” chain of knots (or *EGOs*) that delineate the jet. The binarity of the central source naturally explains the wiggling jet. The orbital period is 2.7 times the estimated dynamical time of the jet. The spatial difference between knots agrees with time elapse expected between quasi-periodic FU Orionis events, suggesting that central star might have experimented this type of events several times since its birth.

Resumen. En esta contribución se estudia el jet HH 31, asociado a la proto-estrella de Clase I, IRAS 04248+2612 (edad $\sim 10^5$ años), de la nube molecular de Taurus. Se usan imágenes en el infrarrojo medio, obtenidas con Spitzer y WISE, para analizar la cadena sinusoidal de “nodos” (o *EGOs*), con perfil en “S”, que delinean el jet. La binaridad de la fuente central explica naturalmente el perfil serpenteante del jet. El período orbital de la binaria es de 2.7 veces el tiempo dinámico estimado para el jet. La diferencia espacial entre “nodos” sucesivos concuerda con los eventos cuasi-periódicos de tipo FU Orionis, sugiriendo que la fuente central podría haber experimentado este tipo de eventos en reiteradas oportunidades desde su nacimiento.

1. Introducción

Uno de los subproductos de la formación de las estrellas es la aparición de los denominados objetos Herbig-Haro (HH), que se originan en la región de choque del viento estelar con el material de la nube molecular. Los objetos HH (pequeños “nodos” de apariencia nebular) fueron observados inicialmente en el rango óptico, en líneas de H y en líneas prohibidas de diversos elementos químicos, tales como [O I], [S II], [N II], entre otros (Herbig 1951; Reipurth & Bally 2001). No obstante, las regiones de choque también son detectadas desde el infrarrojo cercano a la región milimétrica del espectro, particularmente en las líneas de H₂ y en la molécula del CO (ver, por ejemplo, Dent et al. 1995). En este trabajo se analiza la cadena de “nodos” que delinean el perfil en “S” del jet HH 31, asociado a la proto-estrella de Clase I, IRAS 04248+2612 (edad $\sim 10^5$ años), en Taurus.

2. Imágenes infrarrojas

Se empleó la base de datos IRSA (Infrared Science Archive¹) para acceder a las imágenes en [3.6] μm , [4.5] μm y [8.0] μm , tomadas con la cámara IRAC de Spitzer, y a aquéllas en las bandas w1 (3.4 μm), w2 (4.6 μm) y w3 (12 μm), obtenidas por la misión WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer). Dentro de dichos filtros yacen varias líneas atómicas y moleculares (tanto del H_2 como del CO) que son usadas como diagnóstico de zonas de choque de jets estelares y/o objetos HH (Smith & Rosen 2005; Reach et al. 2006). En particular, el filtro [4.5] (con un ancho de banda de $\sim 1 \mu\text{m}$) abarca líneas usualmente intensas en este tipo de objetos (Noriega-Crespo et al. 2004; Marston et al. 2004). Estas regiones de choque (u objetos HH) son usualmente extendidas y resultan de color verde, de acuerdo al código de colores usado en la literatura para las imágenes combinadas en las bandas de IRAC ([3.6] en azul, [4.5] en verde, [8.0] en rojo). De esta manera surgió la denominación de *EGOs* (“Extended Green Objects”, por sus siglas en inglés; ver Cyganowski et al. 2008) para indicar objetos extendidos que presentan emisión prominente en [4.5] μm .

En la Figura 1, panel izquierdo, se muestra una imagen combinada de la región de IRAS 04248+2612, tomada de la base de Spitzer. Se identifican numerosas estructuras (encerradas en círculos verdes), las cuales se corresponden con los “nodos” detectados en [S II] por Gomez et al. (1997), y que representan sub-estructuras no detectadas en las imágenes ópticas. Adicionalmente se identifican nuevas emisiones que se indican con flechas. En el panel derecho de la Figura 1, se muestra la imagen combinada obtenida de la base de WISE. Cabe destacar que sólo los “nodos” o *EGOs* más brillantes son visibles en esta imagen (correspondientes con los nodos C-1, C-2, AB-5, AB-6, AB-7 y AB-8), dada la menor sensibilidad y resolución angular de WISE con relación a IRAC/Spitzer. En la Tabla 1 se listan las coordenadas ecuatoriales, ángulo de posición (P.A.), distancia (d) y tiempo dinámico (τ_{din}) entre cada uno de los nodos y la fuente central. Para el cálculo del tiempo dinámico se adoptó una distancia de 140 pc (Kenyon et al. 1994) y una velocidad “típica” o característica de este tipo de objetos de 200 km s^{-1} (Reipurth & Raga 1999; Reipurth & Bally 2001).

3. Morfología del jet HH 31

En la Figura 1, la cadena de nodos (*EGOs*) que delinean el jet HH 31, asociados a IRAS 04248+2612, evidencian un claro perfil sinusoidal. Padgett et al. (1999) encontraron que esta fuente es un sistema binario con una separación de ~ 25 UA. Otros autores estimaron una masa total de $0.07 M_{\odot}$ para la binaria (White & Hillenbrand 2004; Gramajo et al. 2010); resultando un período orbital de 472.4 años (Tercera Ley de Kepler). Asumiendo una velocidad de 200 km s^{-1} y una extensión total del jet de 0.264 pc, se estima un tiempo dinámico de 1291.6 años. Es decir que la binaria habría dado 2.7 vueltas durante el tiempo dinámico del jet. Resulta entonces plausible atribuir el perfil en forma de “S” del jet al movimiento orbital o binaridad de la fuente central.

¹Disponible a través de la página web dependiente de la NASA: <http://irsa.ipac.caltech.edu/>

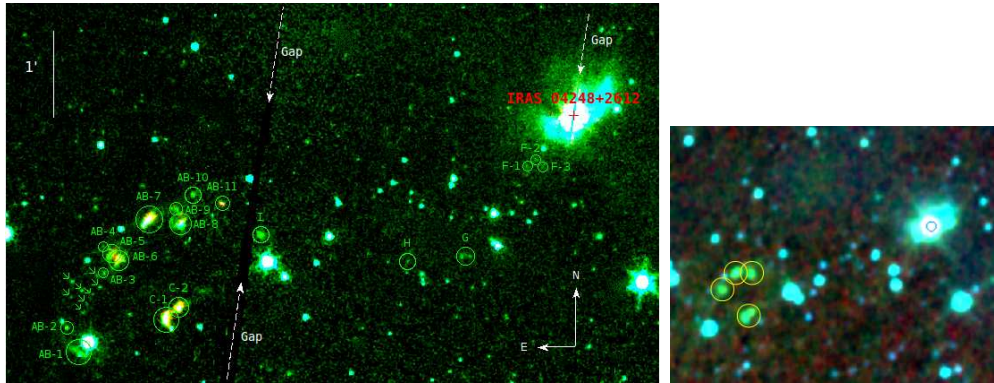


Figura 1. *Izquierda:* Imagen combinada en las bandas $[3.6] \mu\text{m}$ (azul), $[4.5] \mu\text{m}$ (verde) y $[8.0] \mu\text{m}$ (rojo) de IRAC/Spitzer, de un campo de $\sim 8' \times 5'$. Los círculos verdes indican los nodos (*EGOs*) identificados y las flechas verdes posibles candidatos a emisiones en $[4.5] \mu\text{m}$ o *EGOs*. En la imagen puede apreciarse un par de “gaps”, presente en los datos de Spitzer. *Derecha:* Imagen combinada de WISE, en las bandas w1 ($3.4 \mu\text{m}$, azul), w2 ($4.6 \mu\text{m}$, verde) y w3 ($12 \mu\text{m}$, rojo), de un campo de $\sim 9' \times 7'$.

De la Tabla 1 se obtiene que el tiempo dinámico promedio entre nodos es de ~ 122 años, valor compatible con el período de recurrencia de las variables eruptivas de pre-secuencia principal del tipo FU Orionis, lo cual sugiere que la fuente central podría haber experimentado reiterados episodios de este tipo (Hartmann & Kenyon 1996). Sin embargo, no se encuentran en la literatura variaciones de brillos atribuibles a este tipo de fenómeno. IRAS 04248+2612 fue descubierta hace 30 años (Cohen & Schwartz 1983). El tiempo dinámico del nodo más cercano (HH 31E), identificado por Gomez et al. (1997), es de ~ 50 años ($d \sim 12''$ o 0.008 pc, a la distancia de Taurus). Es decir que el último evento FU Orionis de la fuente central podría haber ocurrido 20 años antes de su descubrimiento, lo cual explicaría la carencia de registros históricos de variaciones significativas de brillos de la proto-estrella.

4. Conclusiones y perspectivas futuras

Imágenes de Spitzer y WISE permitieron analizar la morfología, en el infrarrojo medio, del jet HH 31 asociado a IRAS 04248+2612. Las emisiones en las bandas de Spitzer (*EGOs*) se corresponden con los “nodos” identificados en [S II] por Gomez et al. (1997) y permitieron identificar posibles nuevas emisiones, no catalogadas por estos autores.

La forma serpenteante del jet HH 31 se atribuye a la binaridad de la fuente central. El espaciamiento entre “nodos” sucesivos se corresponde razonablemente bien con el período de recurrencia de los eventos de tipo FU Orionis. La carencia de registros históricos de variaciones de brillo de IRAS 04248+2612 del tipo FU Orionis podría atribuirse a que el último estallido ocurrió 20 años antes de su descubrimiento. Es de gran interés, entonces, realizar un monitoreo fotométrico sistemático y continuo de esta proto-estrella. Imágenes en H_2 , en $2.12 \mu\text{m}$, serían de relevancia para complementar el estudio aquí realizado y confirmar

Tabla 1. EGOs identificados en el jet HH 31

Nodo	α (J2000.0) [h:m:s]	δ (J2000.0) [°:':"]	P.A. [°]	d [pc]	τ_{din} [años]
AB-1	04:28:23.4	+26:16:37.4	115.0	0.36	1281.8
AB-2	04:28:23.6	+26:16:50.6	112.6	0.26	1275.4
AB-3	04:28:21.7	+26:17:28.4	108.4	0.24	1148.6
AB-4	04:28:21.8	+26:17:47.0	105.2	0.23	1129.5
AB-5	04:28:21.3	+26:17:41.0	106.6	0.23	1120.8
AB-6	04:28:20.9	+26:17:36.8	107.4	0.23	1104.7
AB-7	04:28:19.4	+26:18:06.2	103.5	0.21	1016.3
AB-8	04:28:17.7	+26:18:02.0	105.4	0.19	946.4
AB-9	04:28:17.9	+26:18:13.4	103.0	0.19	946.8
AB-10	04:28:17.0	+26:18:23.6	101.7	0.18	903.4
AB-11	04:28:15.6	+26:18:16.4	104.4	0.17	841.5
C-1	04:28:18.5	+26:16:54.8	116.5	0.22	1057.7
C-2	04:28:17.8	+26:17:05.0	115.7	0.21	1021.2
F-1	04:27:59.7	+26:18:43.4	136.5	0.03	159.3
F-2	04:27:59.3	+26:18:48.2	139.9	0.03	132.9
F-3	04:27:58.8	+26:18:44.0	149.6	0.03	133.9
G	04:28:03.0	+26:17:40.4	141.9	0.08	410.1
H	04:28:06.0	+26:17:36.9	131.5	0.10	383.2
I	04:28:13.5	+26:17:55.4	110.7	0.16	777.5

fehacientemente la naturaleza de las emisiones detectadas. Velocidades radiales y/o movimientos propios de los distintos *EGOs* permitirían confirmar su pertenencia al jet HH 31 (en particular para HH 31C-1 y 2), así como también determinar las velocidades “reales” de cada uno de ellos.

Referencias

- Cohen M., Schwartz R. D., 1983, ApJ, 265, 877
 Cyganowski C. J., et al., 2008, AJ, 136, 2391
 Dent W. R. F., Matthews H. E., Walther D. M., 1995, MNRAS, 277, 193
 Gomez M., Whitney B. A., Kenyon S. J., 1997, AJ, 114, 1138
 Gramajo L. V., et al., 2010, AJ, 139, 2504
 Hartmann L., Kenyon S. J., 1996, ARA&A, 34, 207
 Herbig G. H., 1951, ApJ, 113, 697
 Kenyon S. J., Dobrzycka D., Hartmann L., 1994, AJ, 108, 1872
 Marston A. P., et al., 2004, ApJS, 154, 333
 Noriega-Crespo A., et al., 2004, ApJS, 154, 352
 Padgett D. L., et al., 1999, AJ, 117, 1490
 Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
 Reipurth B., Bally J., 2001, ARA&A, 39, 403
 Reipurth B., Raga A. C., 1999, in Lada C. J., Kylafis N. D., eds, NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems Herbig-Haro Flows. p. 267
 Smith M. D., Rosen A., 2005, MNRAS, 357, 1370
 White R. J., Hillenbrand L. A., 2004, ApJ, 616, 998

PRESENTACION MURAL

Abundancias de litio y actividad estelar en estrellas con exoplanetas a partir de espectros HARPS

M.G. Flores¹, C.E. Saffe¹, A.P. Buccino^{2,3} & P.J. Mauas³

(1) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE)*

(2) *Depto. de Física. FCEyN. Universidad de Buenos Aires (UBA)*

(3) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. We study the possible excess of lithium (Li) depletion found in stars with planets when they are compared with similar stars (same range of T_{eff} and $\log g$) without planets. Moreover, we analyzed the possible relation between Li abundances and the stellar activity suggested by some authors. We used high-resolution spectra ($R \sim 110.000$) of FGK stars with and without planets taken with the HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher) spectrograph, installed at the 3.6 m ESO telescope.

Resumen. Estudiamos el posible exceso en la reducción de litio (Li) presentado por las estrellas con planetas cuando se las compara con estrellas en el mismo rango de T_{eff} y $\log g$, que no albergan planetas. Además, analizamos la posible relación entre la abundancia del Li y la actividad estelar planteada por algunos autores. Se utilizaron espectros de alta resolución ($R \sim 110.000$) de estrellas FGK con y sin exoplanetas obtenidos con el espectrógrafo HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher), instalado en el telescopio de 3.6 m del ESO.

1. Introducción

Un tema aún en debate es el contenido de Li en las estrellas con planetas respecto a estrellas sin planetas de la vecindad solar. Diversos estudios (e.g. González y Laws 2000) sugieren que las estrellas con exoplanetas presentan menos Li que las estrellas de campo, utilizando muestras de 7 y 28 objetos, respectivamente. Los autores descartan que esto se deba a efectos de metalicidad o T_{eff} . Por otro lado, Ryan (2000) propuso que ambos grupos tienen una abundancia de Li similar, comparando 17 estrellas con exoplanetas en relación a objetos de campo y de cúmulos abiertos. Posteriormente, Israelian et al. (2004) encontraron un probable exceso de agotamiento del Li en una muestra de estrellas con exoplanetas para T_{eff} en el rango 5600-5850 K, en comparación con estrellas de campo en el mismo rango de T_{eff} . Luck & Heiter (2006) estudiaron 55 estrellas con exoplanetas y 216 objetos de campo, sin encontrar diferencias entre las abundancias de Li de estos grupos. Luego, mediante la utilización de espectros HARPS, Israelian et al. (2009) hallaron un exceso en la reducción del Li estudiando una muestra de 70 estrellas con exoplanetas con respecto a 381 estrellas de campo. Estos autores

afirman que la diferencia persiste para aquellas estrellas en el rango de T_{eff} 5600-5900 K.

Por otro lado, Takeda et al. (2010) realizaron un análisis en una muestra de 118 estrellas tipo solar, y encontraron una posible correlación entre las abundancias de Li y la actividad estelar, y en consecuencia con la rotación estelar. Los autores sugieren que el contenido de Li está principalmente dominado por la rotación estelar. Este resultado discrepa con el obtenido por Israelian et al. (2009), donde no se encuentra dicha correlación.

En base a las diferencias planteadas, nuestro objetivo consiste en verificar los resultados obtenidos por Takeda et al. (2010) e Israelian et al. (2009) para una muestra diferente de objetos. Para ésto, nos enfocamos en la búsqueda de posibles correlaciones entre las abundancias de Li y otras propiedades estelares (tales como actividad estelar y velocidad de rotación).

2. Objetos de estudio y parámetros estelares

Las estrellas FGK con y sin exoplanetas junto a sus parámetros fundamentales fueron seleccionadas del catálogo de parámetros espectroscópicos para 451 estrellas del programa de búsqueda de planetas HARPS GTO (Sousa et al. 2008). En este trabajo preliminar, consideramos inicialmente el rango de T_{eff} donde Israelian et al. (2009) encuentran el exceso de agotamiento de Li. De este modo, presentamos un análisis parcial de 16 estrellas con planetas y 12 sin planetas, cuyos espectros se obtuvieron de la base de datos HARPS del telescopio de 3.6 m del ESO¹.

Los parámetros estelares (T_{eff} , $\log g$, V_{turb} , y $[Fe/H]$) fueron derivados por (Sousa et al. 2008), a partir de los anchos equivalentes de líneas de Fe I y Fe II medidos en los espectros HARPS, tal que verificaran el equilibrio de ionización y excitación. Se consideró LTE, y se emplearon modelos de atmósferas de capas plano-paralelas, a tal fin se utilizó el programa ATLAS9 (Kurucz 1993).

3. Análisis y resultados

Utilizando el programa SYNTH (Kurucz & Avret 1981) efectuamos el cálculo de $V_{sen}(i)$ (km s^{-1}) mediante el ajuste de un conjunto de líneas del Fe I y Fe II. El espectro sintético final fue convolucionado con perfiles rotacionales e instrumentales. La dispersión en $V_{sen}(i)$ está dada por la desviación estándar de las distintas líneas utilizadas. Posteriormente, ajustamos la línea de Li I 6707.8 Å mediante el cálculo de espectros sintéticos. Para ello, variamos la abundancia del Li en forma sucesiva y utilizamos los modelos de atmósferas ATLAS9 previamente calculados (ver Figura 1). Cuando no observamos la línea de Li I 6707.8 Å, determinamos límites superiores para las respectivas abundancias²

En la Figura 2 se observa la distribución de las abundancias de Li para estrellas con y sin planetas en función de la T_{eff} en el rango 5600-5850 K. Este rango es

¹<http://archive.eso.org>

²Las abundancias del Li se han medido respecto al hidrógeno mediante $[Li/H]$: la línea de Li I 6707.8 $[Li/H] = \log(Li/H) - \log(Li/H)_{sol}$

similar al utilizado por Israelian et al. (2004, 2009), donde la síntesis espectral fue realizada con el código MOOG (Sneden 1973).

Si bien parecería existir una diferencia entre las abundancias de Li en objetos con y sin planetas, consideramos necesario extender la muestra de objetos junto con el rango de T_{eff} , para así profundizar con más detalle en la causa que da origen a este fenómeno.

Por otro lado, intentamos verificar la correlación obtenida por Takeda et al. (2010) entre la actividad estelar vs. la abundancia de Li. Aquí, se utilizó el índice $r_0(8542)$ como indicador de actividad estelar cromosférico, que corresponde al flujo residual (normalizado al continuo) del centro de la línea 8542.09 Å del Ca II. A diferencia de este trabajo, nosotros utilizamos el índice medio de Mount Wilson $\langle S \rangle$ como indicador de actividad. Este índice fue obtenido a partir del cociente entre el flujo de las líneas de Ca II H (3968.47Å) y K (3933.66Å) y el flujo en dos bandas del continuo cercano (ver Figura 3). Sin embargo, es difícil inferir alguna correlación entre ambos parámetros, ya que en un alto porcentaje sólo hemos podido determinar límites superiores para las abundancias del Li.

En la Figura 4 se muestra la distribución de las abundancias de Li para estrellas con y sin planetas en función de $\mathbf{V} \text{ sen}(i)$. Aquí, no se observa una clara correlación entre ambos parámetros. Ésto puede deberse en parte a que la muestra está limitada a un pequeño rango de $\mathbf{V} \text{ sen}(i)$, ya que los programas de búsqueda de exoplanetas se limitan a estrellas poco activas y de baja rotación.

Se esperaría que las estrellas menos activas o con velocidad de rotación (v_{rot}) baja, presenten abundancias menores, ya que se sostiene que el mecanismo de pérdida de Li causado por la envoltura de mezclado opera más eficientemente a medida que v_{rot} disminuye (Takeda et al. 2010). Ésto explicaría el exceso de agotamiento de Li presente en las estrellas con planetas. Un sistema planetario alteraría la evolución del momento angular de la estrella y la superficie convectiva de mezclado, causando un exceso de falta de Li (Israelian et al. 2009).

Referencias

- González G., Laws C., 2000, AJ 119, 390
 Israelian G., Santos N. C., Mayor M., Rebolo R., 2004, A&A 414, 601
 Israelian G., Delgado M. E., Santos N. C., et al., 2009, Nature 462, 189
 Kurucz R. L., Avrret E. H., 1981, SAO, Spec Rep 391.
 Kurucz R., ATLAS9, Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid, 1993
 Luck R. E., Heiter U., 2006, AJ 131, 3069
 Ryan S. G., 2000, MNRAS 316, 35
 Sousa S. G., Santos N. C., Israelian G., Mayor M., et al., 2006, A&A 458, 873S
 Sousa S. G., Santos N. C., Mayor M., et al., 2008, A&A 487, 373S
 Santos N. C., Israelian G., Mayor M., 2004, A&A 415, 1153
 Santos N. C., Israelian G.; Mayor M., et al., 2005, A&A 437, 1121
 Sneden C. 1973, Ph.D. Thesis, University of Texas
 Takeda Y., Honda S., Kawanomoto S., et al., 2010, A&A 515, 93

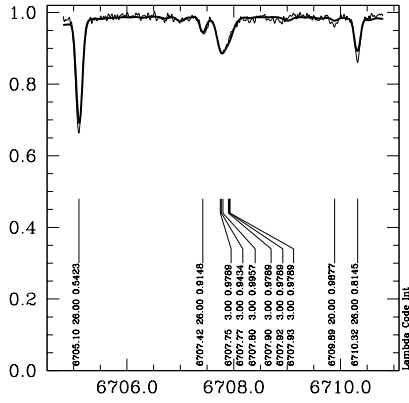


Figura 1. Ajuste de la línea de Li I 6707.8 Å para HD 134664. Las líneas continuas representan los espectros observado (línea fina) y sintético (línea gruesa).

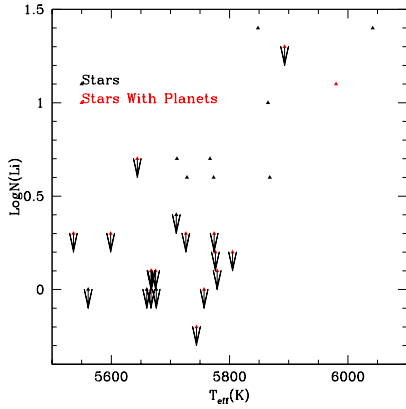


Figura 2. Abundancias de Li vs. T_{eff} , para estrellas con y sin planetas. Indicamos con flechas los límites superiores encontrados para las abundancias de Li.

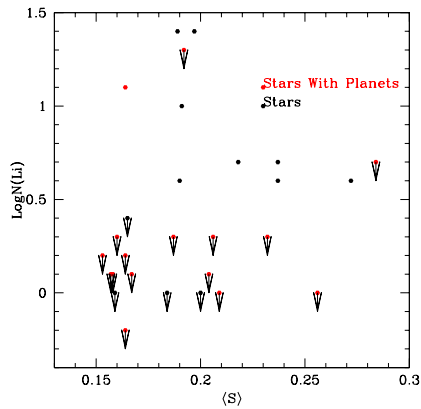


Figura 3. Li vs. $\langle S \rangle$, para estrellas con y sin planetas. Indicamos con flechas los límites superiores encontrados para las abundancias de Li.

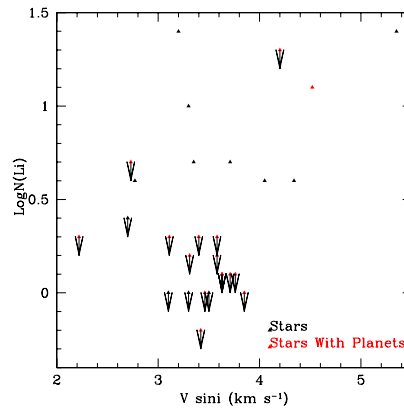


Figura 4. Li vs. $V \sin(i)$ para todos los objetos de la muestra. Indicamos con flechas los límites superiores encontrados para las abundancias de Li.

PRESENTACION MURAL

Estudio observacional de la segunda discontinuidad de Balmer en estrellas Be*

Y.R. Cochetti¹, M.L. Arias^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, J. Zorec³

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina.*

(2) *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP), CONICET-UNLP, Argentina.*

(3) *UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France.*

Abstract. Many Be stars show a second Balmer discontinuity (BD) which is related to the physical properties of their circumstellar envelopes. In this work we analyze the presence and appearance (emission or absorption) of this BD in a sample of Be stars. We observe that the second BD is found in absorption among fast rotating mid- and late-B type stars while there is a tendency to observe it in emission among the hottest stars for any value of $V \sin i$. This result suggests that the circumstellar envelopes emission volume of the latter group is larger and that the scale height of the disk could be higher than one expected from Keplerian rotation.

Resumen. Muchas estrellas Be presentan una segunda discontinuidad de Balmer (DB), la cual se encuentra directamente relacionada con las propiedades físicas de la envoltura circunestelar. En este trabajo analizamos la presencia y el aspecto (emisión o absorción) de la segunda DB en una muestra de estrellas Be. Encontramos que esta DB se observa en absorción en estrellas con alta rotación y más tardías que B3, mientras que un salto en emisión tiende a observarse en las estrellas más tempranas, independientemente de su velocidad de rotación proyectada. Este resultado sugiere que la envoltura de estas últimas ocupa un volumen mayor, con una altura de escala superior a la esperada para un disco Kepleriano.

1. Introducción

La hipótesis más aceptada para la formación de la envoltura extendida en las estrellas Be es la de un disco Kepleriano, producido por la alta rotación estelar (Waters 1986; Hanuschik 1996) pero no existe aún un consenso generalizado acerca de su geometría y sus propiedades físicas. Según este modelo, las estrellas

* Observaciones realizadas con el telescopio J. Sahade en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), en operación según convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Nación y la Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

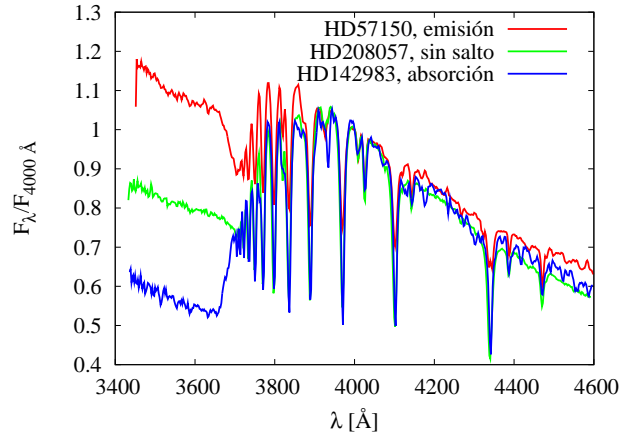


Figura 1. Ejemplos de espectros de estrellas Be con un segundo salto de Balmer en emisión y absorción. Como referencia se incluye a HD 208 057 que no presenta el segundo salto.

con alta velocidad de rotación proyectada $V \text{ seni}$ corresponden a objetos vistos en la dirección del plano ecuatorial, y las estrellas con baja velocidad de rotación proyectada a objetos vistos en la dirección polar (Struve 1931).

La formación de una envoltura ecuatorial densa modifica el continuo de la estrella dando lugar a una segunda componente de la DB, que puede observarse en emisión o absorción (ver Figura 1). Si llamamos D^* a la primera componente de la DB y d a la segunda, el cociente d/D^* será positivo o negativo, según la estrella posea la segunda DB en emisión o absorción, e indicará la intensidad de la misma en relación a la primera. A partir del trabajo de Moujtahid et al. (1998), Aidelman et al. (2012) sugieren la existencia de una relación entre la apariencia de la segunda DB y $V \text{ seni}$. En correspondencia al modelo Kepleriano, la segunda DB estaría en emisión para estrellas con baja velocidad de rotación proyectada $V \text{ seni} < 200$ km/s y aparecería en absorción si $V \text{ seni} > 200$ km/s. Sin embargo, Aidelman et al. (2012) y Divan et al. (1983) encuentran objetos con el segundo salto en emisión y alto $V \text{ seni}$. El comportamiento de estos objetos representa una excepción a la tendencia esperada, y daría lugar a la discusión acerca de la validez del modelo Kepleriano en todas las estrellas Be.

En este trabajo analizamos la presencia y el aspecto (emisión o absorción) de la segunda DB en los espectros de una muestra de estrellas Be y estudiamos las posibles correlaciones entre la segunda DB y parámetros tales como T_{eff} , $\log g$ y $V \text{ seni}$.

2. Trabajo realizado y resultados obtenidos

Para la realización del trabajo contamos con un conjunto de espectros de 38 estrellas de campo clasificadas como Be en el Bright Star Catalogue, que fueron obtenidos con el espectrógrafo Boller & Chivens de CASLEO durante diferentes campañas de observación en el año 2004. Actualmente estamos analizando una muestra de espectros más extensa que la del presente artículo, formada por

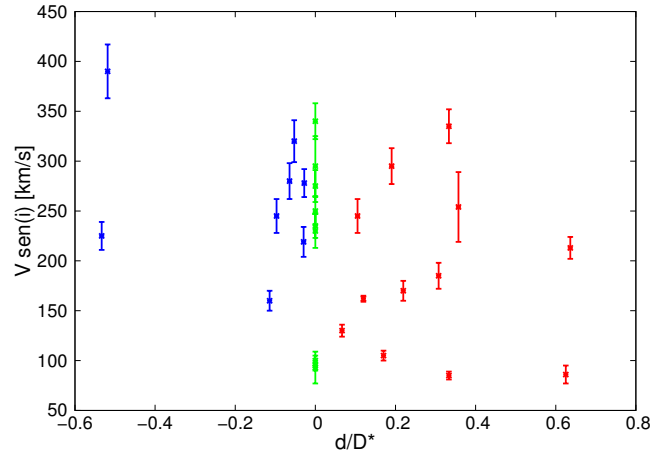


Figura 2. Cociente d/D^* vs. $V \text{ sen } i$. Mismos colores que en la Fig. 1

estrellas Be y Bn, por lo que los resultados presentados en este trabajo son preliminares.

2.1. Correlación con $V \text{ sen } i$

En la Figura 2 se grafican los valores de $V \text{ sen } i$ en función del aspecto de la segunda DB. Los valores de $V \text{ sen } i$ fueron obtenidos de: Zorec et al. (2005); Frémat et al. (2005); Yudin (2001), y de la base de datos de estrellas Be <http://basebe.obspm.fr/basebe>.

De la muestra de 38 objetos, encontramos que 9 de ellos presentan la segunda DB en absorción, 18 en emisión y en las 10 estrellas restantes, la discontinuidad es normal.

Observamos que en el caso de las estrellas que presentan la segunda DB en absorción, los valores de $V \text{ sen } i$ son mayores que 200 km/s, mostrando la tendencia esperada en el trabajo de Moujtahid et al. (1998). Hay una excepción, HD 193 911, que presenta un valor de 160 km/s, que estaría en límite de la correlación.

Para aquellas estrellas con la segunda DB en emisión, los valores de $V \text{ sen } i$ presentan una mayor dispersión, encontrándose muchas estrellas con la segunda discontinuidad en emisión cuyos valores de $V \text{ sen } i$ superan los 200 km/s. Estas estrellas no respetarían la tendencia esperada y se sumarían a las excepciones ya mencionadas. Esto pondría en discusión el modelo generalmente aceptado de disco para el material circunestelar que rodea a las estrellas Be.

2.2. Correlación con T_{eff} y $\log g$

Con el fin de analizar la relación entre la segunda DB con otros parámetros fundamentales de la estrella, determinamos la temperatura efectiva (T_{eff}) y la gravedad superficial ($\log g$) mediante la clasificación BCD (Barbier & Chalonge 1941; Chalonge & Divan 1952). El sistema BCD tiene la ventaja de que la determinación de sus parámetros fundamentales no están afectados por extinción interestelar ni absorción circunestelar, por lo cual resulta adecuado para estudiar estrellas con envolturas extendidas como las Be.

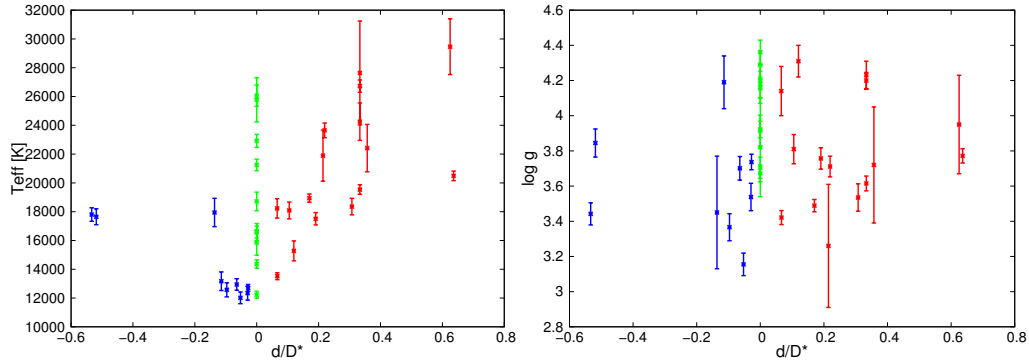


Figura 3. Cociente d/D^* vs. T_{eff} (izquierda) y $\log g$ (derecha). Mismos colores que en la Fig. 1.

En la Figura 3 se muestra la relación de la segunda DB con T_{eff} y $\log g$, respectivamente. En la Figura 3 (izquierda) se observa que las estrellas con la segunda DB en absorción tienen T_{eff} bajas (menores que 18 000 K) mientras que las que tienen la segunda DB en emisión muestran una tendencia hacia altas T_{eff} ; sólo unas pocas muestran bajas temperaturas. Las estrellas que tienen un salto de Balmer normal están presentes para todas las T_{eff} , altas y bajas. En la Figura 3 (derecha) observamos que para las estrellas que presentan una segunda DB, tanto en emisión como en absorción, los valores de $\log g$ cubren un rango similar. En cambio, las estrellas con salto de Balmer normal tienen una tendencia a tener una gravedad efectiva más alta.

Tenemos entonces que la segunda DB se observa en absorción en estrellas con alta rotación y más tardías que B3, mientras que un salto en emisión tiende a observarse en las estrellas más tempranas, independientemente de su velocidad de rotación proyectada. En estos casos, el hecho de observar la segunda DB en emisión en estrellas con alta velocidad de rotación proyectada implicaría que el volumen emisor de la envoltura debería ser mayor que el esperado para un disco Kepleriano, favoreciendo, en algunos objetos, la hipótesis de la existencia una región próxima a la estrella con una escala de altura mayor a la de un disco Kepleriano (Zorec et al. 2007).

Referencias

- Aidelman Y., et al., 2012, *A&A*, 544, A64
 Barbier D., Chalonge D., 1941, *Annales d'Astrophysique*, 4, 30
 Chalonge D., Divan L., 1952, *Annales d'Astrophysique*, 15, 201
 Divan L., Zorec J., Andrillat Y., 1983, *A&A*, 126, L8
 Frémat Y., et al., 2005, *A&A*, 440, 305
 Hanuschik R. W., 1996, *A&A*, 308, 170
 Moujtahid A., et al., 1998, *A&AS*, 129, 289
 Struve O., 1931, *ApJ*, 73, 94
 Waters L. B. F. M., 1986, *A&A*, 162, 121
 Yudin R. V., 2001, *A&A*, 368, 912
 Zorec J., et al., 2007, *A&A*, 470, 239
 Zorec J., Frémat Y., Cidale L., 2005, *A&A*, 441, 235

PRESENTACION MURAL

Primer estudio completo en rayos X del resto de supernova Puppis A.

G. J. M. Luna¹, G. Dubner¹, N. Loiseau^{2,3}, P. Rodríguez-Pascual², M. J. S. Smith^{2,4}, E. Giacani¹ and G. Castelletti¹

¹*IAFE, CC 67 - Suc. 28 (C1428ZAA) CABA - Argentina.*

²*ESAC, Villafranca del Castillo, España*

³*ISDEFE, Madrid, España*

⁴*Telespazio Vega, U.K. S.L.*

Abstract. Using new data obtained with *XMM-Newton* and archive data obtained with *Chandra*, we created the deepest and most complete image ever produced of the supernova remnant Puppis A in soft, medium and hard X-rays. Here we present the image and a precise determination of basic parameters as well as a spectral study of the complete remnant using data of the intervening absorbing column.

Resumen. Sobre la base de observaciones nuevas realizadas con *XMM-Newton* y de archivo obtenidas con *Chandra*, obtuvimos la imagen más profunda y completa jamás producida del resto de supernova (RSN) Puppis A en rayos X blandos, intermedios y duros. Presentamos la imagen obtenida y una determinación precisa de los parámetros característicos juntamente con un análisis espectral realizado por primera vez sobre la fuente completa y utilizando mediciones precisas de la columna de gas absorbente.

1. Introducción

Puppis A es un resto de supernova galáctico, con una extensión de $\sim 50'$ de diámetro, ubicado a una distancia de ~ 2.2 kpc y con una edad de aproximadamente 4000 años. En rayos X, es uno de los restos de supernova más brillantes. En el óptico muestra una estructura filamentaria que en gran escala está correlacionada con las estructuras en radio y rayos X. En el infrarrojo, la radiación se origina por emisión térmica del polvo interestelar calentado por el gas muy caliente que emite en rayos X (Arendt et al. 2010). En radio, los bordes del resto de supernova son muy estructurados. Recientemente, Puppis A también fue detectado en energías de GeV con el satélite Fermi (Hewitt et al. 2012). La emisión es extendida y débil.

2. Propiedades Físicas

Basándonos en la nueva imagen, obtenida combinando 51 apuntamientos con *XMM-Newton* y 9 apuntamientos con *Chandra*, determinamos el flujo en rayos

X en 3 bandas de energía diferentes con una precisión del 5%. El flujo total medido en la banda de energía de 0.3 a 8.0 keV es de $21.6_{-10}^{+14} \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, consistente con estimaciones anteriores (Dubner et al. 2013). A una distancia de 2.2 kpc, la luminosidad total en rayos X es $L_X = 1.2 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, la cual es 800 veces mayor que la luminosidad medida en ondas de radio y sólo un cuarto de la luminosidad en infrarrojo. También re-analizamos los datos en radio para derivar el contenido mínimo de energía almacenado en partículas relativísticas y la intensidad del campo magnético (asumiendo equipartición). De estos cálculos obtuvimos:

$$U_{min} = 4.8 \times 10^{49} \text{ erg} B = 26 \mu G \quad (1)$$

3. Análisis Espectral

En una primera etapa, extrajimos el espectro en 120 regiones del resto de supernova (Figura 1). Cada región tiene un tamaño de $5' \times 5'$ y el fondo fue extraído de regiones externas o del banco de datos de XMM-Newton (*blanksky*). Utilizamos el mismo modelo espectral para todas las regiones (`wabs*vpshock`; Borkowski et al. 2001), que modela la emisión esperada a partir de un choque plano-paralelo, modificada por absorción fotoeléctrica. Debido a que cada región puede contener datos de diferentes observaciones, cámaras y satélites, la estadística del ajuste en términos de χ^2_μ es pobre (> 2) y los errores en los parámetros no pueden ser determinados. Sin embargo, de esta etapa podemos inferir que:

- La absorción obtenida en los ajustes espectrales, en unidades de la densidad de columna de H (N_H) es en general mayor que los valores de N_H obtenidos de las observaciones en radio ($0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ en promedio), lo cual sugiere la presencia de absorción interna;
- La emisión en rayos X es más dura (Figura 2) en la franja central, muy probablemente debido a un aumento de la absorción (Dubner et al. 2013) y/o diferentes condiciones físicas en el plasma que se ven reflejadas espectralmente como variaciones en la temperatura y escala de tiempo de ionización (Katsuda et al. 2010);
- Las diferentes escalas de tiempo de ionización, τ , indican una distribución inhomogénea de densidad y composición química a los largo de Puppis A, debido a que el frente de choque ha ido encontrando regiones del medio interestelar con diferentes condiciones físicas.

Referencias

- Arendt R. G., et al., 2010, ApJ, 725, 585
 Borkowski K. J., Lyerly W. J., Reynolds S. P., 2001, ApJ, 548, 820
 Dubner G., et al., 2013, A&A, 555, A9
 Hewitt J. W., et al., 2012, ApJ, 759, 89
 Katsuda S., et al., 2010, ApJ, 714, 1725

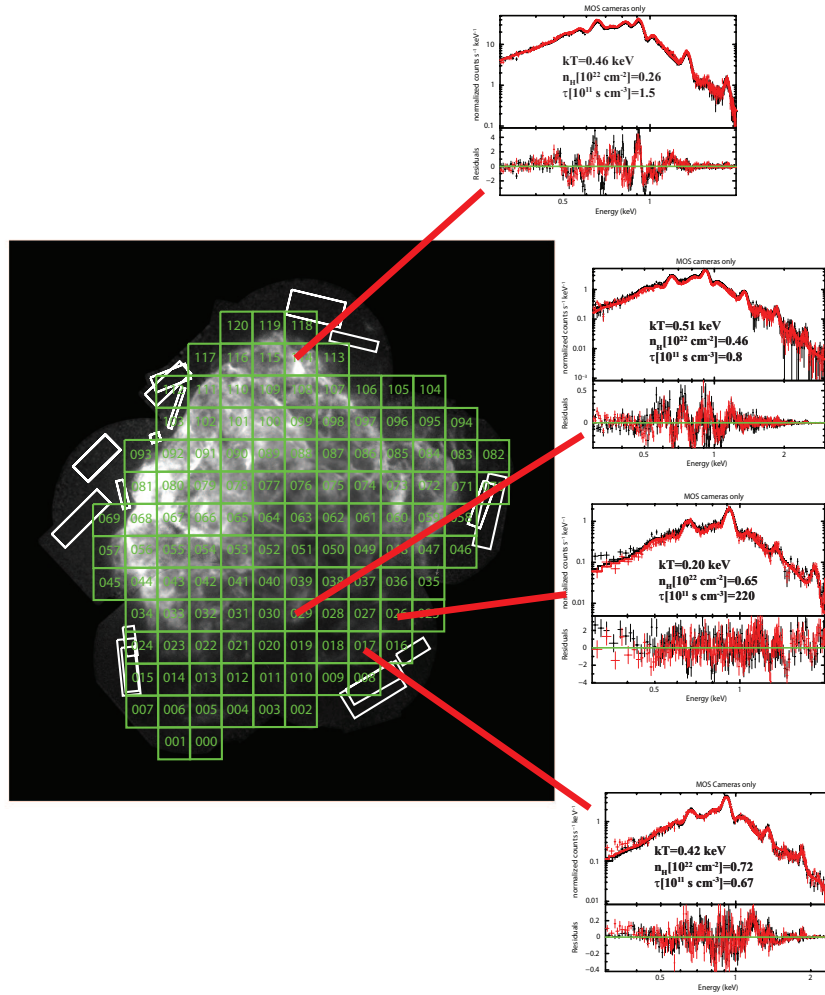


Figura 1. Imagen de rayos X (0.3-0.7 keV) mostrando las regiones utilizadas para la extracción del espectro (rectángulos verdes) y fondo (rectángulos blancos). A la derecha mostramos a modo de ejemplo el espectro en algunas de estas regiones y los valores del ajuste del modelo espectral.

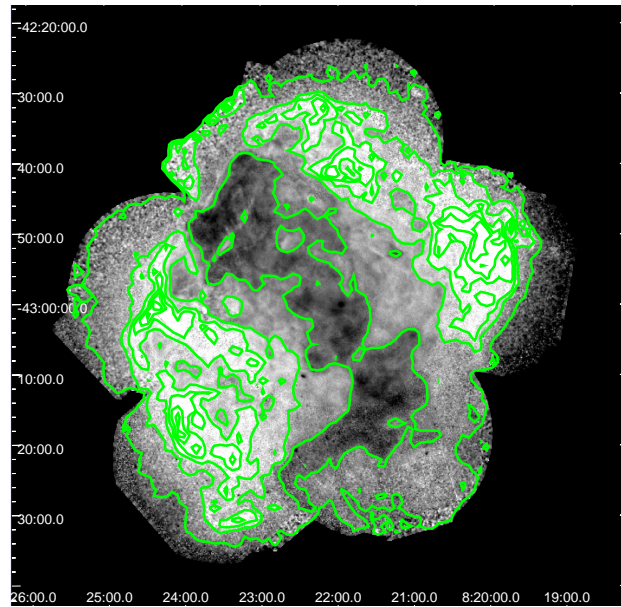


Figura 2. Imagen de la relación de dureza en rayos X. Esta imagen fue obtenida dividiendo la imagen en energías soft ($0.3 < E < 0.7$ keV) por la imagen en energías hard ($1.0 < E < 8.0$ keV). La regiones más oscuras estarían relacionadas con regiones con alta absorción, aunque diferentes temperaturas y/o escalas de tiempo de ionización también podrían estar modificando la relación de dureza en rayos X.

PRESENTACION MURAL

Análisis evolutivo del cúmulo abierto NGC 2527

F. Lovos¹, J. F. González^{2,3} & M. E. Veramendi^{2,3}

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio
(CONICET)

(3) Universidad Nacional de San Juan (UNSJ), Argentina

Abstract. We present a spectroscopic analysis of 13 ($V < 11$) stars in the open cluster NGC 2527. We carried out a study of radial velocity variability and kinematic membership. We detected three double-lined spectroscopic binaries, two of which are cluster members. One of the binaries is a blue straggler, for which we discuss possible formation scenarios. We conclude that this system would have been formed dynamically through a binary-binary or binary-single encounter, being the blue straggler the result of the merger of the companions of the original binary.

Resumen. Se presenta un análisis espectroscópico para 13 estrellas ($V < 11$) en el campo del cúmulo abierto NGC 2527. Se analizó variabilidad en velocidad radial y probabilidad cinemática de pertenencia al cúmulo. Se detectaron tres binarias espectroscópicas de doble línea, dos de las cuales son miembros del cúmulo. Una de éstas es un *blue straggler*, para el cual se discuten posibles escenarios de formación. Se concluye que se habría formado por fusión de las componentes de un sistema binario como resultado de un encuentro dinámico con otra binaria o estrella simple.

1. Observaciones espectroscópicas y velocidades radiales

Se presentan observaciones espectroscópicas de 13 estrellas brillantes del cúmulo abierto austral NGC 2527. Este es el primer trabajo cinemático que incluye estrellas de secuencia principal, ya que actualmente sólo cuenta con determinaciones de velocidad para sus dos estrellas gigantes (Mermilliod et al. 2008; Reddy et al. 2013). Un aspecto interesante de NGC 2527 es que su estrella más brillante, es un *blue straggler* (BS) (Ahumada & Lapasset 2007).

Se obtuvieron 148 espectros entre los años 2000 y 2011 con el espectrógrafo echelle REOSC del CASLEO. Estos espectros tienen un poder resolvente de 13100 y cubren un rango espectral 3600–6000 Å en 25 órdenes echelle. La reducción de las observaciones (corrección por BIAS y FLATFIELD, extracción de los espectros y calibración en longitudes de onda) se realizó de la manera usual empleando el programa IRAF. Las velocidades radiales (VRs) se midieron usando correlaciones cruzadas (Tonry & Davis 1979) y un método de separación espectral (González & Levato 2006). Para esto se emplearon espectros de referencia sintéticos de las bases de datos BLUERED (Bertone et al. 2008) y POLLUX

(Palacios et al. 2010), los cuales se convolucionaron con perfiles rotacionales teniendo en cuenta el ensanchamiento de las líneas espectrales.

2. Análisis de variabilidad y pertenencia al cúmulo

Las velocidades medias obtenidas para cada estrella y su error ϵ se listan en la Tabla 1. La identificación de los objetos corresponde a la de Lindoff (1973). En los sistemas binarios de doble línea (SB2) se consigna la velocidad del centro de masas. La columna 4 da el cociente entre el error externo ϵ_2 correspondiente a la dispersión de las observaciones y el error interno de medición ϵ_1 . La variabilidad fue evaluada mediante la probabilidad $P(\chi^2)$ calculada de la misma manera que en González & Lapasset (2000). Esta probabilidad se lista en la columna 6 de la misma tabla, mientras la columna 7 muestra la clasificación de las estrellas como variables (var), constantes (cte) o SB2. La clasificación de las estrellas 14, 156 y 160, que poseen sólo dos mediciones, debe ser considerada como provisoria.

Tabla 1. VRs medias y variabilidad y pertenencia cinemática.

Obj.	VR km/s	ϵ km/s	ϵ_2/ϵ_1	n	$P(\chi^2)$ (%)	var	σ km/s	$\frac{VR-VR_c}{\sigma}$ km/s	Mem.
10	40.9	0.5	1.2	6	35.7	cte	1.2	-0.0	m
14	39.3	7.7	0.5	2	88.6	cte	7.8	-0.2	m
16	41.5	0.7		21		SB2	1.3	0.4	m
28	-3.1	0.8		21		SB2	1.3	-34.5	no-m
43	33.0	16.3	11.9	5	0.0	var	16.1	-0.5	m?
44	39.4	2.9	0.8	4	77.2	cte	3.1	-0.5	m
48	45.3	2.6	0.8	11	80.1	cte	2.8	1.6	m
57	39.9	1.1	0.4	7	99.6	cte	1.5	-0.7	m
63	41.2	0.8	0.5	15	99.9	cte	1.3	0.2	m
156	44.3	3.9	0.1	2	99.9	cte	4.0	0.8	m
160	40.7	4.6	0.2	2	98.3	cte	4.7	-0.1	m
203	40.6	0.5	1.5	6	8.9	cte	1.1	-0.4	m
213	41.5	0.7		46		SB2	1.3	0.4	m

Se calculó la velocidad media del cúmulo promediando las velocidades de todas las estrellas exceptuando el SB2 28 (claramente no-miembro del cúmulo) y la 43 (variable de VR). Se obtuvo para el cúmulo una velocidad de $VR_c = +41.0 \pm 0.2$ km/s, en excelente acuerdo con el valor medio de las 2 gigantes (estrellas 10 y 203) obtenido por Reddy et al. (2013, $+40.7 \pm 0.2$ km/s), y similar al de Mermilliod et al. (2008, $+39.60 \pm 0.06$ km/s).

Para el análisis de pertenencia cinemática se asumió que la función densidad de probabilidad de pertenencia sigue una distribución gaussiana con un ancho σ que es la suma cuadrática de tres contribuciones: la dispersión de velocidades dentro del cúmulo (se adoptó 0.5 km/s, dispersión típica observada en cúmulos abiertos, ver Mermilliod et al. 2008), la incerteza de la velocidad promedio del cúmulo y el error de la VR de la estrella considerada. Se consideró miembro a un objeto cuando la diferencia entre su VR y la media del cúmulo resultó menor a 2σ . En la columna 10 de la tabla 1 se indica el resultado de pertenencia.

cia para cada objeto. Hacemos notar que las estrellas 57 y 203, consideradas como no-miembros por Lindoff (1973), son cinemáticamente miembros, con velocidad radial constante. Sus movimientos propios son también compatibles con la pertenencia al cúmulo (Baumgardt et al. 2000).

En el caso de las SB2, se obtuvieron sus parámetros orbitales mediante el ajuste de las curvas de VR. El sistema 16 presentó una órbita circular y una razón de masas $q = 0.94 \pm 0.012$, mientras que el BS binario 213 tiene una órbita elíptica ($e = 0.406 \pm 0.002$) y $q = 0.49 \pm 0.004$. El sistema 28 no sería miembro, ya que su VR media (-3 km/s) es muy diferente a la del cúmulo ($+41$ km/s).

3. Escenarios de formación de la BS 213

Es un sistema binario cuya actual primaria es un blue straggler (BS), presentando una edad aparente de 280 millones de años, considerablemente más joven que el cúmulo (~ 630 millones de años, Lovos et. al, en preparación). En principio, su carácter de binaria sugiere un escenario de transferencia de masa en el que la primaria podría estar acretando masa de la secundaria, la cual estaría llenando su lóbulo de Roche. En la Figura 1 se muestran los radios calculados para el lóbulo crítico de la secundaria (R_{LB}) en función de q y el semieje mayor a de la órbita. Puede verse que para que el radio de la secundaria sobrepase el R_{LB} y pueda comenzar a transferir masa, ésta debería haber sido una estrella gigante ($18 - 30 R_{\odot}$). Esto no se condice con los parámetros estimados ($R_B \sim 1.8 R_{\odot}$), particularmente la baja luminosidad de la secundaria. Por otra parte, en este escenario la órbita se hubiera circularizado rápidamente por efectos de marea (Claret & Cunha 1997), lo cual está en desacuerdo con la excentricidad observada ($e = 0.406$). Por lo tanto, consideramos probable que la BS 213 se haya originado dinámicamente, como resultado de la interacción de una binaria con una estrella simple (u otra binaria). De acuerdo con este escenario - avalado por las simulaciones numéricas de Portegies Zwart et al. (2001) y Portegies Zwart et al. (2004) - la primaria actual sería el resultado de la fusión de las componentes de la binaria original.

4. Conclusiones

De las trece estrellas estudiadas doce resultaron ser miembros del cúmulo. Entre ellas, tres serían binarias espectroscópicas (objetos 16, 43 y 213). El SB2 16 presenta una órbita circular con un período de 6.43 días. La escala de tiempo estimada para su circularización ($\tau_{\text{circ}} \sim 10^8$ años) es consistente con la edad del cúmulo, lo que indicaría que es una binaria primordial. Por el contrario, el BS 213 se habría formado por interacción dinámica de una binaria con una estrella simple (u otra binaria). Este cúmulo es interesante desde el punto de vista evolutivo ya que en él se presentan evidencias de diferentes procesos que tienen lugar simultáneamente en los sistemas estelares: evolución estelar, evolución dinámica, evolución orbital de binarias y generación de *blue stragglers* (BSs) por interacciones dinámicas.

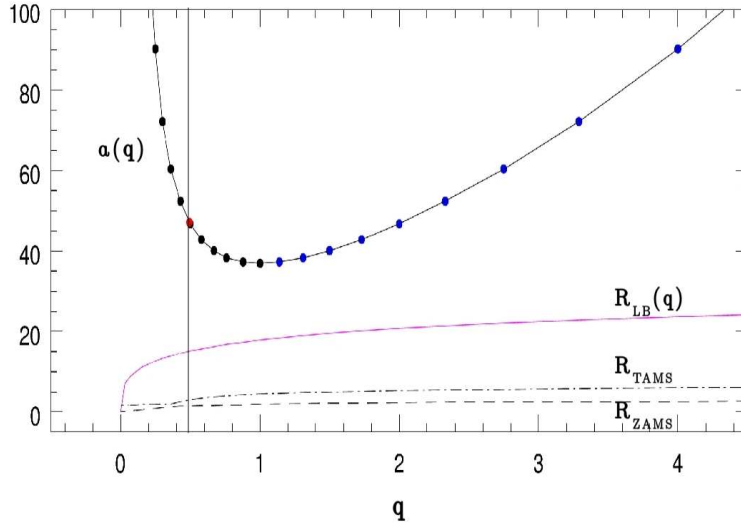


Figura 1. Posibles configuraciones para el sistema 213. Se muestra en función de la razón de masas el radio del lóbulo crítico de la secundaria (R_{LB}) el semieje orbital y, a modo comparativo, los radios correspondientes a la secuencia principal de edad cero (ZAMS) y la secuencia principal terminal (TAMS).

Referencias

- Ahumada J. A., Lapasset E., 2007, *A&A*, 463, 789
 Baumgardt H., Dettbarn C., Wielen R., 2000, *A&AS*, 146, 251
 Bertone E., et al., 2008, *A&A*, 485, 823
 Claret A., Cunha N. C. S., 1997, *A&A*, 318, 187
 González J. F., Lapasset E., 2000, *AJ*, 119, 2296
 González J. F., Levato H., 2006, *A&A*, 448, 283
 Lindoff U., 1973, *A&AS*, 9, 229
 Mermilliod J. C., Mayor M., Udry S., 2008, *A&A*, 485, 303
 Palacios A., et al., 2010, *A&A*, 516, A13
 Portegies Zwart S. F., et al., 2004, *MNRAS*, 351, 473
 Portegies Zwart S. F., et al., 2001, *MNRAS*, 321, 199
 Reddy A. B. S., Giridhar S., Lambert D. L., 2013, *MNRAS*, 431, 3338
 Tonry J., Davis M., 1979, *AJ*, 84, 1511

PRESENTACION MURAL

Estrellas Be en cúmulos abiertos

Y.J. Aidelman^{1,2}, L.S. Cidale^{1,2} & J. Zorec^{3,4}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET)*

(3) *Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS (UMR7095), France*

(4) *Université Pierre & Marie Curie, (UMR7095), France*

Abstract. Be stars are non-supergiant B-type stars which show or have shown once the line $H\alpha$ in emission. This emission is attributed to the formation of a circumstellar envelope. The evolutionary state of the Be stars still is a big question because the phase in which the disk formation process takes place is uncertain. To address this problem, we have begun a study of Be stars in galactic open clusters. In this paper we show some preliminary results.

Resumen. Las estrellas Be son objetos de tipo espectral B enanas o gigantes que presentan o han presentado alguna vez la línea $H\alpha$ en emisión. Dicha emisión es atribuida a la formación de una envoltura circunestelar. El estado evolutivo de las estrellas Be aún es un gran interrogante debido a que se desconoce el momento en que ocurre la formación del disco alrededor de la estrella. Para encarar esta problemática hemos comenzado un estudio de las estrellas Be pertenecientes a cúmulos abiertos galácticos. En el presente trabajo mostramos algunos resultados preliminares.

1. Introducción

Actualmente se define una estrella Be como un objeto de tipo espectral B enanas o gigantes (no supergigante) que presenta o ha presentado alguna vez la línea $H\alpha$ en emisión. Esta emisión se atribuye a la formación de una envoltura circunestelar. La mayoría de los estudios sugieren una envoltura en forma de un disco ecuatorial.

Hoy en día se sabe que existen diversos fenómenos que podrían contribuir a la formación de dicha envoltura, como por ejemplo la alta rotación, las pulsaciones no radiales, la binaridad, fuertes vientos y campos magnéticos. Los tipos espectrales de estos objetos se encuentran entre las estrellas O tardías y las A tempranas y su distribución muestra dos máximos, uno en los tipos espectrales B1–B2 y otro en B7–B8 (Mermilliod 1982). Una explicación para la existencia de estos máximos fue propuesta por Zorec et al. (2007). En dicho trabajo se explica que la conjunción entre el comportamiento de la función fuente en $H\alpha$ y la función inicial de masa hace que la probabilidad de encontrar estrellas Be sea máxima en los tipos espectrales B2 y B7.

Según Tarasov & Malchenko (2012) la incidencia de las estrellas Be en cúmulos abiertos estaría relacionada con la edad del cúmulo. Por lo que este fenómeno

podría ocurrir mientras la estrella evoluciona hacia la segunda fase de contracción, aumentando su momento angular. Sin embargo esto se contradice con los resultados encontrados por Zorec et al. (2005) para las estrellas Be de campo, ya que de acuerdo a este trabajo el fenómeno Be podría aparecer en cualquier momento de la secuencia principal. Por otro lado Fabregat & Torrejón (2000) también estudiaron la incidencia de estrellas Be en cúmulos abiertos y encontraron que las estrellas Be clásicas aparecen a una edad de 10 Myr alcanzando su máximo de frecuencia entre los 13 y los 25 Myr, mientras que para los cúmulos más viejos la cantidad de estrellas Be disminuye con la edad.

Los cúmulos abiertos son el escenario óptimo para analizar y discutir particularidades de la formación y evolución de este tipo de estrellas ya que se pueden determinar la edad y la distancia de los mismos. Una ventaja adicional es que se puede considerar que todas las estrellas pertenecientes a un cúmulo tienen la misma composición química. Por esta razón comenzamos a estudiar la población de estrellas tipo B y Be en cúmulos abiertos galácticos. En el presente trabajo mostramos algunos resultados preliminares basados en observaciones espectroscópicas de dichos objetos.

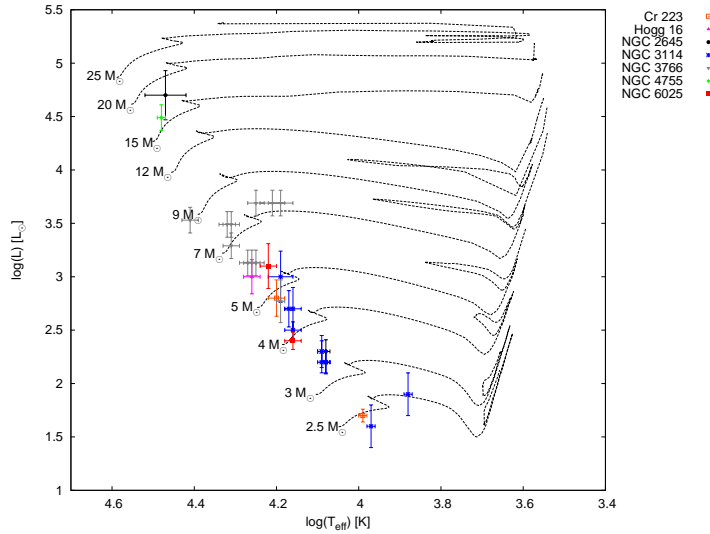


Figura 1. Ubicación de estrellas con fenómeno Be en el diagrama HR junto con los caminos evolutivos dados por Ekström et al. (2012). Los cúmulos NGC 2645 y NGC 4755 tienen edades menores a 10 Myr, mientras que el resto tiene edades menores a 30 Myr.

2. Observaciones y metodología

Desde el año 2002 hasta la actualidad el grupo de investigación MEP (Modelos de Estrellas Peculiares) ha estado observando estrellas tipo B de cúmulos abiertos galácticos. Hoy en día contamos con aproximadamente 230 espectros de baja resolución en el rango de longitud de onda correspondiente a los alrededores de la discontinuidad de Balmer (que se observa en $\lambda = 3700 \text{ \AA}$) pertenecientes a los cúmulos Collinder 223, Hogg 16, NGC 2645, NGC 3114, NGC 3766, NGC 4755, NGC 6025 entre otros. Las observaciones fueron realizadas en CASLEO

con el espectrógrafo Boller & Chivens adosado al telescopio de 2.15 m “Jorge Sahade” empleando una red de 600 l mm^{-1} . La resolución espectral efectiva es de 4.53 \AA cada dos pixeles. Todos los espectros fueron calibrados en longitud de onda y flujo.

Utilizando el sistema espectrofotométrico BCD (Barbier & Chalonge 1941; Chalonge & Divan 1973) hemos medido la altura, D ; la posición media, λ_1 , y el gradiente de color, Φ_b , de dicha discontinuidad para cada una de las estrellas observadas. Estos tres valores nos permitieron determinar el tipo espectral, la clase de luminosidad, la temperatura efectiva, la gravedad superficial, las magnitudes absolutas visual y bolométrica y el gradiente de color intrínseco. A partir de la determinación de estos parámetros fundamentales pudimos calcular el exceso de color $E(B-V)$, el módulo de distancia y la luminosidad de cada objeto. Esto nos permitió calcular valores promedios para el módulo de distancia y enrojecimiento de cada cúmulo. Finalmente volcando estos resultados en un diagrama HR tenemos una estimación de la edad de cada asociación estelar. Una descripción detallada de este método fue realizada por Zorec et al. (2009, Apéndice A) y su aplicación a estrellas Be se puede encontrar en los trabajos de Zorec et al. (2005) y de Aidelman et al. (2012).

3. Discusión

El sistema espectrofotométrico BCD es una poderosa herramienta para determinar los parámetros estelares de estrellas Be. Esto se debe a que los parámetros D y λ_1 no están afectados ni por la absorción interestelar ni por la circunestelar (Zorec & Briot 1991). Así conseguimos una determinación más precisa de los tipos espectrales.

En la Figura 1 se muestra la ubicación de 13 estrellas Be en el diagrama HR junto con los caminos evolutivos dados por Ekström et al. (2012). Además se grafican estrellas que podrían presentar dicho fenómeno ya que en su espectro se observa una segunda discontinuidad de Balmer y que hasta el momento no han sido reportadas como Be. Este segundo salto, que puede verse en absorción o emisión, está asociado a la presencia de una envoltura circunestelar. Divan (1979) explica que esta segunda discontinuidad aparece en longitudes de onda más cortas debido a que el potencial de ionización del gas de la envoltura se encuentra a una densidad menor. Por esta razón, en este tipo de espectros, el primer salto se corresponde con la fotosfera estelar y el segundo se asocia con la presencia de una envoltura gaseosa más fría y menos densa.

En el diagrama HR podemos ver que los cúmulos más jóvenes son los que presentan estrellas Be de tipos más tempranos, como por ejemplo: CD-45 4355 (B0 II) y CPD-59 4559 (B0 III), pertenecientes a NGC 2645 y NGC 4755 (que tienen edades menores a 10 Myr), respectivamente. Sin embargo la mayoría de las estrellas con envolturas circunestelares se encuentran en cúmulos de mayor edad como el NGC 3114 y NGC 3766 que tienen entre 20 y 30 Myr, en acuerdo con los resultados de Tarasov & Malchenko (2012). En estas agrupaciones encontramos estrellas en su mayoría enanas (clases de luminosidad IV y V) y algunas gigantes (clase de luminosidad III). Los tipos espectrales van desde A1 hasta B2 para las enanas y desde B6 hasta B0 para las gigantes.

Un resultado interesante se observa en NGC 3766 donde estrellas de masas y edades similares presentan estados evolutivos diferentes. Este comportamiento

Tabla 1. Parámetros estelares de las estrellas Be observadas.

1	2	3	4	1	2	3	4
Collinder 223				NGC 3766			
TYC 8613-1295-1 ^{dd}	A1 V	0.13	11.95	ALS 2398	B5 III	0.23	11.97
HD 305 217 ^{dd}	B5 IV	0.28	11.26	ALS 2408	B4 III	0.29	11.72
Hogg 16				CPD-60 3125	B2 IV	...	11.57
HD 116 875 ^{dd}	B4 V	0.23	8.02	CPD-60 3128	B3 III	0.25	10.28
NGC 2645				CD-60 3626	B3 V	0.13	10.56
CD-45 4355	B0 II	0.40	13.10	HD 306 798	B3 IV	0.37	10.76
CPD-45 2775 ^{dd}	B8 IV	0.53	9.78	ALS 2401 ^{dd}	B5 II	0.31	12.65
NGC 3114				HD 306 657 ^{dd}	B2 V	0.43	11.78
HD 87 031 ^{dd}	B8 IV	0.03	8.82	HD 306 793	B3 V	0.34	11.14
HD 87 125 ^{dd}	B8 IV	0.11	8.61	CPD-60 3087	B3 V	...	12.47
HD 87 137 ^{dd}	B8 IV	HD 308 852 ^{dd}	B5 IV	0.14	11.19
HD 87 309 ^{dd}	B9 IV	0.14	8.92	NGC 4755			
HD 87 366 ^{dd}	B8 V	CPD-59 4559 ^{dd}	B0 III	0.62	12.29
HD 87 436 ^{dd}	A7 III:	NGC 6025			
HD 87 458 ^{dd}	B6 III	HD 143 413 ^{dd}	B5 III	0.31	9.34
HD 304 831 ^{dd}	B7 VI:	0.15	10.10	HD 143 412 ^{dd}	B7 V	0.40	8.72
HD 304 829 ^{dd}	A1 V ^{mk}	0.10	8.45				
HD 87 404 ^{dd}	B6 IV				
HD 87 818 ^{dd}	B5 IV	0.01	10.28				

Columna 1: ID, columna 2: TE y CL, columna 3: $E(B - V)$, columna 4: $(m_v - M_v)_0$. El símbolo : significa que los valores están extrapolados. (dd) Estrellas que presentan una doble discontinuidad de Balmer. (mk) Estrellas clasificadas con el método MK.

podría deberse a un fenómeno particular que acelera la evolución estelar, como por ejemplo la binaridad.

Referencias

- Aidelman Y., et al., 2012, A&A, 544, A64
 Barbier D., Chalonge D., 1941, Annales d'Astrophysique, 4, 30
 Chalonge D., Divan L., 1973, A&A, 23, 69
 Divan L., 1979, in McCarthy M. F., Philip A. G. D., Coyne G. V., eds, IAU Colloq. 47: Spectral Classification of the Future Vol. 9 of Ricerche Astronomiche, Quantitative spectral classification of Be stars on low dispersion spectra. pp 247-256
 Ekström S., et al., 2012, A&A, 537, A146
 Fabregat J., Torrejón J. M., 2000, A&A, 357, 451
 Mermilliod J. C., 1982, A&A, 109, 48
 Tarasov A. E., Malchenko S. L., 2012, Astronomy Letters, 38, 428
 Zorec J., Briot D., 1991, A&A, 245, 150
 Zorec J., et al., 2009, A&A, 501, 297
 Zorec J., Frémat Y., Cidale L., 2005, A&A, 441, 235
 Zorec J., et al., 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, Rotation in the ZAMS: Be and Bn stars. p. 539

PRESENTACION MURAL

Kinematic study of six galactic old open clusters

J.F. González^{1,5}, A.V. Smith-Castelli^{2,3,5}, J.P. Caso^{2,3}, and A.E. Piatti^{4,5}

(1) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (CONICET-UNSJ)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (UNLP-CONICET)*

(3) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

(4) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(5) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)*

Abstract. We present Gemini GMOS spectroscopic observations of 134 stars in the field of 6 old (2-8 Gyr) open clusters in the third galactic quadrant: Be 32, Be 39, NGC 2112, NGC 2243, NGC 2682, and Tr 5. We determined the mean cluster radial velocity and analyzed kinematic membership for all clusters except Tr 5, for which there is no clear accumulation point in the radial velocity distribution. A double lined spectroscopic binary was detected in Be 32. The typical error in our mean cluster velocities is 0.5 km s^{-1} . The accuracy achieved in individual measurement of low rotating stars demonstrates the capability of GMOS for obtaining radial velocities with uncertainties of $1.5\text{-}2.0 \text{ km s}^{-1}$.

Resumen. Se presentan observaciones espectroscópicas con GMOS de 134 estrellas en el campo de 6 cúmulos abiertos viejos ($2 - 8 \times 10^9$ años) en el tercer cuadrante galáctico: Be 32, Be 39, NGC 2112, NGC 2243, NGC 2682 y Tr 5. Se determina la velocidad radial media y se analiza la probabilidad de pertenencia en todos los cúmulos excepto Tr 5, para el cual la distribución de velocidades no muestra una concentración clara. Se detecta una binaria de doble línea en Be 32. El error típico en la velocidad media de los cúmulos es 0.5 km s^{-1} . La precisión alcanzada en las mediciones individuales de estrellas de baja rotación muestra la capacidad de GMOS para la obtención de velocidades radiales con incertezas de $1.5\text{-}2.0 \text{ km s}^{-1}$.

1. Observations and data reduction

We obtained low-resolution near-IR spectra for 134 stars in the field of 6 old open clusters. The sample includes red giants, subgiants, upper main sequence stars, and blue stragglers, with apparent V magnitude between 12.3 and 17.1 mag. We used the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) at Gemini North, with the R831+G5302 grating blazed at 8500 \AA . No spectral dithering was performed.

A slit width of $1''$ and binning 1×2 were selected. This configuration gives a resolution (FWHM) of 2.7 \AA and a wavelength coverage $7200\text{--}9900 \text{ \AA}$ depending on the slit positions. The total exposure time for each cluster was 1200 s , split in three exposures of 400 s .

Data reduction was performed using the specific tasks for multi-object mode of the `gemini.gmos` package within IRAF. The process included bias and flatfield corrections as well as wavelength calibration through CuAr arcs. Neither flux calibration nor telluric absorption correction were performed. The S/N-ratio achieved ranges typically from 30 to 200 according to the different brightness of the stars in the same field.

2. Radial Velocities and cluster membership

Radial velocities were measured by cross-correlations using as templates synthetic spectra of appropriate temperature and gravity, which were taken from the Pollux database (Palacios et al. 2010) and broadened to mimic the spectral resolution of our observed spectra. A precision of about $1.5\text{--}2.0 \text{ km s}^{-1}$ was achieved in slowly rotating stars. This shows the capability of GMOS for stellar kinematic studies.

Fig. 1 shows the velocity distribution in each stellar field. The cluster velocity is clearly identified in all clusters except Tr 5, which exhibits a very broad velocity distribution, consistent with the field dispersion. A proper kinematic membership study in this cluster would require a more extensive observational campaign.

To calculate the mean radial velocity of the clusters and to assign memberships, we consider stars with radial velocity within 2σ from the average. The obtained cluster velocities are listed in Table 1. Column 2 in this table lists the number of observed stars in each cluster, column 3 and 4 the mean cluster velocity and its uncertainty, column 5 the velocity rms of member stars, and column 6 the number of member stars. Figure 2 shows the location in the cluster Color-Magnitude diagrams of all observed stars distinguishing members and non-members.

Cluster	N_{obs}	RV_{cl} km s^{-1}	err km s^{-1}	σ km s^{-1}	N_{cl}
Be 32	24	107.5	1.1	4.0	14
Be 39	23	60.9	0.3	1.4	16
NGC 2112	20	31.0	0.6	2.5	18
NGC 2243	22	63.8	1.0	4.2	19
NGC 2682	25	34.0	0.7	3.2	21
Trumpler 5	21	52.6	2.0	8.8	20

Table 1. Mean cluster radial velocities.

The cross-correlation function of the star Be32-465 showed a double peak indicating it is a double-lined spectroscopic binary. Since both components have radial velocities significantly lower than the cluster mean, this binary would not be a cluster member.

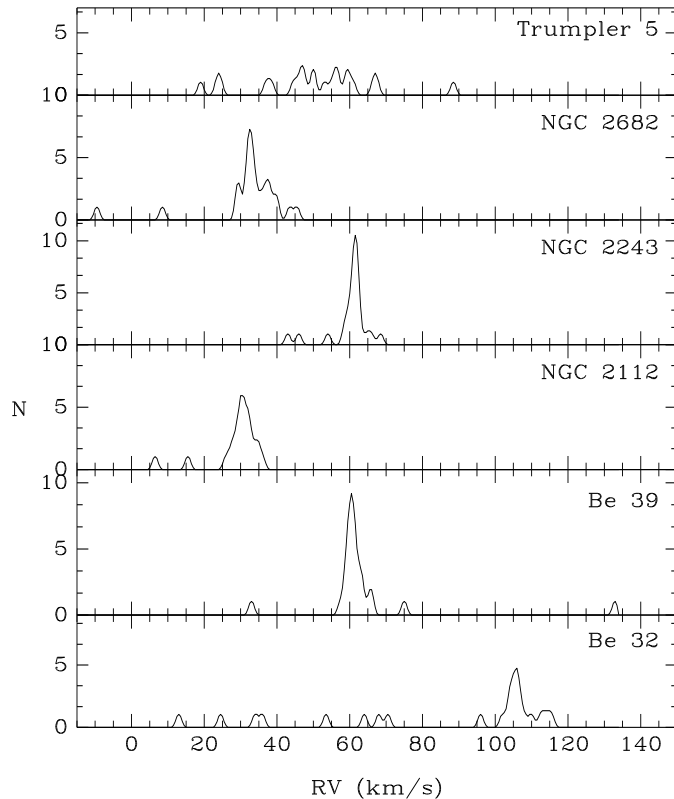


Figure 1. Velocity distribution of the observed stars in each field.

2.1. Discussion

Mean cluster velocities for NGC 2682 and NGC 2112 had been previously determined better than 0.1 km s^{-1} by Mermilliod et al. (2008) and Carraro et al. (2008), respectively. Our velocities agree with these results being the differences $-0.5 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$ and $0.1 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$, respectively. Sestito et al. (2006) obtained for Be 32, a cluster velocity $106 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$, which differs from our results by $1.5 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1}$. For Be 39 we have obtained a radial velocity $60.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$, more precise than Friel et al. (2010, $59.7 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1}$) and Frinchaboy et al. (2006, $55.0 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$). Recently, François et al. (2013) determined for NGC 2243 a mean radial velocity of $61.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Our value for this cluster is somewhat higher but still within a 2σ interval.

The present work will be complemented with abundance analysis for the brightest members of each cluster. We plan also to combine our mean radial velocities with proper motions to derive space velocities. Thus, we hope to be able to compute backwards the dynamical evolution of the clusters during a time interval equal to their ages. The knowledge of birthplaces and metallicities of old clusters are crucial to our understanding of the chemical evolution of the Galactic disk.

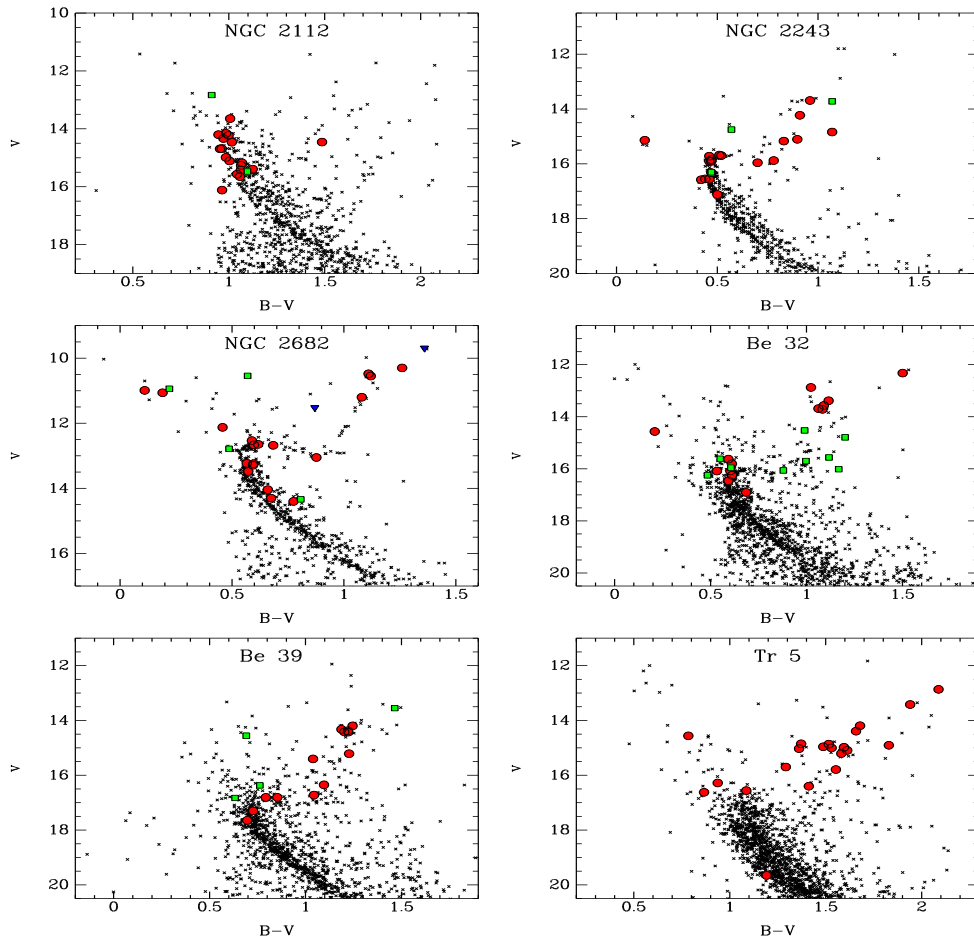


Figure 2. Location of the observed stars in the color-magnitude diagrams. Red circles = members, green squares = non-members, blue triangles = known binaries. Photometric data have been taken from: Carraro et al. (2008), Bergbusch et al. (1991), Montgomery et al. (1993), D’Orazi et al. (2006), Kassis et al. (1997), and Kaluzny (1998).

References

- Bergbusch P. A., Vandenberg D. A., Infante L., 1991, *AJ*, 101, 2102
 Carraro G., et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1625
 D’Orazi V., et al., 2006, *MNRAS*, 368, 471
 François P., et al., 2013, *A&A*, 552, A136
 Friel E. D., Jacobson H. R., Pilachowski C. A., 2010, *AJ*, 139, 1942
 Frinchaboy P. M., et al., 2006, *AJ*, 131, 922
 Kaluzny J., 1998, *A&AS*, 133, 25
 Kassis M., et al., 1997, *AJ*, 113, 1723
 Mermilliod J. C., Mayor M., Udry S., 2008, *A&A*, 485, 303
 Montgomery K. A., Marschall L. A., Janes K. A., 1993, *AJ*, 106, 181
 Palacios A., et al., 2010, *A&A*, 516, A13
 Sestito P., et al., 2006, *A&A*, 458, 121

PRESENTACION MURAL

SL529: a star cluster with a significant age spread in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

Abstract. We present results obtained from CCD SDSS *gr* photometry of SL 529, a poorly studied star cluster in the Large Magellanic Cloud (LMC). In order to measure *g* magnitudes and *g - r* colors, we have made use of images obtained with the Gemini South telescope and the GMOS attached. The resulting cluster color-magnitude diagram exhibits a Main Sequence Turnoff (MSTO) region with an extended structure (age spread ~ 0.5 Gyr), which resulted broader than the previously known extended MSTOs of LMC clusters. We estimated for the cluster a mean age of 2.25 Gyr and a mean metallicity of $Z=0.004$, from which we conclude that SL 529 is the most metal-poor and oldest one within those with age-spread phenomenon. In addition, its Red Clump shows two concentrations of stars, possibly caused, in part, by binary interactions and mergers. Finally, we derived a cluster core radius of 4.2 pc, which is in excellent agreement with those determined for the previously 12 known extended MSTO LMC clusters.

Resumen. Presentamos resultados obtenidos a partir de fotometría CCD SDSS *gr* de SL 529, un cúmulo estelar pobremente estudiado en la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Con el fin de medir magnitudes *g* y colores *g - r*, hemos usado imágenes obtenidas con el telescopio Gemini Sur y el GMOS acoplado. El diagrama color-magnitud resultante exhibe una región del Punto de Desvío de la Secuencia Principal (PDSP) con una estructura extendida (dispersión en edad $\sim 0.5 \times 10^9$ años), la cual resultó ser más ancha que PDSP extendidos conocidos de cúmulos de la NMM. Estimamos para el cúmulo una edad media de 2.5×10^9 años y una metalicidad media de $Z=0.004$, a partir de los cuales concluimos que SL 529 es el cúmulo más viejo y más pobre en metales dentro de aquéllos con fenómenos de dispersión de edad. Además, su *Clump* de gigantes muestra dos concentraciones de estrellas, posiblemente causada, en parte, por interacciones binarias y fusiones. Finalmente, derivamos un radio para el núcleo de 4.2 pc, el cual está en excelente acuerdo con aquéllos determinados para los 12 cúmulos de la NMM con PDSP extendidos previamente conocidos.

1. Analysis of the cluster Color-Magnitude Diagram

The data used in this work come from the Gemini Science Archive (GS-2010B-Q-74, PI: Pessev) and were obtained at the Gemini South telescope with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) attached (scale = 0.146 pixel⁻¹). The data reduction followed the procedures documented by the Gemini Observatory webpage and the IRAF.GMOS package. We processed standard star and cluster fields images by performing overscan, trimming corrections, bias subtraction, flattened all data images, etc., once the calibration frames (zeros, sky-flats, etc.) were properly combined.

The coordinates of the cluster center were determined by fitting Gaussian distributions to the star counts in the x and y directions in the cluster chart. These projected stellar densities were built using intervals of 40 pixel wide, although we checked that using spatial bins from 20 to 60 pixels does not result in significant changes in the derived centers. We made use of the NGAUSSFIT routine in the STSDAS/IRAF package, which was executed from entering initial guesses for the single Gaussian's parameters, namely: a fixed constant -in our case equals to zero- which represents the corresponding background levels (i.e. stellar field densities assumed to be uniform), the linear terms to zero, the centers of the Gaussians, their amplitudes and their full width at half-maximum (FWHM). We iterated the fitting procedure on average once, after eliminating a couple of discrepant points. Cluster center was finally determined with a typical standard deviation of ± 10 pixels ($\sim 1.5''$).

The cluster radius, i.e. the distance from the cluster center where the stellar density profile intersects the background level, was estimated from a radial profile obtained by first counting number of stars in boxes of 20 pixels a side distributed throughout the whole field of each cluster, and then building the respective radial profiles from such gathered information. Thus, at any distance r from the cluster center, we computed the mean stellar density using the equation:

$$(n_{r+10} - n_{r-10}) / (m_{r+10} - m_{r-10}), \quad (1)$$

where n_j and m_j represent the number of stars and boxes included at a distance j , respectively. From the obtained radial profile results a cluster radius of (450 ± 50) pixels (16 ± 2 pc).

Fig. 1. depicts the Color-Magnitude Diagram (CMD) for all the measured stars inside the cluster radius represented by blue filled circles. The green circles correspond to field stars located in a ring around the cluster centre with an inner radius twice as big as the cluster radius and with an equal cluster area. As can be seen, the contamination of field stars does not seem to affect the fiducial features of SL 529. Fig. 1 also shows on the right margin errorbars which represent the typical errors in magnitude and color at different magnitude levels.

When we zoom-in the cluster MSTO region (see Fig. 2), an extended feature arises. We have highlighted some of the stars at the extended MSTO by plotting them with magenta-colored filled circles. Notice that the direction along these selected stars runs parallel to the age vector, so that, the observed spread can be linked to an age spread. The magnitude of such an age spread is of the order of ~ 0.5 Gyr. In the figure, we superimposed two isochrones of 2.0 Gyr (blue line)

and 2.5 Gyr (red line). We estimated the cluster age and metallicity by fitting theoretical isochrones (Marigo et al. 2008) to its CMD, previously shifted by its $E(B-V)$ color excess and apparent distance modulus. The isochrone which best reproduces the cluster features turns out to be that of 2.25 Gyr and $Z=0.004$, with an observed age spread of ~ 0.25 Gyr. The estimated cluster age and metallicity place it as the most metal-poor and oldest EMSTO LMC cluster (Keller et al. 2012).

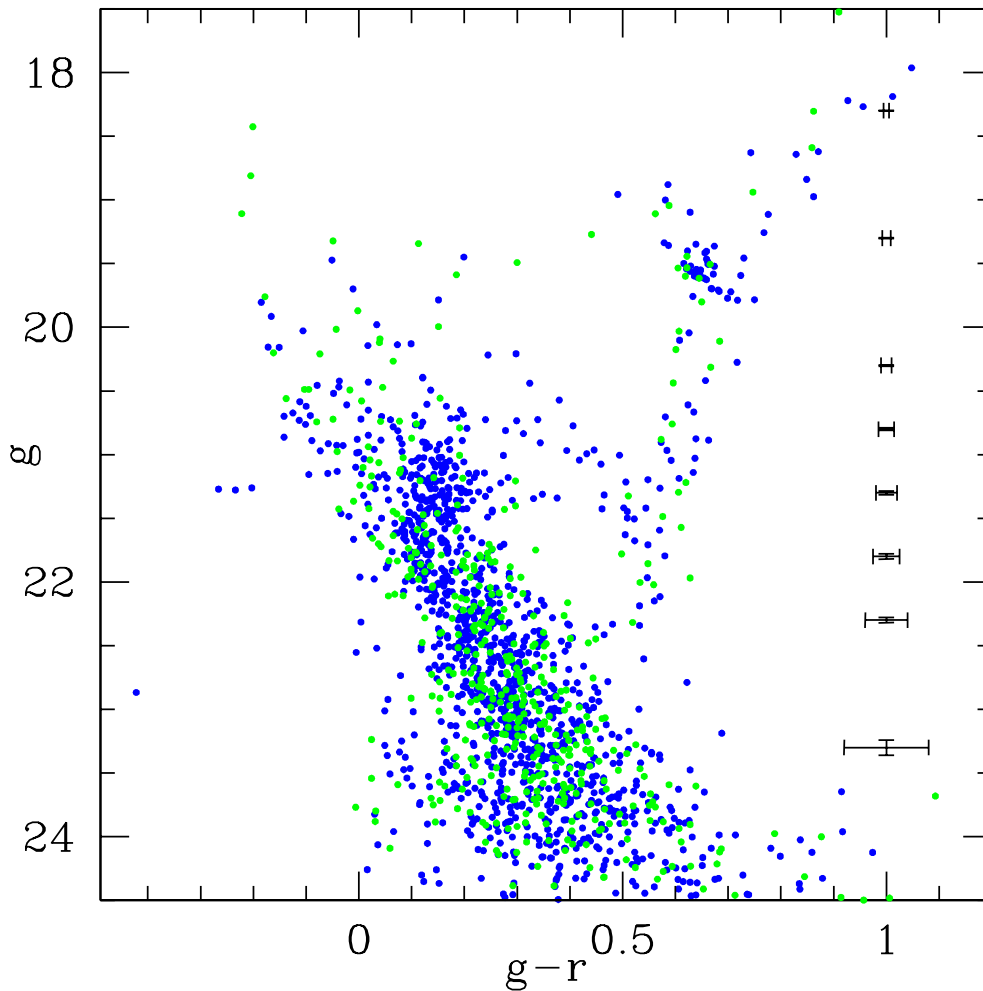


Figure 1. CMD for stars located within the cluster radius (blue filled circle) and in a ring with a inner radius twice as big as the cluster radius and with an equal cluster area (green filled circles).

In addition, we would like to mention that the cluster Red Clump appears to be formed by two concentrations of stars, one with 8 redder stars and another with 16 bluer stars. The origin of both groups is far from being understood, although some scenarios can be figured out as partially responsible, namely: binary interactions or mergers. There is an addition signature which reinforces

the status of SL 529 as an EMTO cluster, which is the value for the core radius estimated for it ((4.20 ± 0.35) pc). According to Keller et al. (2011), an EMSTO cluster should have core radius bigger than ~ 3.7 pc.

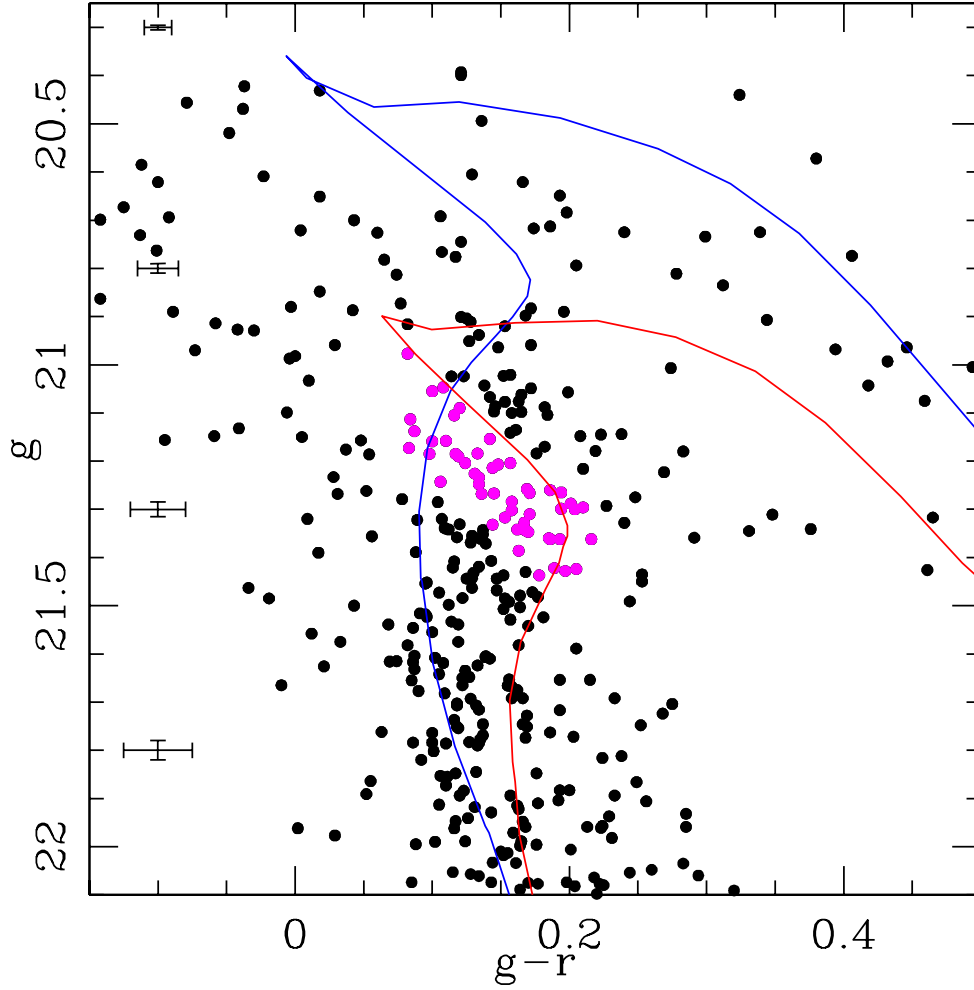


Figure 2. Zoom-in of the cluster MSTO region. Magenta colored filled circles represent some selected stars located along the extended feature. Two isochrones of 2.0 Gyr (blue line) and 2.5 Gyr (red line) are superimposed for comparison purposes.

References

- Keller S. C., Mackey A. D., Da Costa G. S., 2011, *ApJ*, 731, 22
 Keller S. C., Mackey A. D., Da Costa G. S., 2012, *ApJ*, 761, L5
 Marigo P., et al., 2008, *A&A*, 482, 883

PRESENTACION MURAL

CT_1 Washington Photometry of mostly unstudied Large Magellanic Cloud star clusters

C. Samyaday^{1,2}, A. Subramaniam¹, A.E. Piatti^{3,4}

(1) *Indian Institute of Astrophysics, 2B Koramangala, Bangalore, India 560034*

(2) *Indian Institute of Science, Bangalore, India 560012*

(3) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina*

(4) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Av. Rivadavia 1917, C1033AAJ, Buenos Aires, Argentina*

Abstract. We present results obtained from CCD CT_1 Washington photometry of stars in the field of 44 mostly unstudied Large Magellanic Cloud clusters. We estimate cluster radii, reddenings and ages. The resulting ages are in the range $\log(t)=8.0-9.0$, with some few exceptions. We also confirm that some studied objects are not genuine star clusters, but asterisms. Finally, we group the studied object sample into two sub groups, namely: i) true clusters; ii) possible clusters and asterisms.

Resumen. Presentamos resultados obtenidos a partir de fotometría CCD en el sistema CT_1 de Washington de estrellas en el campo de 44 cúmulos mayoritariamente no estudiados de la Nube Mayor de Magallanes. Estimamos los radios, los enrojecimientos y las edades de los cúmulos. Las edades resultantes están en el rango $\log(t)=8.0-9.0$, con algunas excepciones. Confirmamos también que algunos objetos estudiados no son genuinos cúmulos de estrellas, sino asterismos. Finalmente, agrupamos los objetos estudiados en dos subgrupos, a saber: i) cúmulos reales; ii) posibles cúmulos y asterismos.

1. Introduction

It is necessary to have a good sample of parametrized clusters to study the cluster formation history in the Large Magellanic Cloud (LMC). (Bica et al. 2008, hereafter B08) gives a catalogue of about 3740 star clusters in the MCs, a large fraction of which are either faint, unstudied or poorly studied. The objective of this work is thus to increase the sample of parametrized clusters in the LMC. We concentrate on a sample of faint, poor and mostly unstudied clusters and estimate their parameters for the first time using Washington photometry.

2. Data and Analysis

The cluster sample was selected from those catalogued clusters recognised by Piatti (2011) in the 21 LMC fields observed at the Cerro-Tololo Inter-American Observatory (CTIO) 4-m Blanco telescope with the Mosaic II camera attached (36×36 arcmin² field on to a $8K \times 8K$ CCD detector array) through program 2008B-0912 (PI: D. Geisler). Photometry was done by standard reduction technique using DAOPHOT (3 iterations over subtracted images with the DAOPHOT/ALLSTAR), and transformed to the standard system¹.

For each cluster field we first built schematic finding charts for all measured stars. The cluster region is assumed to be the density enhanced region in this plot. The cluster center (X_c, Y_c) was estimated by choosing an eye estimated centre (X_e, Y_e) in the density enhanced spot and using stars within 200 pixel radius around (X_e, Y_e) and stars brighter than $T_1 = 22.0$ mag. The error in the cluster centre estimates resulted to be typically ± 10 pixels in X and Y coordinates. To trace the extension of the clusters we built radial density profiles (RDPs) and fitted them with a King (1962) function. The cluster radius (r) is chosen to be approximately three times larger than core radius (r_c). The typical error in the estimation of cluster radii turned out to be about $\pm 10''$. The colour magnitude diagram (CMD) of the cluster region was then de-contaminated from field stars by a statistical field star subtraction procedure. For estimating the reddening values for each cluster, we adopt the $E(V-I)$ values from the reddening map of the LMC field by Subramaniam & Subramaniam (2010) and transformed to $E(C - T_1)$ using equations from Bessell & Brett (1988) and Geisler & Sarajedini (1999). A true distance modulus of $(m - M)_o = 18.50 \pm 0.10$ for all the cluster sample was assumed (Saha et al. 2010). In order to determine the ages we selected a subset of isochrones with metallicity of $Z = 0.008$ from Marigo et al. (2008), corrected them for reddening and distance modulus, and fitted them to the cleaned cluster CMD following equations from Geisler & Sarajedini (1999). The set of isochrones that best reproduces the evolutionary sequence of the cluster features give us the age and typical age uncertainty ($\Delta \log(t) \sim 0.10$).

3. Results

Out of the 44 clusters analysed, the ones with prominent cluster features (upper main sequence and/or main sequence turn offs (MSTOs) have been classified as true clusters. There are 35 such true clusters for which we could satisfactorily estimate the cluster parameters. Among these, 29 fields host single cluster and 3 fields contain a pair of clusters. In these 3 fields a pair of clusters is seen as spatially separated clumps (e.g. BSDL341). Figure 1 shows a single cluster, HS411. The top left panel shows the schematic chart and the estimated cluster radius (red dashed line) and the top right panel is the RDP fitted with King profile (red dashed line). The bottom left panel shows the CMD of cluster region (black filled circles) with an annular field region overplotted (green field circles) and finally the cleaned CMD of cluster fitted with isochrones (red lines) is seen

¹Image photometry and reductions to the standard system were done using facilities at IAFE, Argentina.

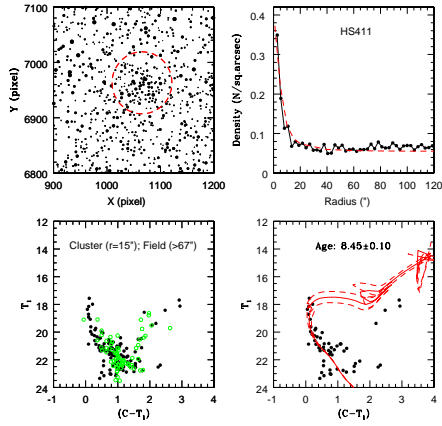


Figure 1. HS411 a true cluster candidate.

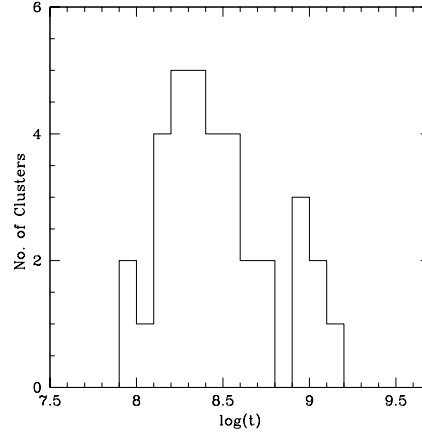


Figure 2. Histogram for age distribution of true clusters.

in the bottom right panel. Table 1 is a sample which lists the parameters for the 29 single clusters. The complete Table 1 is available from the authors upon request. Figure 2, the histogram for age distribution of true clusters, shows that approximately 50% of the true clusters are in the age range $\log(t)=8.0 \sim 8.5$ (i.e. $\sim 100\text{-}300$ Myr). Only 3 of our studied clusters are found to be intermediate age clusters (age ~ 1 Gyr). Some of the true clusters have been previously studied, and a comparison of the previous results with our age estimates shows some agreement as well as some deviation. The reason can be attributed to the limited photometric depth or biased field star subtraction as mentioned in these previous studies.

From our sample, 9 very poor clusters were found to be either possible cluster candidates or asterisms. These 9 cases have marginal density enhancement with respect to their field, poor cluster features (only a few stars in their upper MS and/or MSTO) and similar star formation history in cluster and field region.

Table 1. Single clusters

Cluster name	α (J2000.0) (h m s)	δ (J2000.0) ($^{\circ}$ $'$ $''$)	(X_c, Y_c) (pixels)	r ($''$)	$E(C - T_1)$ (mag)	$\log(t)$
BSDL268	04 55 52	-69 42 21	(5040, 3290) *	(64.8 $''$ \times 54 $''$)	0.20	7.95 ^(a)
HS411	05 45 50	-69 22 49	(1065, 6963)	15	0.34	8.45
SL269	05 09 35	-67 48 38	(3291, 4878)	25 **	0.11	8.25

Notes: * implies cases where due to saturation effect or asymmetric density distribution of stars in/near the cluster region, we select the centre of the cluster field (mentioned in B08 catalogue) or an eye estimated point within the densest region of the cluster region, whichever of them gives a better RDP as the cluster centre. ** are cases for which one cannot fit a King to the RDP or the centre of the cluster field (mentioned in B08 catalogue) is treated as cluster centre since a RDP cannot be extracted. The estimated radius is the one at which the cluster profile in the CMD become prominent. Cases where one could not estimate a radial extent, the possible rectangular area over which the cluster is spread is mentioned.

(^a): Literature: (1) Pietrzyński & Udalski (2000); (2) Glatt et al. (2010)

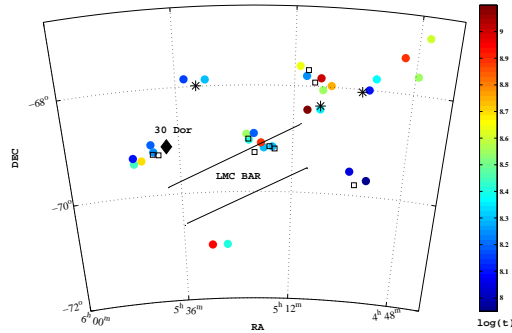


Figure 3. Spatial distribution of studied clusters in the LMC: Colour coded circles denote the 28 true single clusters. Black asterisks denote the location of double clusters and the black open boxes denote the location of 9 possible clusters/asterisms. 30 Doradus (black diamond) and the approximate location/extent of the bar (parallel lines) are also shown.

4. Conclusion

In this study we have performed a homogeneous analysis of 44 star clusters in the LMC using deep Washington photometry. Out of 44, we have identified 35 as genuine cluster candidates. Among them 18 clusters have been previously studied. For the remaining 17 cases it is for the first time that we are reporting their parameters. We have estimated accurate cluster parameters, thanks to our deep photometric data and consistent analysis, especially in regions with varying stellar density and reddening. As seen in Figure 3, most of the true clusters are young, aged less than approximately 800 Myrs, and are spread homogeneously throughout the inner region of the LMC (near 30 Dor and bar). We also report 9 clusters which can be possible cluster candidates or asterisms. We provide a limit on their possible size and age, in case these objects are true clusters.

References

- Bessell M. S., Brett J. M., 1988, *PASP*, 100, 1134
 Bica E., Bonatto C., Dutra C.M., Santos Jr. J.F.C., 2008, *MNRAS*, 389, 678
 Geisler D., Sarajedini, A., 1999, *AJ*, 117, 308
 Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, *A&A*, 517, A50
 King I., 1962, *AJ*, 67, 274
 Marigo P., Girardi L., Bressan A., Groenewegen M.A.T., Silva L., Granato G.L., 2008, *A&A*, 482, 883
 Piatti A.E., 2011, *MNRAS*, 418, L40
 Pietrzyński G., Udalski A., 2000, *Acta Astron.*, 50, 337
 Saha A., Olszewski E.W., Brondel B., et al., 2010, *AJ*, 140, 1719
 Subramaniam A., Subramanian S., 2010, *ASInC*, 1, 107

PRESENTACION MURAL

Determinación de edades de cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes a partir del parámetro δV

M.C. Parisi¹, D. Geisler², G. Carraro,³ J.J. Clariá¹, S. Villanova², E. Costa⁴, A. Grocholski⁵, A. Sarajedini⁵ & R. Leiton²

(1) Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina. (2) Universidad de Concepción, Chile. (3) European Southern Observatory, Chile. (4) Universidad de Chile, Chile. (5) University of Florida, USA.

Abstract. The morphological age index δV has been and is still being used to estimate ages of galactic and extragalactic star clusters. Using a sample of 15 clusters in the Small Magellanic Cloud (SMC) observed with the *Very Large Telescope* (Chile) in the V and I passbands, we compare age determinations performed by measuring δV and using calibrations of Carraro & Chiosi (1994, A&A, 287, 761) and Salaris et al. (2004, A&A, 414, 163), hereafter CC94 and S04, respectively. We find that S04 calibration leads to older ages than that of CC94, this difference increasing with age. We also show that ages obtained via CC94 show better agreement with those derived by Glatt et al. (2008, AJ, 136, 1703), based on data obtained with the HST. The ages of 6 clusters have been significantly underestimated in previous studies in which comparatively small telescopes have been used.

Resumen. El parámetro morfológico de edad δV ha sido y continúa siendo utilizado para estimar edades de cúmulos estelares galácticos y extragalácticos. Usando una muestra de 15 cúmulos de la Nube Menor de Magallanes (NmM) observados con el *Very Large Telescope* (Chile) en las bandas V e I , comparamos las determinaciones de edad midiendo δV y usando las calibraciones de Carraro & Chiosi (1994, A&A, 287, 761) y Salaris et al. (2004, A&A, 414, 163), en adelante CC94 y S04, respectivamente. Encontramos que la calibración de S04 conduce a edades mayores que la de CC94, aumentando esta diferencia con la edad. Mostramos, además, que las edades obtenidas vía CC94 muestran mejor acuerdo con las derivadas por Glatt et al. (2008, AJ, 136, 1703), en base a datos obtenidos con el Telescopio Espacial. Las edades de 6 de los cúmulos han sido apreciablemente subestimadas en trabajos previos en los cuales se usaron telescopios comparativamente pequeños.

1. Introducción

En un trabajo anterior (Parisi et al. 2009) determinamos metalicidades de 15 cúmulos de la NmM en base a espectros obtenidos con el *Very Large Telescope* (VLT, Chile), aplicando la técnica del triplete del CaII. Luego, usando imágenes

V e I obtenidas con el mismo telescopio (ver Parisi et al. 2014 para detalles relacionados con la obtención de estas observaciones), medimos el parámetro δV -definido como la diferencia entre la magnitud V del *clump* y del punto de desvío de la secuencia principal (PDSP)- y estimamos edades de los 15 cúmulos a partir de las calibraciones de S04 y CC94, respectivamente. Para reconocer las características propias de cada cúmulo, esencialmente el *clump* y el PDSP, utilizamos los diagramas ($V, V - I$) construidos a partir de fotometría PSF realizada sobre las mencionadas imágenes. Nuestra intención es basarnos en estos datos homogéneos (metalidades y edades) para rediscutir la relación edad-metalicidad de la NmM. Sin embargo, dado que las edades inferidas a partir de las mediciones de δV , usando una y otra calibración, difieren considerablemente, particularmente para los cúmulos más viejos, nos pareció conveniente analizar estas dos calibraciones de manera de adoptar la más confiable.

2. Determinación de edades a partir de δV

La determinación de edad a partir del parámetro δV constituye un método diferencial. En consecuencia, el mismo no depende del sistema fotométrico y es, a su vez, insensible tanto al enrojecimiento como a la distancia. Usando 10 cúmulos abiertos con datos homogéneos en edad y metalicidad, CC94 derivaron la siguiente relación:

$$\log(t) = 0.45(\pm 0.04) \times \delta V + 0.08(\pm 0.01) \times [Fe/H] + 8.59(\pm 0.23), \quad (1)$$

en la cual t representa la edad en unidades de 10^9 años. Más recientemente, usando 10 cúmulos abiertos y uno globular (47 Tuc), S04 obtuvieron la relación:

$$\log(t) = 0.04 \times \delta V^2 + 0.34 \times \delta V + 0.07 \times [Fe/H] + 8.76. \quad (2)$$

Dado que la dependencia de la edad con la metalicidad es pequeña en ambos casos, suele despreciarse el término que depende de $[Fe/H]$ (CC94). En nuestro caso, si bien disponemos de metalidades confiables para los 15 cúmulos de la NmM considerados, preferimos despreciar los términos en $[Fe/H]$ en las ecuaciones 1 y 2, debido no sólo a que éstos son pequeños sino, además, porque el rango de metalidades en la NmM es muy diferente del cubierto por los cúmulos galácticos usados en CC94 y S04. No obstante esto, creemos oportuno destacar la necesidad de calibrar δV en términos de edad tanto para la NmM como para la Nube Mayor de Magallanes, teniendo en cuenta la metalicidad de los cúmulos en una y otra galaxia. En el panel izquierdo de la Figura 1 graficamos, para los 15 cúmulos de la muestra, la diferencia entre las edades t_S y t_C derivadas a partir de las calibraciones de S04 y CC94, respectivamente, en función de δV . Nótese que las edades t_S son sistemáticamente mayores que las edades t_C , incrementándose esta diferencia para edades mayores. Este aumento de $t_S - t_C$ hacia edades mayores se debe simplemente a que la calibración de S04 es cuadrática respecto del parámetro δV , mientras que la calibración de CC94 es lineal respecto del mismo parámetro. En el panel de la derecha de la Figura 1, vemos cómo varía el logaritmo de la edad en función de δV , para una metalicidad solar. Nótese que la diferencia ($t_S - t_C$) no sólo aumenta para los cúmulos viejos sino que además

se advierte un corrimiento de t_S respecto de t_C en todo el rango de valores de δV , ubicándose la calibración de S04 siempre por encima de la de CC94. No resulta obvio cuál es el motivo de esta diferencia sistemática entre ambas calibraciones, cualquiera sea la edad del cúmulo. Como resulta necesario adoptar para nuestro propósito una de estas calibraciones, decidimos comparar t_S y t_C con las edades t_G calculadas por Glatt et al. (2008). Estos autores utilizaron datos del Telescopio Espacial e isócronas teóricas para derivar las edades de 7 cúmulos viejos y de edad intermedia de la NmM. Hasta el momento, estas son consideradas las mejores determinaciones de edad de cúmulos estelares de esta galaxia. Dicha comparación puede apreciarse en el panel izquierdo de la Figura 2. Si bien existe un corrimiento medio de 1.22×10^9 años entre t_C y t_G (posiblemente debido a la diferencia de metalicidad entre los cúmulos de la NmM y los calibradores utilizados por CC94), se aprecia claramente que los valores de t_C muestran mucho mejor acuerdo con los de t_G que las edades t_S . Basados en estos argumentos, consideramos que la estimación de edades usando la calibración de CC94 resulta más confiable y es, en consecuencia, la calibración que decidimos adoptar. Las edades t_C de los 15 cúmulos estudiados, juntamente con las metalicidades derivadas en Parisi et al. (2009), serán utilizadas, tal como se mencionó, para analizar la evolución química de la NmM (Parisi et al. 2014).

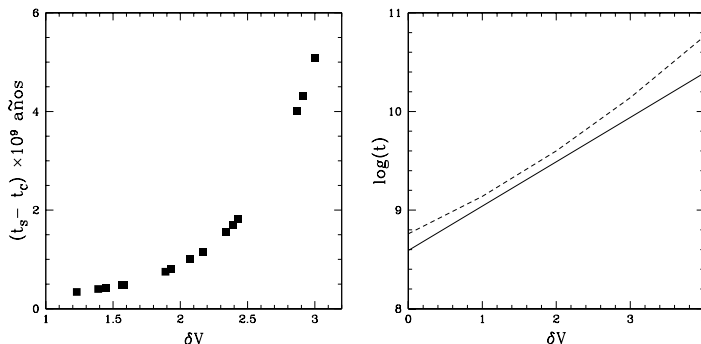


Figura 1. *Izquierda:* Diferencia entre las edades t_S y t_C derivadas usando las calibraciones de S04 y CC94, respectivamente, en función de δV . *Derecha:* Variación del logaritmo de la edad en función de δV para las calibraciones de S04 (línea a trazos) y CC94 (línea llena).

3. Resultados

Una vez adoptada la calibración mencionada, resulta interesante comparar, para los 15 cúmulos estudiados, nuestras determinaciones de edad con las derivadas previamente por otros autores. En el panel de la derecha de la Figura 2 vemos cómo se comparan los valores t_C con los tomados de la literatura (t_L). Nueve cúmulos (círculos llenos) que se corresponden con los más jóvenes de la muestra presentan buen acuerdo, mientras que para los 6 restantes las edades son subestimadas en la literatura (círculos vacíos). Esta subestimación resulta más pronunciada a medida que avanzamos hacia cúmulos más viejos, es mayor para L 4 y L 6 que para L 108, L 17, L 19 y L 27. Las edades t_L para 5 de estos 6 cú-

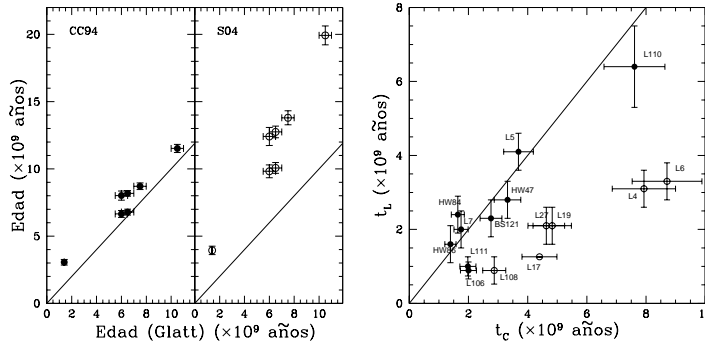


Figura 2. *Izquierda*: Comparación de edades (en unidades de 10^9 años) derivadas usando las calibraciones de S04 y CC94 con las determinadas por Glatt et al. (2008). La línea recta representa la relación 1:1. *Derecha*: Comparación de edades derivadas en el presente trabajo usando la calibración de CC94 con los valores obtenidos en la literatura.

mulos fueron derivadas por Piatti et al. (2005,,) por un procedimiento similar al nuestro, usando δT_1 (Geisler et al. 1997) en diagramas $(T_1, C - T_1)$, aunque utilizando telescopios comparativamente pequeños. La explicación más probable de estas diferencias es que, al usar un telescopio de 0.9 m, Piatti et al. no lograron obtener diagramas $(T_1, C - T_1)$ suficientemente profundos como para alcanzar efectivamente el PDSP y, por lo tanto, el parámetro δT_1 para estos cúmulos fue subestimado. Este es un aspecto ciertamente no menor teniendo en cuenta que la mayoría de las determinaciones de edades fotométricas de cúmulos de la NmM han sido realizadas a partir de observaciones obtenidas con telescopios pequeños. Por lo tanto, para analizar aspectos relacionados con la existencia de cúmulos viejos en la NmM o la evolución química temprana de esta galaxia, es de crucial importancia estudiar su sistema de cúmulos estelares con telescopios de gran abertura.

Referencias

- Carraro G., Chiosi C., 1994, A&A, 287, 761
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Glatt K., et al., 2008, AJ, 136, 1703
 Parisi M. C., et al., 2014, AJ, en prensa
 Parisi M. C., et al., 2009, AJ, 138, 517
 Piatti A. E., et al., 2007a, MNRAS, 382, 1203
 Piatti A. E., et al., 2007b, MNRAS, 381, L84
 Piatti A. E., et al., 2005, MNRAS, 358, 1215
 Salaris M., Weiss A., Percival S. M., 2004, A&A, 414, 163

PRESENTACION ORAL

Análisis de edades y metalicidades de cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes

M.C. Parisi¹, D. Geisler², G. Carraro,³ J.J. Clariá¹, S. Villanova², E. Costa⁴, A. Grocholski⁵, A. Sarajedini⁵ & R. Leiton²

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina.*

(2) *Universidad de Concepción, Chile.*

(3) *European Southern Observatory, Chile.*

(4) *Universidad de Chile, Chile.*

(5) *University of Florida, USA.*

Abstract. For the first time, we provide metallicities for 15 star clusters of the Small Magellanic Cloud (SMC) determined from the CaII triplet lines in spectra obtained with the FORS2 instrument at the *Very Large Telescope* (Chile). Together with this information, we add the ages and accurate metallicities previously determined in a scale similar to ours for another 22 clusters. Using this enlarged sample, the SMC chemical properties, particularly the age-metallicity relationship, are examined.

Resumen. Presentamos por primera vez las metalicidades de 15 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NmM) determinadas a partir de las líneas del triplete del CaII en espectros obtenidos con el instrumento FORS2 en el *Very Large Telescope* (Chile). Junto a esta información, agregamos las edades y precisas metalicidades de otros 22 cúmulos determinadas en una escala similar a la nuestra. Usando esta muestra ampliada de cúmulos estelares, examinamos las propiedades químicas de la NmM, particularmente la relación edad-metalicidad.

1. Introducción

En Parisi et al. (2009), en adelante P09, determinamos la metalicidad de 15 cúmulos de la NmM a partir de las líneas del triplete del CaII (CaT), en espectros obtenidos con el instrumento FORS2 del *Very Large Telescope* (Chile). Las edades, por su parte, se determinaron en Parisi et al. (2014), en adelante P14, a partir del parámetro morfológico de edad δV . Dicho parámetro fue medido en los diagramas color-magnitud construidos a partir de fotometría PSF realizada sobre imágenes V e I , obtenidas con el mismo instrumento. Utilizando las edades y metalicidades de estos 15 cúmulos, obtuvimos interesantes resultados relacionados con las distribuciones y gradientes, tanto de edad como de metalicidad, y en particular sobre la manera en que ha evolucionado químicamente esta galaxia. Sin embargo, tal como notamos en P09 y P14, resulta de especial interés incrementar las muestras de cúmulos de la NmM con metalicidades y edades determinadas de manera homogénea. La técnica del CaT ha mostrado

ser un método particularmente eficiente y preciso para la determinación de metalicidades (Cole et al. 2004; Grocholski et al. 2006), en tanto que el parámetro δV ha demostrado ser un muy buen indicador de edad (Carraro & Chiosi 1994). Por lo expresado y teniendo en cuenta los resultados que obtuvimos en trabajos previos, decidimos extender la aplicación de esta técnica a nuevos cúmulos de la NmM. Obtuvimos entonces espectros en la región del CaT e imágenes V e I de una muestra adicional de 15 cúmulos de la NmM, utilizando el mismo instrumento, telescopio y configuración instrumental que en P09 y P14. Si bien hemos ya determinado las metalicidades de estos cúmulos, nos encontramos al presente en el proceso de la determinación de sus edades. Por esta razón, para el presente análisis adoptaremos por el momento las edades reportadas en la literatura. Remitimos al lector a los trabajos de Cole et al. (2004); Grocholski et al. (2006); Janes & Phelps (1994), P09 y Carraro & Chiosi (1994) para mayores detalles relacionados con la determinación de estos parámetros. Disponemos entonces de una muestra de 30 cúmulos de la NmM con metalicidades homogéneas, de los cuales 15 tienen edades determinadas también homogéneamente.

2. Propiedades químicas de la NmM

Con el propósito de ampliar la muestra de cúmulos a examinar, agregamos a la muestra de 30 cúmulos antes descrita, otros cúmulos tomados de la literatura con metalicidades determinadas con buena precisión, procurando mantener dentro de lo posible la homogeneidad. Agregamos así 3 cúmulos de Da Costa & Hatzidimitriou (1998) y otros 3 de Glatt et al. (2008), cuyas metalicidades han sido también determinadas a partir del CaT, siguiendo los mismos procedimientos que en el presente estudio. Adicionamos, además, el cúmulo NGC 330 (Gonzalez & Wallerstein 1999) estudiado mediante espectroscopía de alta dispersión.

La Figura 1 (panel izquierdo) muestra la distribución de metalicidades de la muestra completa. Como puede apreciarse, esta distribución parecería ser bimodal, con picos en $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.1$ y -0.8 , respectivamente. Al aplicar a esta muestra el algoritmo GMM (*Gaussian Mixture Model*, Muratov & Gnedin 2010) encontramos que existe una elevada probabilidad de bimodalidad.

La Figura 1 (panel derecho) ilustra el comportamiento de la metalicidad en función del semieje mayor a (Piatti et al. 2005). Este último parámetro suele utilizarse en reemplazo de la distancia de los cúmulos al centro de la NmM. Nótese que no existe en esta figura evidencia alguna de la existencia de un gradiente de metalicidad en la NmM. Cabe aclarar que en P14 tampoco encontramos evidencia en favor de un gradiente de edad en una muestra de 50 cúmulos.

Para examinar cómo ha variado la metalicidad a lo largo de la existencia de la NmM, graficamos este parámetro, la metalicidad, en función de la edad para la muestra de cúmulos aquí considerada (Figura 2, panel izquierdo). En esta figura, las observaciones se comparan con diferentes modelos. La línea de trazos cortos representa el modelo de caja cerrada de formación estelar continua computado por Da Costa & Hatzidimitriou (1998). La línea continua corresponde al modelo explosivo de Pagel & Tautvaisiene (1998), en tanto que la línea de trazos largos

representa el modelo que mejor ajusta las observaciones de Carrera et al. (2008) para una gran muestra de estrellas del campo de la NmM, utilizando también las líneas del CaT. Si bien parecería existir un acuerdo razonable entre nuestras observaciones y el modelo explosivo para los cúmulos más jóvenes que ~ 3 Gyr (excepto para NGC 330, B 113 y K 9), dos aspectos importantes resultan evidentes a partir de la relación edad-metalicidad (REM): (1) Ninguno de los modelos actualmente disponibles reproduce completamente el comportamiento global de la REM. (2) Es ciertamente probable que no exista una única REM en la NmM. En cualquier caso, se observa que, para cualquier valor de la edad, existe una dispersión de metalicidad de ~ 0.5 , considerablemente mayor que los errores asociados a la determinación de las metalicidades.

Calculamos también la metalicidad media de los cúmulos en diferentes intervalos de edad y comparamos estos valores con los obtenidos por Carrera (2005) para las estrellas de campo (Figura 2, panel derecho). Los círculos y cuadrados representan nuestros valores medios y los de Carrera et al. (2008), respectivamente. Como se aprecia en la figura, los cúmulos y las estrellas del campo aparentan, en promedio, haber experimentado la misma evolución química. Sin embargo, es necesario destacar nuevamente la gran dispersión de las metalicidades que exhiben tanto los cúmulos como las estrellas del campo, evidenciadas por las barras de error en la Figura 2 (panel derecho).

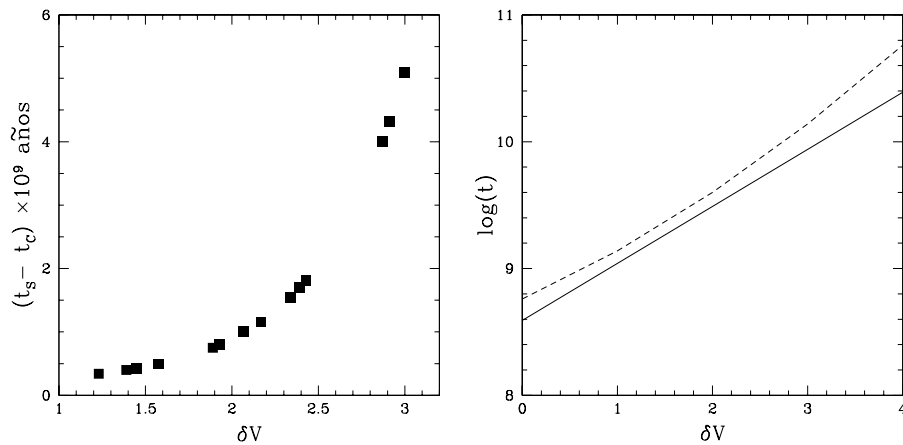


Figura 1. *Izquierda:* Distribución de metalicidades de los cúmulos de la muestra completa: 15 del presente trabajo, 15 de P09, 3 de Da Costa & Hatzidimitriou (1998), 3 de Glatt et al. (2008) y NGC 330 (Gonzalez & Wallerstein 1999). *Derecha:* $[\text{Fe}/\text{H}]$ en función del semieje mayor a para la muestra de cúmulos descrita en el panel de la izquierda.

Referencias

- Carraro G., Chiosi C., 1994, A&A, 287, 761
 Carrera R., 2005, Ph. D. Thesis, Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, España.
 Carrera R., et al., 2008, AJ, 136, 1039

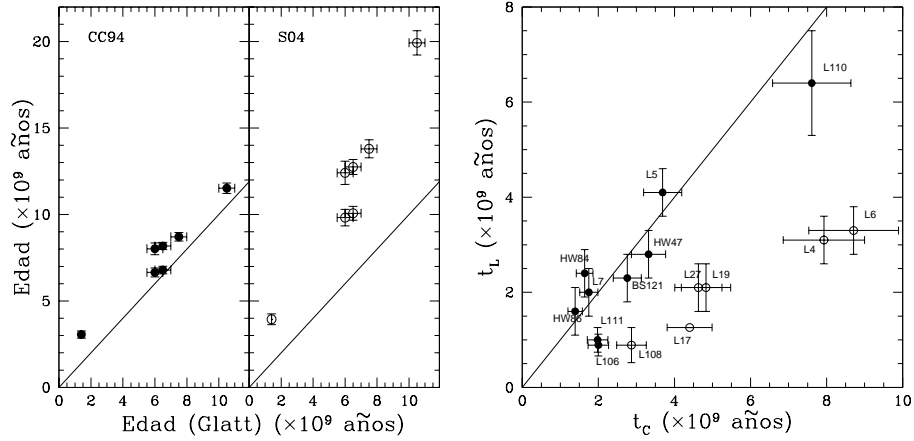


Figura 2. *Izquierda:* Relación edad-metalicidad para la muestra de cúmulos descrita en la Figura 1. Las líneas continua, de trazos cortos y de trazos largos, representan los modelos de Pagel & Tautvaisiene (1998), Da Costa & Hatzidimitriou (1998) y Carrera (2005), respectivamente. *Derecha:* Metalicidad media en diferentes intervalos de edad para la muestra de cúmulos descrita en la Figura 1 (círculos). Los cuadrados representan las metalicidades medias de las estrellas del campo (Carrera et al. 2008), en tanto que la línea corresponde al ajuste de Carrera (2005).

- Cole A. A., et al., 2004, MNRAS, 347, 367
 Da Costa G. S., Hatzidimitriou D., 1998, AJ, 115, 1934
 Glatt K., et al., 2008, AJ, 136, 1703
 Gonzalez G., Wallerstein G., 1999, AJ, 117, 2286
 Grocholski A. J., et al., 2006, AJ, 132, 1630
 Janes K. A., Phelps R. L., 1994, AJ, 108, 1773
 Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
 Pagel B. E. J., Tautvaisiene G., 1998, MNRAS, 299, 535
 Parisi M. C., et al., 2014, AJ, en prensa
 Parisi M. C., et al., 2009, AJ, 138, 517
 Piatti A. E., et al., 2005, A&A, 440, 111

PRESENTACION MURAL

Espectroscopía integrada de cúmulos abiertos galácticos de pequeño diámetro angular

M.A. Oddone¹, T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

Abstract. The present work is part of an ongoing project of integrated spectroscopic observations of Galactic open clusters (OCs) of the southern hemisphere. We here present preliminary results (basically reddening and age) for five small angular diameter OCs projected in the third and fourth Galactic quadrants. 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. These spectra will be used to improve the actual available libraries of solar metallicity *template* spectra.

Resumen. El presente trabajo es parte de un proyecto de observaciones espectroscópicas integradas de cúmulos abiertos (CAs) galácticos del hemisferio sur. Presentamos aquí resultados preliminares (básicamente enrojecimientos y edades) obtenidos para cinco CAs de pequeño diámetro angular, proyectados en el tercer y cuarto cuadrante de la Galaxia. Los espectros fueron obtenidos con el telescopio “*Jorge Sahade*” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), usando el espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión simple. Estos espectros serán utilizados para mejorar las bases de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente existentes.

1. Introducción

Los sistemas estelares galácticos proveen valiosa información sobre los procesos de enriquecimiento químico y la historia de formación estelar en nuestra Galaxia. Entre las distintas técnicas conocidas para la determinación de edad, enrojecimiento y metalicidad de los cúmulos abiertos (CAs) galácticos, la espectroscopía integrada ha mostrado ser una valiosa herramienta. Aplicando esta técnica, derivamos en este trabajo excesos de color $E(B-V)$ y edades para cinco CAs compactos de la Vía Láctea. Los espectros obtenidos serán próximamente usados para mejorar la resolución temporal de la base de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente existente.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “*Jorge Sahade*” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) durante 6 noches en abril de 2011 y una noche en mayo de 2013. 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, para obtener un mejor muestreo de las estrellas de cada cúmulo. Se utilizó la red de 300 l/mm, la cual produce una dispersión de $\sim 3.41 \text{ \AA}/\text{píxel}$ en la región observada ($\sim 3500\text{-}7000 \text{ \AA}$). Los tiempos de exposición de cada cúmulo variaron entre 1.5 y 5 horas, dependiendo del brillo integrado del objeto. La reducción de los espectros se llevó a cabo usando IRAF en el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. Las designaciones principales de los cúmulos estudiados se presentan en la Tabla 1, juntamente con las coordenadas ecuatoriales y galácticas y diámetros aparentes (D) reportados por Dias et al. (2002).

Tabla 1. Cúmulos abiertos observados

Objeto	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ' ")	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	D ($'$)
ESO 430-SC09	08 02 24	-29 46 36	247.16	+00.51	0.8
ESO 435-SC48	10 09 00	-28 21 00	264.81	+22.28	4.00
BH92	10 19 07	-56 25 00	282.98	+00.43	2.0
ESO 065-SC07	13 29 18	-71 16 06	305.99	-08.62	4.0
ESO 389-SC05	15 57 50	-36 12 18	339.91	+12.14	1.8

3. Análisis de los espectros

Las edades de los cúmulos fueron derivadas básicamente a partir de dos métodos independientes, a saber:

(1) Método de los anchos equivalentes (AEs), en el cual se utilizan los AEs medidos de las líneas de la serie de Balmer $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$, de la línea K del CaII y de las bandas G (CH) y del triplete del MgI ($5167+5173+5183 \text{ \AA}$), juntamente con calibraciones de Bica & Alloin (1986). Se utilizan además las sumas Sh y Sm de los AEs de las 3 líneas de Balmer y de las 3 líneas (o bandas) metálicas, respectivamente, y las ecuaciones (3), (4) y (7) de Santos & Piatti (2004). Cuando resultó posible, se utilizaron también diagramas de diagnóstico del tipo Sm-Sh vs. Sm y Sm vs. Sh de Santos & Piatti (2004).

(2) Método de ajuste de *templates*, el cual consiste en lograr el mejor ajuste posible entre un espectro integrado observado y un espectro *template* cuya edad y metalicidad se conocen bien de antemano. Para ello, se utilizaron los *templates* de las bases de Piatti et al. (2002) y Ahumada et al. (2007), juntamente con

el software denominado FISA¹ recientemente desarrollado por Benítez-Llambay et al. (2012). En general, se asignó mayor peso a la determinación de edad realizada en base al método de los *templates*. En la Tabla 2 se consignan los excesos de color E(B-V) derivados y las edades estimadas.

Tabla 2. Parámetros derivados para los cúmulos observados

Cúmulo	E(B-V) (Template)	Edad ^a (Balmer - Sm-Sh)	Edad ^a (Template)	Edad ^a (Adoptada)
ESO 430-SC09	0.53	$0.01 < t < 0.05$	0.04	0.04
ESO 435-SC48	0.21	$t > 2.5$	3.5	3.0
BH 92	0.31	$0.7 < t < 1.5$	1.0	1.0
ESO 065-SC07	0.21	$2.5 < t < 5.0$	3.5	3.0
ESO 389-SC05	0.00	$1.1 < t < 1.5$	1.0	1.2

Nota: ^aTodas las edades están expresadas en 10⁹ años

4. Resultados

Los resultados obtenidos se resumen en la Tabla 2, en tanto que en las Figuras 1-2 se comparan los espectros de los cinco CAs observados, previamente corregidos por sus respectivos excesos de color E(B-V), con diferentes *templates*. Si bien existen datos espectroscópicos previos para BH 92 y ESO 065-SC07 (Ahumada et al. 2009), la edad inferida para este último objeto es similar a la obtenida en este trabajo.

Referencias

- Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437
 Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2009, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, Serie de Conferencias, 35, 146
 Benítez-Llambay A., Clariá J. J., Piatti A. E., 2012, PASP, 124, 173
 Bica E., 1988, A&A, 195, 76
 Bica E., Alloin D., 1986, A&A, 162, 21
 Dias W. S., et al., 2002, A&A, 389, 871
 Piatti A. E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
 Santos Jr. J. F. C., Piatti A. E., 2004, A&A, 428, 79

¹<https://sites.google.com/site/intspectroscopy/>

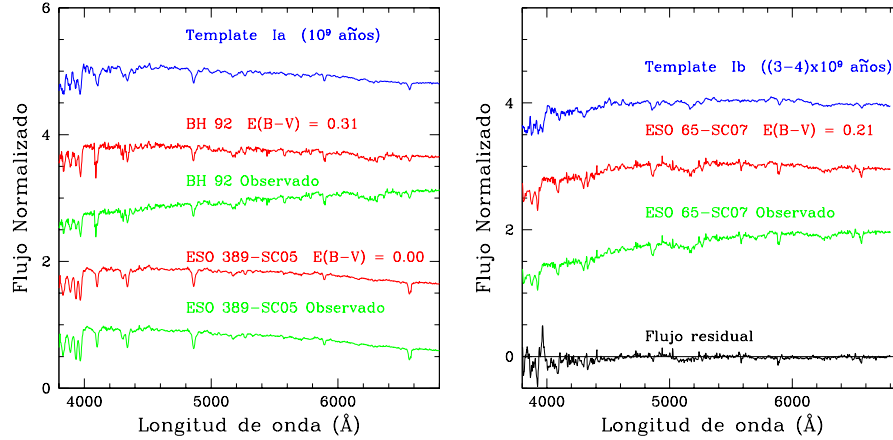


Figura 1. *Izquierda:* Espectro observado de BH 92 (verde) y espectro corregido por $E(B-V) = 0.31$ (rojo); espectro observado de ESO 389-SC05 (verde) y espectro corregido por $E(B-V) = 0.00$ (rojo) y espectro *template Ia* de Piatti et al. (2002). *Derecha:* Espectro observado de ESO 65-SC07 (verde), espectro corregido por $E(B-V) = 0.21$ (rojo) y espectro del *template Ib* de Piatti et al. (2002). En la parte inferior se muestra el flujo residual calculado como $(F_{\text{cumulo}} - F_{\text{template}}) / F_{\text{cumulo}}$.

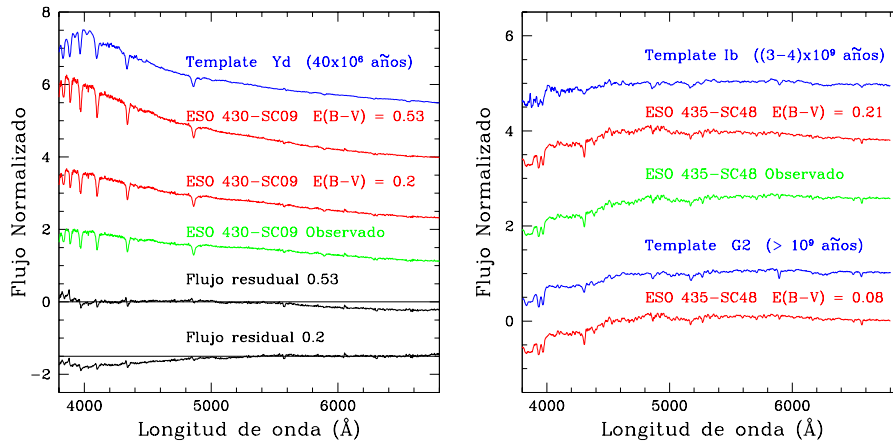


Figura 2. *Izquierda:* Espectro observado de ESO 430-SC09 (verde), espectros del cúmulo corregidos por distintos enrojecimientos (rojos) y espectro *template Yd* de la base de Piatti et al. (2002). En la parte inferior se muestran los correspondientes flujos residuales. *Derecha:* Espectro observado de ESO 435-SC48 (verde), espectro del cúmulo corregido por distintos enrojecimientos (rojos) y espectros *template Ib* y *G2* ($[Fe/H] = -0.4$) de las bases de Piatti et al. (2002) y Bica (1988), respectivamente.

PRESENTACION MURAL

Ruprecht 44 y la estructura espiral externa de la Galaxia

E. E. Giorgi¹, G. R. Solivella¹, R. A. Vázquez¹ & M. A. De Laurenti²

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas,*
UNLP-IALP-CONICET

(2) *Observatorio Astronómico Municipal de Mercedes Ing. Ángel Di*
Palma

Abstract. We present first results of a photometric study UBVI CCD, complemented with MK spectral classification and 2MASS data, focusing on the region of the open cluster Ruprecht 44. This cluster is in an area of very low interstellar absorption, through which it is possible to examine in the optical range the spiral structure outside the solar circle. Precise distance determination of blue stars in the field of this cluster enables analysis, with other data recently obtained, of the structure of great design in the third galactic quadrant.

Resumen. Se presentan los primeros resultados de un estudio fotométrico CCD UBVI, complementado con clasificación espectral MK y datos 2MASS, centrado en la región del cúmulo abierto Ruprecht 44. Este cúmulo está en una zona de muy baja absorción interestelar, a través de la cual es posible examinar en el óptico la estructura espiral exterior al círculo solar. La determinación precisa de la distancia a la que se encuentra la población azul del campo de Ruprecht 44 permite analizar junto a otros datos obtenidos recientemente la estructura de gran diseño en el tercer cuadrante galáctico.

1. Introducción

El cúmulo abierto Ruprecht 44 ($l = 245.74^\circ$ y $b = 0.48^\circ$) está ubicado en la asociación Puppis, en una zona de muy baja absorción interestelar denominada ventana de FitzGerald, a través de la cual es posible examinar en el óptico la estructura espiral exterior al círculo solar. Los estudios previos sugieren que Ruprecht 44 está a casi 6 kpc del Sol, no lejos angularmente del complejo joven integrado por los cúmulos Haffner 18 y Haffner 19, que también se encuentran sobre el plano formal de la Galaxia y a distancias de 10 y 6 kpc aproximadamente. La determinación precisa de la distancia a la que se extiende la población azul del campo de Ruprecht 44 por medio de la paralaje espectroscópica permite analizar, junto a otros datos obtenidos recientemente, la forma en que la estructura de gran diseño se desarrolla en el tercer cuadrante galáctico.

2. Observaciones

Los datos espectroscópicos de la región de Ruprecht 44 se obtuvieron durante tres turnos de observación en los meses de marzo de 2012 y febrero y marzo de 2013 en el Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO). Se utilizó el telescopio de 2.15m equipado con el espectrógrafo REOSC-DS y un detector Tek de 1024x1024 px. Los espectros fueron obtenidos en el rango de 3900 a 5500 Å para la realización de la clasificación MK. Los datos fotométricos se obtuvieron en enero de 2013 en el Observatorio Astronómico Municipal de Mercedes (OAMM), con el telescopio de 60 cm, equipado con una cámara CCD SBIG STL-11000M y filtros UBV. Por otro lado se obtuvieron imágenes de la región central del cúmulo en CASLEO en marzo de 2013, utilizando el telescopio de 2.15m equipado con un CCD Roper 1300B y filtros UBVI. Las regiones observadas en ambos telescopios están indicadas en la Fig.1. En la misma noche se observaron varios campos de Landolt (1992) para realizar la calibración de los datos al sistema estándar.

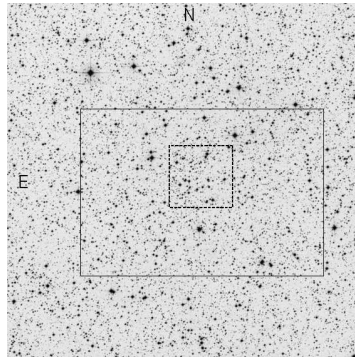


Figura 1. Carta de la región de Ruprecht 44 adaptada de una imagen DSS2 de $30' \times 30'$. Se muestran las regiones observadas fotométricamente mediante línea discontinua (CASLEO) y con línea continua (OAMM).

3. Análisis

Ruprecht 44 se encuentra inmerso en una zona en la que se observan numerosas estrellas de tipo OB y por lo tanto es considerado un cúmulo joven ideal para ser utilizado como trazador de la estructura espiral de la Galaxia. Moffat & FitzGerald (1974) identificaron a este cúmulo como una concentración de estrellas jóvenes situadas a una distancia de 6.6 kpc y con un enrojecimiento uniforme ($E(B-V)=0.70$). Por otro lado Turner (1981) plantea que los miembros del cúmulo se ubicarían a una distancia de aproximadamente 4.6 kpc.

El análisis realizado con datos 2MASS alrededor de Ruprecht 44 indica que existe un aumento en la densidad de estrellas en la región central y hasta una distancia de aproximadamente 5 minutos de arco, en donde se alcanzan valores de densidad similar al del resto del campo.

En este trabajo obtuvimos los tipos espectrales de algunas de las estrellas más brillantes de la región y mediante la combinación con los datos fotométricos

derivamos las distancias a estas estrellas por medio de la paralaje espectroscópica. En la Tabla 1 se muestran los resultados de la clasificación espectral, junto a las distancias espectro-fotométricas y enrojecimientos individuales. Por otra parte, los diagramas fotométricos nos permiten hacer una estimación del $E(B-V)$ y distancia para todo el conjunto de estrellas. En la Fig. 2 se muestran los diagramas V vs. $B-V$ y $U-B$ vs. $B-V$ para las estrellas de la zona central. Del diagrama color-color se deduce que si bien existe una gran dispersión en los valores de enrojecimiento, podemos adoptar un exceso promedio $E(B-V)=0.65$ para las estrellas más brillantes, lo cual concuerda con los valores de exceso individuales mostrados en la Tabla 1. Al analizar las distancias, a partir de los datos espectro-fotométricos comprobamos que existen en esta dirección algunas estrellas muy cercanas, pero también objetos a diversas distancias hasta aproximadamente 8 kpc.

En un análisis detallado de las distancias mostradas en la Tabla 1 podemos distinguir un grupo de estrellas entre 4 kpc y 5 kpc, y otro grupo entre 5.5 kpc y 6.5 kpc. Las distancias a estos dos grupos coinciden con las publicadas para Ruprecht 44 por Turner (1981) y Moffat & FitzGerald (1974) respectivamente. Adicionalmente existen estrellas más lejanas con distancias aproximadas entre 7.5 kpc y 8 kpc y tipos espectrales tempranos. Si analizamos estos en un esquema de brazos espirales como el dado por el modelo de Vallé (2005) podemos deducir que los grupos de estrellas ubicadas entre 4 kpc y 6.5 kpc estarían asociadas al brazo de Perseo, mientras que las estrellas más lejanas estarían asociadas a la parte interna del brazo externo de la Galaxia.

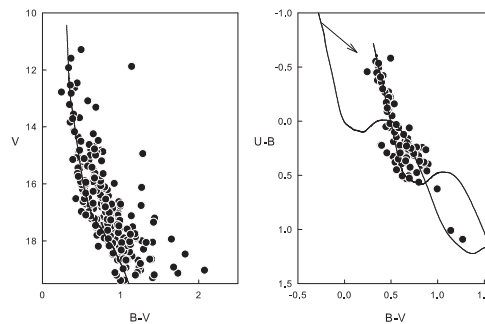


Figura 2. Diagrama V vs. $B-V$ (izquierda) y $U-B$ vs. $B-V$ (derecha) confeccionado con las estrellas de la región central del cúmulo. En el gráfico de la izquierda la línea continua representa la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) desplazada por $V_0-M_V=13.9$ ($d=6000$ pc). En el gráfico de la derecha, con línea continua se muestra la ZAMS en su posición intrínseca y desplazada por $E(B-V)=0.65$. La flecha indica la dirección del vector de enrojecimiento.

4. Conclusiones

Se realizaron observaciones fotométricas y espectroscópicas de la región de Ruprecht 44. El conteo de estrellas realizado con datos 2MASS revela una concentración con un radio de aproximadamente 5 minutos de arco. De la combinación

#	M&F74	TE	V	(B-V) ₀	E(B-V)	d[pc]
1	212	K2V	9.78	0.91	0.47	24
2	124	K3V	10.19	0.96	0.46	27
3	219	B9V	10.35	-0.07	0.06	977
7	125	A0V	11.13	-0.02	0.00	1247
8	225	F3V	11.15	0.40	0.01	382
10	186	O9V	11.19	-0.31	0.69	5161
11	94	O7Ve	11.37	1.16	0.18	1152
14	128	B0V*	11.62	-0.30	0.65	5226
15	33	B0III*	11.64	-0.29	0.67	8632
21	148	O9V*	12.15	-0.31	0.74	7415
22	41	B1V	12.19	-0.26	0.64	4818
26	178	A1V	12.33	0.01	0.32	1173
35	19	B1V	12.53	-0.26	0.63	5721
38	2	B2V	12.63	-0.24	0.61	4333
41	3	B1V	12.65	-0.26	0.68	5629
42	93	B1V	12.69	-0.26	0.56	6742
43	143	A0V**	12.70	-0.02	0.18	1995
46	24	B5V	12.86	-0.17	0.55	2962
87	102	B1V	13.56	-0.26	0.71	8155
167	44	B9V	14.46	-0.07	0.56	3190
234	1	F0V	14.89	0.30	0.28	1837
985		F2V	9.38	0.35	0.09	166

Tabla 1. Datos fotométricos y espectroscópicos de las estrellas observadas en el presente trabajo. M&F74 indica la numeración dada en el trabajo de Moffat & FitzGerald (1974). * Tipos espectrales extraídos del trabajo de Massey et al. (2001). ** Tipos espectrales extraídos del trabajo de Moffat & FitzGerald (1974).

de los datos fotométricos y espectroscópicos encontramos que en la dirección a este cúmulo ($l=245.7^\circ$, $b=0.48^\circ$) el enrojecimiento tiene un incremento con la distancia hasta alcanzar valores de $E(B-V)$ entre 0.6 y 0.7 a partir de los 4 kpc. En esta región se encuentran varios objetos jóvenes de tipos espectrales O y B ubicados a diferentes distancias y probablemente asociados a los brazos espirales de la Galaxia. El grupo de estrellas ubicadas entre 4 kpc y 6.5 kpc estarían asociadas con el brazo de Perseo y las estrellas ubicadas a más de 8 kpc probablemente pertenezcan a la parte interna del brazo externo de la Galaxia.

5. Referencias

- Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
 Massey P., DeGioia-Eastwood K. & Waterhouse E., 2001, AJ, 121, 1050
 Moffat A. F. J. & FitzGerald M. P., 1974, A&A, 34, 291
 Schmidt-Kaler T., 1982, Stars and Star Clusters (Berlin: Springer), 15
 Turner D. G., 1981, AJ, 86, 222
 Vallé J. P., 2005, AJ, 130, 569

PRESENTACION MURAL

Estudio Fotométrico en la región de IC 2944/2948

M.J. Rodríguez¹, J.A. Panei^{1,2}, M.A. Corti^{2,3}, G.L. Baume^{1,2} & G. Carraro⁴

(1) *IALP (CONICET-UNLP)*, (2) *FCAG (UNLP)*,
(3) *IAR (CONICET)*, (4) *ESO(Chile)*

Abstract. Deep images in several bands VI_C corresponding to the area of IC 2944/2948 obtained using a wide-field camera (WFI/2.2m MPG / ESO), have been used in this work. Then we carried out PSF photometry of the combined images. Thus the behavior of the lower main sequence from the stellar population in this area has been studied. Our data were supplemented with information of the brightest objects available in different previous work and/or public databases. The preliminary analysis of the obtained data has allowed us to estimate the characteristics of the stellar population in this direction of the Galaxy.

Resumen. Se han utilizado varias imágenes profundas en las bandas VI_C correspondientes a la zona de IC 2944/2948, obtenidas utilizando una cámara de campo amplio (WFI/2.2m MPG / ESO). Se ha realizado entonces fotometría PSF de las imágenes combinadas. De esta forma, se ha logrado estudiar el comportamiento de la secuencia principal inferior de la población estelar en esta zona. Nuestros datos se han complementado con información de los objetos más brillantes disponible en diferentes trabajos previos y/o bases de datos públicas. El análisis preliminar de los datos obtenidos ha permitido estimar las características de la población estelar en esta dirección de la Galaxia.

1. Introducción

La región de IC 2944/2948 identifica un par de nebulosas HII localizadas al S y SE de la estrella λ Cen. Esta región se caracteriza por la presencia de varios objetos relativamente jóvenes (Reipurth 2008) entre los que se pueden mencionar: a) estrellas masivas azules; b) la presencia de nubes moleculares y glóbulos de Bok; y c) fuentes infrarrojas, de rayos X y posibles estrellas de pre-secuencia (PMS).

En esta zona se han llevado a cabo gran cantidad de estudios, algunos globales y otros sobre objetos particulares; en ambos casos con resultados diversos (e.g. la existencia o no de un cúmulo estelar). Además, se carece de un relevamiento óptico homogéneo en la zona (ver Reipurth 2008 y Nazé et al. 2013). Debido a esto, se ha realizado un análisis preliminar de observaciones fotométricas homogéneas, sobre un área relevante de la zona mencionada. El objetivo ha

sido tratar de entender mejor sus características físicas y derivar sus parámetros fundamentales.

2. Datos

El presente estudio se ha realizado en base a imágenes obtenidas de la base de datos de la ESO que fueron complementadas con información de los objetos más brillantes disponible en diferentes trabajos previos y/o bases de datos públicas.

Las imágenes en las bandas VI_C fueron reducidas con el procedimiento estándar. Esto es, se corrigieron los efectos instrumentales y se realizó fotometría PSF. Se seleccionó información del catálogo APASS de las estrellas en común con nuestras observaciones y se transformaron al sistema VI_C utilizando la ecuación dada por Jester et al. (2005). La tabla de la fotometría resultante fue correlacionada con: a) los datos JHK del catálogo 2MASS; b) los datos BV del catálogo APASS; y c) completada con datos fotométricos y de clasificación espectral proveniente del catálogo de Kharchenko & Roeser (2009) y de la base de datos SIMBAD.

De esta forma se obtuvo un catálogo de unos 137000 objetos, que cubre un área de $45'0 \times 45'0$ alrededor de la dirección $l = 294.8^\circ, b = -1.6^\circ$.

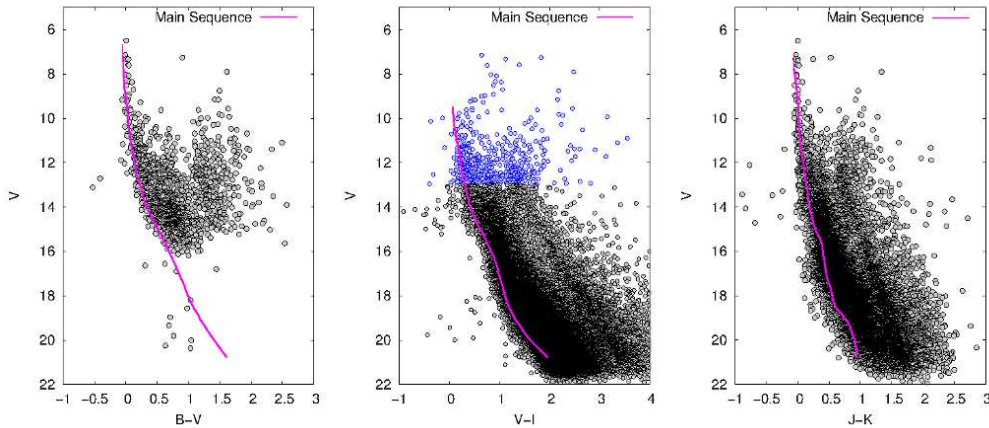


Figura 1. CMDs de todas las estrellas del catálogo producido. Los símbolos azules son los datos VI_C de trabajos previos (ver Sec. 2.). Las curvas indican la posición de la MS de Schmidt-Kaler (1982) para BV , de Cousins (1978ab) para VI , y Koornneef (1983) para JK , desplazadas de acuerdo con los parámetros de la agrupación de estrellas brillantes central (ver Tabla 1).

3. Análisis de los datos

A partir de una inspección visual de la zona y del estudio realizado en rayos X por Nazé et al. (2013), se ha seleccionado como zona de análisis detallado a aquella centrada en la estrella HD 101205 ($\alpha = 11:38:20.4; \delta = -63:22:22$) con un radio de $8'3$. En esta región se encuentra la agrupación estelar más importante de

la zona de IC 2944/2948. Paralelamente se adoptó como región de comparación un anillo de igual área rodeando la región anterior.

Se redeterminaron las distancias espectrofotométricas a partir de la clasificación espectral de 74 estrellas OB localizadas en la zona de estudio. Se utilizó la calibración de Schmidt-Kaler (1982) y se adoptó un valor de $R_V = 3.1$, que es consistente con estudios polarimétricos previos (Vega et al. 1994). Los resultados se presentan en la Tabla 1.

Se realizó, en forma simultánea, el ajuste de la secuencia principal (MS) de Schmidt-Kaler (1982), Cousins (1978ab), y Koornneef (1983) a las estrellas brillantes ($V \lesssim 14$) de la región de la agrupación (ver Fig. 1). Para los vectores de enrojecimiento se adoptaron los valores dados por van den Hulst (Glass 1999) y Cambresy et al. (2002). Como resultado de estos ajustes y de las clasificaciones espectroscópicas se obtuvieron los parámetros presentados en la Tabla 1.

Para estudiar la secuencia inferior se realizó una sustracción estadística comparando los diagramas color-magnitud (CMDs) de las regiones de la agrupación y del campo (ver Gallart et al. 2003). Se obtuvo entonces el CMD descontaminado de la secuencia inferior (Fig. 2, panel del centro). Además se correlacionó nuestra tabla de datos con las fuentes de rayos X identificadas por Nazé et al. (2013). El resultado se presenta en el panel derecho de la Fig 2.

A continuación se compararon los datos observados con los modelos evolutivos de Marigo et al. (2008) y Siess et al. (2000). Se estimaron entonces las edades indicadas en la Tabla 1.

Se construyó la función de luminosidad (LF) correspondiente al CMD descontaminado. Se tomaron intervalos en magnitud dados por $\Delta V = 1$ mag y se obtuvo el valor de la pendiente (para $V < 20$) indicado en la Tabla 1. El mismo resultó algo menor al hallado para otros cúmulos jóvenes de la Galaxia (Phelps & Janes, 1993).

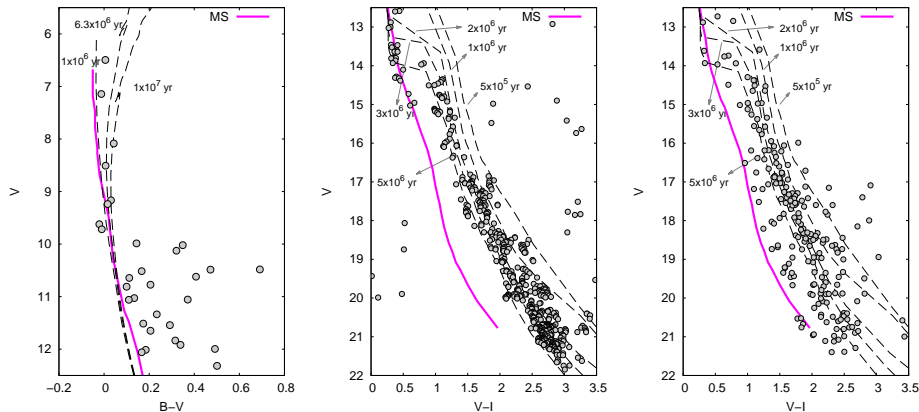


Figura 2. CMDs de las estrellas localizadas en la zona central ($r < 8.3'$). Las curvas color magenta indican la posición de la MS de Schmidt-Kaler (1982). Izquierda: Secuencia superior junto con las isocronas de Marigo et al. (2008). Centro y derecha: Secuencia inferior junto con las isocronas PMS de Siess et al. (2000). En la figura del centro se incluyen las estrellas resultantes de la sustracción estadística en la zona central mientras que en la figura de la derecha se incluyen las estrellas con emisión en rayos X (ver Sec. 3.)

Coordenadas (J2000)	$\alpha=11:38:20.4$ $\delta=63:22:22.0$
Radio	8.3'
$\langle E_{B-V} \rangle$	0.37 ± 0.09
$R_V = A_V/E_{B-V}$	3.1
$V_0 - M_V$	11.8
Edad nuclear	$\sim 1-6$ Myr
Edad de contracción	$\sim 1-5$ Myr
Pendiente LF	0.22

Tabla 1. Parámetros de la agrupación estelar en el centro de IC 2944/2948 (ver texto)

4. Conclusiones preliminares

Se ha obtenido un catálogo astrométrico/fotométrico homogéneo en la zona de IC 2944/2948 que ha permitido: a) confirmar la presencia de una agrupación estelar real; b) determinar sus parámetros fundamentales (distancia, enrojecimiento, edad, distribución de luminosidades); c) aportar evidencia adicional vinculada con la presencia de la población de estrellas PMS en la zona; y d) obtener una edad de la población PMS que resulta comparable a la de las estrellas masivas indicando un evento de formación estelar acotado en unos pocos millones de años (ver Tabla 1).

Agradecimientos. El presente trabajo se ha basado en datos obtenidos en el observatorio La Silla (ESO) bajo el programa 076.D-0396 y en datos públicos localizados en el CDS y WEBDA. GB, MJR, MAC y JAP agradecen el apoyo brindado por CONICET (PIPs 112-201101-00301 y 112-201201-00226).

Referencias

- Cambrésy L., Beichman C.A., Jarrett T.H. et al. 2002, AJ 123, 2559
 Cousins A.W.J. 1978a, MNSSA 37, 62
 Cousins A.W.J. 1978b, MNSSA 37, 77
 Jester S., Schneider D.P., Richards G.T. et al. 2005 AJ 130, 873
 Glass I.S. 1999 en *Handbook of Infrared Astronomy*, Cambridge Univ. Press, Cambridge
 Kharchenko, N. V., & Roeser, S. 2009, VizieR Online Data Catalog, 1280, 0
 Koornneef, J. 1983, A&A 128, 84
 Marigo P., Girardi L., Bressan A., et al. 2008, A&A 482, 883
 Nazé Y., Rauw G., Sana, H et al. 2013, A&A 555A, 83
 Phelps & Janes, 1993 AJ 106, 1870
 Reipurth B. 2008 en *Handbook of Star Forming Regions* Vol. II ASP.
 Schmidt-Kaler, Th. 1982, Landolt-Börnstein, *Numerical data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Series, Group VI, Vol. 2b, ed. Schaifers, & Voigt (Berlin: Springer Verlag), 14
 Siess, L., Dufour, E. & Forestini, M. 2000, A&A 358, 593
 Vega E.I, Orsatti A:M. Marraco H.G. 1994 AJ 108, 1834

PRESENTACION ORAL

Estudio de la evolución química reciente de la Nube Mayor de Magallanes

T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Geisler³ & A.V. Ahumada^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. Based on Washington photometric observations carried out with the Víctor Blanco 4 m telescope at Cerro Tololo Inter-American Observatory (Chile), we examine the Large Magellanic Cloud (LMC) recent chemical evolution. As tracers of the LMC metallic enrichment, we observed and used 81 star clusters projected on different regions of the galaxy. Our sample includes 44 previously unstudied clusters. We find that the more metal-rich clusters are mainly located in the inner disc, while more metal-poor clusters are distributed throughout the entire disc. Intermediate-age clusters tend to be located at greater deprojected Galactocentric distances while the youngest ones are mainly found in the inner disc. These trends are maintained when the sample is complemented with others found in the literature and studied with the same technique. The resulting age-metallicity relationship appears to be independent of which LMC region is considered.

Resumen. Basados en observaciones fotométricas en el sistema de Washington realizadas con el telescopio Víctor Blanco de 4 m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (Chile), examinamos la evolución química reciente de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Como trazadores del enriquecimiento metálico observamos y utilizamos 81 cúmulos estelares (CEs) proyectados sobre diferentes regiones de dicha galaxia. Nuestra muestra incluye 44 CEs sin estudios previos. Encontramos que los CEs más ricos en metales yacen principalmente en el disco interior, mientras que los más pobres en metales se distribuyen por todo el disco de la NMM. Los cúmulos de edad intermedia tienden a ubicarse a mayores distancias deproyectadas del centro de la NMM, mientras que los más jóvenes se sitúan preferentemente en el disco interior. Estas tendencias se mantienen cuando se complementa la presente muestra con CEs de la literatura usando la misma técnica. La relación edad-metalicidad resulta independiente de la región de la NMM que se considere.

1. Observaciones

Las observaciones fotométricas se llevaron a cabo con el telescopio *Víctor Blanco* de 4 m de Cerro Tololo (Chile), usando las bandas *C* y *R* de los sistemas de

Washington y Kron-Cousins, respectivamente, o bien con los filtros C y T_1 , ya que Geisler (1996) ha demostrado que el filtro R reproduce muy bien el T_1 . Las imágenes fueron obtenidas con la cámara Mosaico II conformada por 8 CCDs de 2048×4096 píxeles cada uno, lo que da lugar a una imagen mosaico de $36'$ de lado. Seleccionamos y observamos para nuestro estudio un total de 81 CEs de la NMM, 39 de ellos proyectados sobre la barra, 27 sobre el disco interior y 15 sobre el disco exterior. 44 de los 81 cúmulos observados no registran estudios previos de ninguna naturaleza.

2. Caracterización de los cúmulos seleccionados

Todos los cúmulos observados fueron caracterizados en base a los diagramas color-magnitud ($C - T_1, T_1$), los cuales exhiben, en general, distintas características dependiendo principalmente de la edad. Para determinar los parámetros fundamentales de cada agregado, se minimizó primero en los mencionados diagramas la contaminación por estrellas del campo, aplicando para este fin un procedimiento estadístico (Piatti & Bica 2012). A manera de ejemplo, presentamos en la Figura 1 el diagrama ($C - T_1, T_1$) observado y descontaminado de SL 748.

Para todos los cúmulos observados se adoptó una distancia 50 kpc (Saha et al. 2010). Como en trabajos anteriores (Palma et al. 2013), los excesos de color $E(B - V)$ de cada cúmulo fueron interpolados de los mapas de extinción interestelar de Burstein & Heiles (1982). Los valores resultantes varían entre 0.03 y 0.12 magnitudes, siendo los mismos típicos para cúmulos de la NMM. Los perfiles radiales de densidad estelar de cada cúmulo se obtuvieron computando el número de estrellas por unidad de área correspondiente a un determinado radio. Los radios angulares obtenidos varían entre $0.27'$ y $1.35'$, valores éstos que corresponden a 4 y 20 pc, respectivamente.

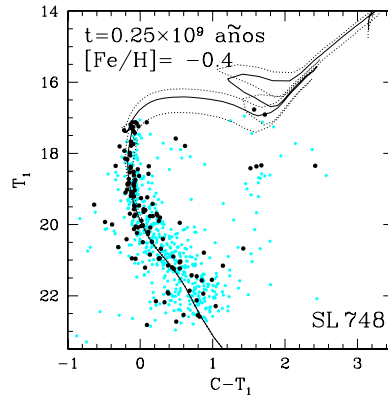


Figura 1. Diagrama color-magnitud observado (círculos celestes) y descontaminado (círculos negros). La línea continua representa la mejor isócrona ajustada, y las líneas discontinuas tienen en cuenta los errores asociados al ajuste.

Para estimar edades y metalicidades, se usaron, cuando resultó posible, dos métodos diferentes. El primero se basa en el ajuste de isócronas teóricas calculadas por Girardi et al. (2002) para el sistema de Washington. Se seleccionó para este propósito un conjunto de isócronas correspondientes a diferentes metalicidades ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0, -0.4$ y -0.7) y usando las ecuaciones $E(C - T_1) = 1.97E(B - V)$ y $M_{T_1} = T_1 + 0.58E(B - V) - (V - M_V)$ reportadas por Geisler & Sarajedini (1999), se supersupieron estas isócronas sobre los diagramas $(C - T_1, T_1)$ previamente descontaminados. Para esto, se tuvo en cuenta el enrojecimiento de cada cúmulo y la distancia adoptada para la NMM. Finalmente, se adoptó para cada cúmulo la edad de la isócrona que mejor ajusta las características fiduciales del diagrama color-magnitud, particularmente el punto de desvío de la secuencia principal y, cuando pudo detectarse, la posición del denominado “clump”. Un ejemplo se observa en la Figura 1.

Un segundo método para determinar edad se basa en el parámetro $\delta(T_1)$, definido como la diferencia entre la magnitud T_1 del “clump” y del punto de desvío de la secuencia principal. En este caso, la edad fue inferida a partir de la siguiente ecuación obtenida por Geisler et al. (1997): $\text{Edad} (\times 10^9 \text{ años}) = 0.23 + 2.31 \times \delta T_1 - 1.80 \times \delta T_1^2 + 0.645 \times \delta T_1^3$. Este método, sin embargo, es sólo aplicable a cúmulos típicamente más viejos que unos 1000 millones de años con “clumps” claramente visibles. Por esta razón, sólo fue posible determinar edad por esta vía para 15 cúmulos de la muestra. El acuerdo obtenido entre las edades obtenidas con este método y las inferidas vía ajuste de isócronas resultó muy bueno.

Para determinar la metalicidad se aplicó también, cuando resultó posible, el método de las Ramas Gigantes Estándar de Geisler & Sarajedini (1999). Una vez determinadas las magnitudes absolutas M_{T_1} y los colores intrínsecos $(C - T_1)_0$ de las estrellas de un cúmulo, se estimó por interpolación la metalicidad del mismo. Las metalicidades derivadas por este procedimiento fueron corregidas por efectos de edad siguiendo las recomendaciones de Geisler et al. (2003). Las metalicidades finalmente obtenidas muestran también muy buen acuerdo con las inferidas vía ajuste de isócronas.

3. Análisis

Se examinaron las distribuciones en edad y metalicidad de los cúmulos observados teniendo en cuenta sus distancias angulares deproyectadas respecto del centro óptico de la NMM (Clariá et al. 2005), suponiendo que todos los cúmulos forman parte del disco inclinado de la galaxia. Estas distancias tienen en cuenta la profundidad no despreciable de la NMM (Crowl et al. 2001).

Si bien la mayor parte de los cúmulos estudiados yace en el disco interior y sólo 15 se ubican en el disco exterior, se aprecia en la Figura 2 (izquierda), en símbolos llenos, que los cúmulos más ricos en metales se encuentran principalmente proyectados sobre el disco interior ($d < 4^\circ$), mientras que aquéllos con metalicidades subsolares se encuentran dispersos por todo el disco. La Figura 2 (derecha) muestra la tendencia por parte de los cúmulos de edad intermedia a

ubicarse a grandes distancias deproyectadas, mientras que los más jóvenes se encuentran principalmente distribuidos en el disco interior (símbolos llenos). Para mejorar la estadística, se agregó a la presente muestra un total de 68 cúmulos observados por otros autores usando la misma técnica. Nótese en la Figura 2 (símbolos vacíos) que las tendencias anteriores se mantienen. Este hecho parece reforzar la idea de la inexistencia de un gradiente radial de metalicidad subso-lar en la NMM, tal como ha sido sugerido por otros autores (e.g., Grocholski et al. 2006; Carrera et al. 2008). Un análisis de la relación edad-metalicidad en diferentes intervalos de distancias deproyectadas, para un total de 149 cúmulos estudiados en el sistema de Washington, demuestra que dicha relación es independiente de la región de la NMM que se considere.

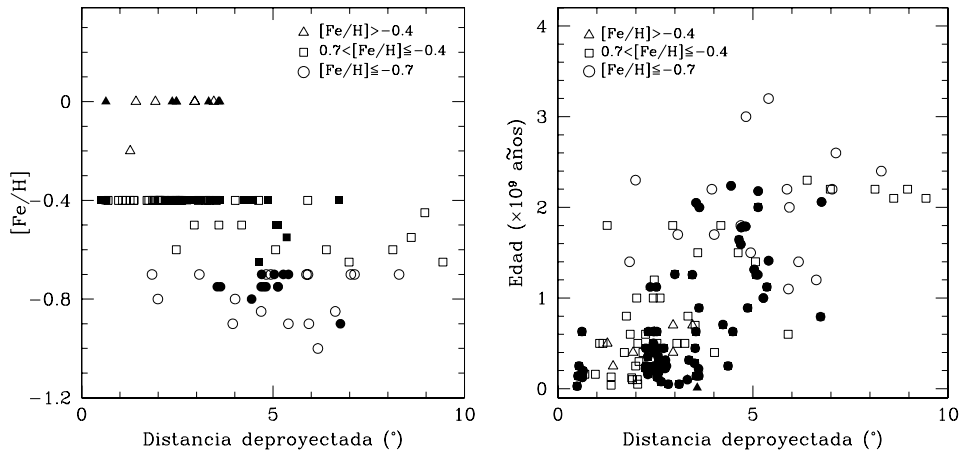


Figura 2. Distribución de metalicidad (izquierda) y edad (derecha) en función de las distancias angulares deproyectadas de los 81 CEs de la muestra (símbolos llenos) y 68 CEs de la muestra complementaria (símbolos vacíos).

Referencias

- Burstein D., Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
 Carrera R., et al., 2008, AJ, 135, 836
 Clariá J. J., et al., 2005, BAAA, 48, 140
 Crowl H. H., et al., 2001, AJ, 122, 220
 Geisler D., 1996, AJ, 111, 480
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., et al., 2003, MNRAS, 341, 771
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Girardi L., et al., 2002, A&A, 391, 195
 Grocholski A. J., et al., 2006, AJ, 132, 1630
 Palma T., et al., 2013, A&A, 555, A131
 Piatti A. E., Bica E., 2012, MNRAS, 425, 3085
 Saha A., et al., 2010, AJ, 140, 1719

PRESENTACION MURAL

Estudio fotométrico de sistemas binarios y múltiples de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes

T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Geisler³ & A.V. Ahumada^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. We study 11 probable binary or multiple systems of star clusters (SCs) of the Large Magellanic Cloud. They are formed by 31 SCs, out of which 19 have been observed in the Washington system with the Cerro Tololo “Victor Blanco” 4 m telescope. We confirm a high probability of physical reality for some of the studied binary or multiple system candidates. We also determine their probable formation epochs and show that some of them could not be genuine physical systems. In all cases we recommend to confirm the physical association of these SC systems by examining their heliocentric distances and relative radial velocities.

Resumen. Estudiamos 11 probables sistemas binarios o múltiples de cúmulos estelares (CEs) de la Nube Mayor de Magallanes. Estos sistemas están conformados por 31 CEs, 19 de los cuales han sido observados con el telescopio “Victor Blanco” de 4 m de Cerro Tololo en el sistema de Washington. Confirmamos una alta probabilidad de realidad física de algunos de los candidatos estudiados, determinamos sus probables épocas de formación y mostramos, además, que algunos candidatos catalogados podrían no tener realidad física. En todos los casos recomendamos confirmar la asociación física de dichos sistemas mediante estudios de sus distancias heliocéntricas y velocidades radiales relativas.

1. Introducción

Los primeros resultados sobre estudios sistemáticos de CEs pertenecientes a sistemas binarios o múltiples de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) pueden verse en los catálogos de Bhatia & Hatzidimitriou (1988) y Bhatia et al. (1991). El criterio de selección adoptado para considerar un sistema binario (o múltiple) es que la máxima separación entre las componentes sea menor que 18 pc, asumiendo para la NMM un módulo verdadero de distancia de 18.4 magnitudes. Si bien en las épocas mencionadas se tenía muy escaso conocimiento de las edades de los CEs de la NMM, la tendencia encontrada fue que, en general, los pares de cúmulos de la NMM deberían ser jóvenes, con edades comprendidas entre 10^7 y unos pocos cientos de millones de años. Estas edades resultan consistentes con las escalas de tiempo de los “*mergers*” o de los períodos de disgregación de los cúmulos binarios (Bhatia 1990). En los años subsiguientes, varios estudios se

ocuparon de los sistemas binarios y/o múltiples de la NMM. Ejemplos de algunos de estos trabajos son los siguientes: Grebel (1997), de Oliveira et al. (1998), Dieball et al. (2000) y Dieball et al. (2002).

2. Observaciones

Usando el telescopio de 4 m del Observatorio de Cerro Tololo, obtuvimos imágenes C (Washington) y R (Kron-Cousins) de 19 CEs de la NMM. El filtro R tiene mayor rendimiento que el T_1 del sistema de Washington, pudiendo transformarse las magnitudes R a magnitudes T_1 con muy buena precisión. Los 11 candidatos a sistemas binarios o múltiples considerados en el presente estudio se muestran en la Tabla 1, en la cual en negrita se identifican los cúmulos observados.

3. Parámetros astrofísicos

Adoptamos para la NMM una distancia de 50 kpc (Saha et al. 2010). Obtuvimos excesos de color $E(B - V)$ de los CEs mediante interpolación en los mapas de Burstein & Heiles (1982). Estimamos edades y metalicidades mediante ajustes de isócronas teóricas de Girardi et al. (2002) en los diagramas $(C - T_1, T_1)$ previamente descontaminados. Si bien la NMM tiene una profundidad de ~ 3.4 kpc (Subramanian & Subramaniam 2009), la adopción de una única distancia para todos los CEs observados no afecta la determinación de edades, por las razones expuestas en Palma et al. (2013). En las Figuras 1 y 2 presentamos los diagramas $(C - T_1, T_1)$ descontaminados para 4 de los 19 cúmulos catalogados como probables miembros de sistemas binarios o múltiples. Hemos superpuesto en ellos las isócronas de Girardi et al. (2002) que mejor representan las características fiduciales de los cúmulos. Los mejores ajustes se lograron usando composiciones químicas $Z = 0.008$ y 0.019 , equivalentes a razones $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.4, 0.0$ respectivamente, teniendo en cuenta tanto el enrojecimiento como la distancia adoptada para los cúmulos observados. Dado que la NMM se encuentra inclinada respecto del plano perpendicular a la visual, para calcular las distancias angulares reales (deproyectadas) al centro de la NMM, utilizamos la siguiente expresión dada por ?, $d = d(p)\{1 + [\text{sen}^2(p - p')](\tan^2 i)\}^{0.5}$, en la cual $d(p)$ representa la distancia del cúmulo proyectada en el plano del cielo normal a la dirección de la visual, p y p' son los ángulos de posición del cúmulo y de la línea de los nodos, respectivamente, y el ángulo i representa la inclinación del plano de la NMM respecto del plano del cielo. La posición del cúmulo NGC 1928 representa el centro óptico de la NMM. Adoptamos, además, los valores 35.8° y 145° para los ángulos i y p , respectivamente (?).

4. Resultados

En la Tabla 1 presentamos, en negrita, los 19 cúmulos considerados en este estudio, juntamente con los 13 candidatos a sistemas binarios o múltiples de la NMM. Una manera de constatar si estos candidatos a sistemas múltiples están efectivamente formados por CEs ligados gravitacionalmente, descartando posibles efectos de proyección, sería examinar si las probables componentes de cada

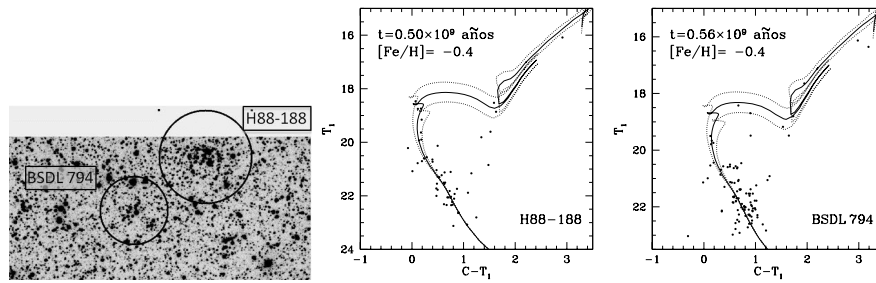


Figura 1. Ajuste de isócronas a los diagramas color-magnitud descontaminados de H88-188 y BSDL 794. La línea continua representa el mejor ajuste, mientras que las líneas punteadas tienen en cuenta los errores asociados. La edad y metalicidad adoptadas se indican en cada diagrama.

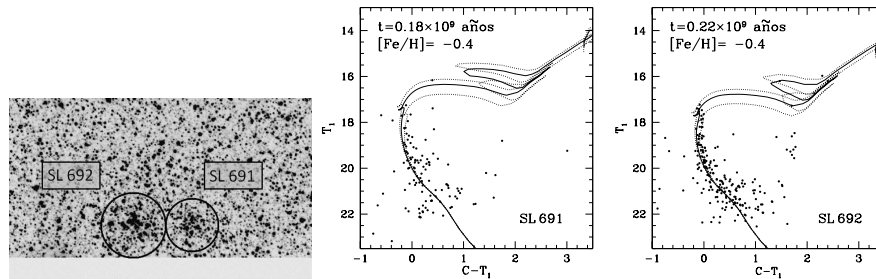


Figura 2. Idem Figura 1 pero para SL 691 y SL 692

sistema tienen aproximadamente la misma edad y metalicidad. Como se aprecia en la Tabla 1, nuestro estudio permite confirmar una alta probabilidad de que los posibles sistemas binarios (2), (5) y (6) constituyan sistemas binarios genuinos. El décimo candidato de la Tabla 1 incluye 3 de sus 4 integrantes con edades comparables, en tanto que el último candidato de la tabla posee ahora 4 integrantes con idénticos enrojecimientos y edades consistentes con un sistema múltiple. En los sistemas binarios (3) y (4) y el sistema múltiple (9), las edades estimadas en el presente trabajo discrepan de las reportadas por ? , PU00 para sus posibles compañeros. Si bien estos agregados podrían no constituir sistemas binarios o múltiples genuinos, creemos que sería conveniente redeterminar sus edades usando alguna otra técnica, con el propósito de confirmar nuestros resultados. Para los sistemas binarios (1) y (7) y múltiple (8) de la Tabla 1, estimamos las edades de al menos una componente en cada caso. Los restantes compañeros en estos 3 probables sistemas resultaron extremadamente débiles y no fueron incluidos en nuestro estudio.

Referencias

- Bhatia R. K., 1990, PASJ, 42, 757
 Bhatia R. K., Hatzidimitriou D., 1988, MNRAS, 230, 215
 Bhatia R. K., et al., 1991, A&AS, 87, 335
 Burstein D., Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
 de Oliveira M. R., Dottori H., Bica E., 1998, MNRAS, 295, 921

Tabla 1. Parámetros fundamentales obtenidos. En negrita se identifican los cúmulos observados en el presente estudio.

	Cúmulo	E(B-V)	Edad ($\times 10^9$ años)	[Fe/H]	d ($^\circ$)
1	SL 33	0.12	2.0 ± 0.2	-0.4	5.13
	BSDL 25	–	–	–	5.13
2	H88-188	0.06	0.50 ± 0.05	-0.4	2.71
	BSDL 794	0.06	0.56 ± 0.10	-0.4	2.70
3	HS 156	0.06	1.1 ± 0.1	-0.4	2.52
	HS 154	0.06	0.50 (PU00)	-0.4	2.54
4	SL 460	0.06	0.028 ± 0.003	-0.4	0.49
	BSDL 1614	0.06	0.40/1.0 (PU00)	-0.4	0.49
5	SL 691	0.07	0.18 ± 0.02	-0.4	2.31
	SL 692	0.07	0.22 ± 0.02	-0.4	2.31
6	HS 414	0.09	0.28 ± 0.03	-0.4	2.57
	SL 716	0.07	0.25 ± 0.03	-0.4	2.57
7	SL 748	0.07	0.22 ± 0.03	-0.4	2.71
	BSDL 3118	–	–	–	2.72
8	KMK88-52	0.09	0.18 ± 0.02	0.0	0.63
	BSDL 1423	–	–	–	0.62
	BSDL 1452	–	–	–	0.63
	KMK88-53	–	–	–	0.64
	KMK88-54	–	–	–	0.64
9	KMK88-57	0.06	0.63 ± 0.07	-0.4	0.62
	BSDL 1759	0.06	–	–	0.60
	KMK88-56	0.06	0.25 (PU00)	-0.4	0.59
10	NGC 1969	0.06	0.16 ± 0.03	-0.4	0.54
	NGC 1971	0.06	0.13 ± 0.03	-0.4	0.54
	NGC 1972	0.06	0.13 ± 0.03	-0.4	0.54
	BSDL 1783	–	–	–	0.64
11	BSDL 3050	0.07	0.22 ± 0.05	-0.4	2.53
	BSDL 3072	0.07	0.28 ± 0.07	-0.4	2.58
	KMHK 1389	0.07	0.16 ± 0.04	-0.4	2.55
	KMHK 1408	0.07	0.40 ± 0.09	-0.4	2.60
	BSDL 3063	–	–	–	2.56

- Dieball A., Grebel E. K., Theis C., 2000, A&A, 358, 144
 Dieball A., Müller H., Grebel E. K., 2002, A&A, 391, 547
 Girardi L., et al., 2002, A&A, 391, 195
 Grebel E. K., 1997, A&A, 317, 448
 Palma T., et al., 2013, A&A, 555, A131
 Saha A., et al., 2010, AJ, 140, 1719
 Subramanian S., Subramaniam A., 2009, A&A, 496, 399

PRESENTACION MURAL

Primera determinación de los parámetros fundamentales de 41 cúmulos estelares débiles de la Nube Mayor de Magallanes

T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Geisler³ & A.V. Ahumada^{1,2}

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *CONICET*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. We present results obtained for 41 faint star clusters located in the bar and the disc of the Large Magellanic Cloud (LMC). The observations were carried out with the “V́ctor Blanco” 4 m telescope at Cerro Tololo Inter-American Observatory using the Washington C and Kron-Cousins R filters. Clusters’ linear radii were determined from the stellar density radial profiles. Using theoretical isochrones, we derived ages and metallicities from extracted $(C - T_1, T_1)$ color-magnitude diagrams, previously cleaned from field star contamination. Whenever possible, we also derived ages using the δT_1 parameter and estimated metallicities from the Standard Giant Branch procedure. We find that the two methods for both age and metallicity determination are in good agreement with each other. Since none of the observed clusters has been previously studied, the present fundamental parameter determinations turn out to be the first ones. Seventeen clusters were found to be intermediate-age clusters (1-2 Gyr), with $[\text{Fe}/\text{H}]$ values ranging from -0.4 to -0.8. The remaining 24 clusters are aged between 125 and 900 Myr and their metallicities range between 0.0 and -0.4.

Resumen. Presentamos los resultados obtenidos para 41 cúmulos débiles de la barra y el disco de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “V́ctor Blanco” de 4 m de Cerro Tololo (Chile) en las bandas C y R de los sistemas de Washington y Kron-Cousins, respectivamente. Determinamos radios lineales a partir de los perfiles de densidad estelar. Usando diagramas $(C - T_1, T_1)$, previamente descontaminados por estrellas del campo, estimamos edades y metalicidades a partir de ajustes de isócronas teóricas. Cuando resultó posible, estimamos también edad a partir del parámetro δT_1 y metalicidad mediante el método de las Ramas Gigantes Estándar. Encontramos muy buen acuerdo entre las edades y metalicidades derivadas por los distintos métodos aplicados. Dado que ninguno de los cúmulos observados registra estudios previos, las presentes constituyen las primeras determinaciones de sus parámetros fundamentales. Encontramos que 17 cúmulos son de edad intermedia ($1 - 2 \times 10^9$ años) y tienen metalicidades ($[\text{Fe}/\text{H}]$) entre

-0.4 y -0.8. Los restantes 24 objetos tienen edades comprendidas entre 125 y 900 millones de años y metalicidades entre 0.0 y -0.4.

1. Observaciones

Usando el telescopio “V́ctor Blanco” de 4 m de Cerro Tololo (Chile), obtuvimos imágenes en las bandas C y R de los sistemas de Washington y Kron-Cousins, respectivamente, de 41 cúmulos de la NMM, 14 proyectados sobre la barra y 27 sobre el disco. Ninguno de ellos registra estudios previos, por lo que las presentes constituyen las primeras determinaciones de sus parámetros básicos. Geisler (1996) ha mostrado que el filtro R tiene mayor rendimiento que el filtro T_1 del sistema de Washington, pudiendo transformarse las magnitudes R a magnitudes T_1 con muy buena precisión.

2. Resultados

Aplicado el método descrito en Palma et al. (2013), obtuvimos perfiles radiales de densidad estelar y radios angulares de los cúmulos. En la Figura 1 se ilustra un ejemplo de esta determinación para el cúmulo HS 178. Aceptando que la NMM está ubicada a 50 kpc del Sol (Saha et al. 2010), los radios lineales resultan inmediatamente (Tabla 1). Determinamos, además, excesos de color $E(B-V)$ por interpolación en los mapas de Burstein & Heiles (1982) y edades y metalicidades ajustando isócronas de Girardi et al. (2002) en los diagramas $(T_1, C - T_1)$, previamente descontaminados, usando el método de Piatti & Bica (2012). En cada caso, adoptamos la edad de la isócrona que visualmente mejor ajusta las características del diagrama CM, tal como se aprecia en el ejemplo de la Figura 1. Cuando resultó posible, determinamos también edades en base al parámetro δT_1 , usando la ecuación (4) de Geisler et al. (1997). Finalmente, aplicando el método de Geisler & Sarajedini (1999), estimamos metalicidades para 13 de los cúmulos. Los valores resultantes fueron corregidos por efectos de edad (Geisler et al. 2003). Tanto las edades como las metalicidades obtenidas a partir de los diferentes métodos muestran en general muy buen acuerdo.

Los principales resultados están condensados en la Tabla 1, en la cual d representa la distancia angular real (deproyectada) al cúmulo NGC 1928 (centro de la NMM). Los cúmulos estudiados tienen radios comprendidos entre 3.3 y 17.0 pc, edades entre 125 y 2.200 millones de años y metalicidades dentro del rango $0.0 > [Fe/H] > -0.9$. 17 de los 41 cúmulos observados son de edad intermedia ($1 - 2 \times 10^9$ años). Si bien los cúmulos ricos en metales tienden a concentrarse en el disco interior ($d < 4^\circ$), los restantes con $[Fe/H] < -0.4$ yacen dispersos por toda la galaxia, por lo que no existe gradiente de metalicidad. Un análisis detallado de estos cúmulos, juntamente con otros 40 que observamos en el mismo sistema y con el mismo telescopio, demuestra la existencia de una clara relación entre la edad y la metalicidad en el rango de edades mencionado (Palma et al., 2014, en preparación). Dicha relación es ilustrativa de la evolución química reciente en la NMM.

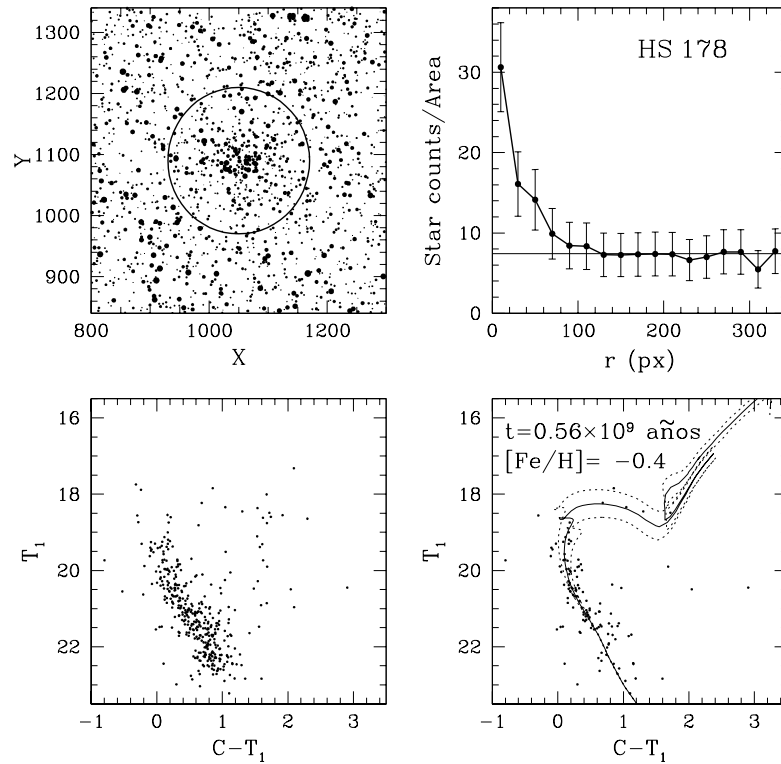


Figura 1. *Arriba izquierda.* Mapa esquemático de las estrellas observadas en el campo de HS178. El círculo indica el radio adoptado para el cúmulo. *Arriba derecha.* Perfil radial de densidad estelar centrado en el cúmulo. La línea horizontal indica el nivel del fondo estelar lejos del cúmulo. *Abajo izquierda.* Diagrama color-magnitud observado. *Abajo derecha.* Diagrama color-magnitud descontaminado. La línea continua representa la isócrona teórica que mejor ajusta el diagrama, mientras que en líneas de puntos se representan las isócronas obtenidas teniendo en cuenta los errores asociados al mejor ajuste.

Referencias

- Burstein D., Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
 Geisler D., 1996, AJ, 111, 480
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., et al., 2003, MNRAS, 341, 771
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Girardi L., et al., 2002, A&A, 391, 195
 Palma T., et al., 2013, A&A, 555, A131
 Piatti A. E., Bica E., 2012, MNRAS, 425, 3085
 Saha A., et al., 2010, AJ, 140, 1719

Tabla 1. Resultados obtenidos para 41 cúmulos estelares de la NMM sin estudios previos.

Cúmulo	E(B-V)	d (°)	Radio lineal (pc)	Edad ($\times 10^9$ años)	[Fe/H]
SL 33	0.12	5.1	13.1	2.0 \pm 0.2	-0.4
SL 41	0.12	5.1	14.4	1.25 \pm 0.15	-0.7
KMHK 123	0.12	5.0	7.3	1.1 \pm 0.1	-0.7
KMHK 128	0.11	5.4	7.3	1.4 \pm 0.2	-0.8
SL 48	0.12	5.1	13.1	2.2 \pm 0.2	-0.8
LW 69	0.12	4.6	7.8	1.6 \pm 0.2	-0.7
KMHK 151	0.12	5.1	9.9	1.25 \pm 0.15	-0.8
SL 54	0.12	4.9	13.1	0.9 \pm 0.1	-0.4
SL 73	0.12	4.7	12.5	1.6 \pm 0.2	-0.8
SL 72	0.13	4.4	10.5	0.22 \pm 0.03	-0.4
BSDL 594	0.05	3.4	9.2	1.25 \pm 0.15	-0.5
BSDL 665	0.03	3.6	3.9	0.9 \pm 0.1	-0.4
HS 130	0.06	2.6	5.9	0.14 \pm 0.01	-0.4
BSDL 761	0.06	3.6	5.9	0.14 \pm 0.01	-0.4
HS 156	0.06	2.5	7.8	1.1 \pm 0.1	-0.4
HS 178	0.04	3.5	7.8	0.56 \pm 0.14	-0.4
LW 211	0.10	4.7	10.5	1.8 \pm 0.2	-0.8
LW 231	0.11	6.7	7.6	0.8 \pm 0.1	-0.4
IC 2140	0.11	6.8	17.0	2.0 \pm 0.2	-0.9
BSDL 2938	0.07	2.3	0.45	0.45 \pm 0.05	-0.4
HS 409	0.07	2.2	0.50	0.22 \pm 0.02	-0.4
BSDL 2963	0.07	2.4	7.6	1.1 \pm 0.1	0.0
LOGLE 733	0.07	2.5	3.3	0.45 \pm 0.05	0.0
BSDL 2993	0.07	2.5	8.6	0.63 \pm 0.07	-0.4
BSDL 3003	0.07	2.6	5.9	0.35 \pm 0.05	-0.4
BSDL 3060	0.07	2.6	8.6	0.22 \pm 0.02	-0.4
HS 420	0.07	2.6	5.2	0.25 \pm 0.03	-0.4
BSDL 3072	0.07	2.6	5.9	0.28 \pm 0.03	-0.4
BSDL 3071	0.08	2.5	3.9	0.125 \pm 0.015	-0.4
KMHK 1408	0.07	2.6	10.5	0.45 \pm 0.05	-0.4
HS 424	0.07	2.7	9.2	0.28 \pm 0.03	-0.4
HS 427	0.07	2.8	12.5	0.32 \pm 0.04	-0.4
KMHK 1448	0.07	2.8	7.8	0.22 \pm 0.02	-0.4
BSDL 3123	0.07	2.8	3.1	0.25 \pm 0.03	-0.4
C 11	0.10	3.4	9.9	0.32 \pm 0.04	-0.4
BSDL 3158	0.10	3.5	14.4	2.0 \pm 0.2	-0.8
KMHK 1504	0.12	3.6	9.2	2.0 \pm 0.2	-0.8
SL 775	0.10	3.5	13.8	0.45 \pm 0.05	-0.4
SL 826	0.11	4.4	17.0	2.2 \pm 0.4	-0.8
SL 870	0.09	5.4	14.4	1.1 \pm 0.1	-0.6
KMHK 1702	0.11	5.3	0.45	1.0 \pm 0.1	-0.7

PRESENTACION MURAL

Fotometría de Washington de cúmulos abiertos proyectados en dirección hacia el centro de la Galaxia

N. Marconi¹, J.J. Clariá^{2,3}, M.C. Parisi^{2,3}, T. Palma^{2,3}, M.A. Oddone², A.V. Ahumada^{2,3} & A.E. Piatti^{2,3}

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (UNC)*

(2) *Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC)*

(3) *CONICET*

Abstract. We present preliminary results obtained from the photometric analysis in the C and T_1 bands of the Washington photometric system of four poorly studied open clusters (OCs): Dias 6, NGC 5381, Ruprecht 128 and Czernik 37, projected in the Galactic center direction. We derived their fundamental parameters from their $(C - T_1, T_1)$ color-magnitude diagrams, using theoretical isochrones computed for the Washington system. The present results are part of a major project which aims at characterizing almost a hundred OCs observed and analyzed in a homogeneous way.

Resumen. Presentamos resultados preliminares obtenidos a partir del análisis fotométrico en las bandas C y T_1 del sistema fotométrico de Washington de cuatro cúmulos abiertos (CAs) pobremente estudiados proyectados en la dirección del centro galáctico: Dias 6, NGC 5381, Ruprecht 128 y Czernik 37. A partir de los diagramas color-magnitud $(C - T_1, T_1)$ y mediante el ajuste de isócronas teóricas calculadas para el sistema de Washington, derivamos sus parámetros fundamentales. Los presentes resultados constituyen parte de un proyecto mayor que prevé la caracterización de un centenar de CAs observados y analizados de manera homogénea.

1. Observaciones fotométricas

Nuestro grupo viene realizando estudios sistemáticos de CAs utilizando distintos telescopios del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) y el sistema fotométrico de Washington. Estos estudios han contribuido de manera significativa, no sólo a la caracterización individual de estos sistemas sino también al entendimiento global de algunas propiedades de la Vía Láctea (e.g., Parisi et al. 2005). Como parte de este estudio, se obtuvieron imágenes en las bandas C y T_1 del sistema fotométrico de Washington de casi un centenar de CAs galácticos de características desconocidas o pobremente conocidas. Presentamos acá algunos resultados preliminares de este estudio en gran escala para Dias 6 ($\alpha_{J2000} = 18^h 30^m 30^s$, $\delta_{J2000} = -12^\circ 19' 00''$), NGC 5381 ($\alpha_{J2000} = 14^h 00^m 36^s$, $\delta_{J2000} = -59^\circ 34' 00''$), Ruprecht 128 ($\alpha_{J2000} = 17^h 44^m 12^s$, $\delta_{J2000} = -34^\circ 52' 00''$) y Czernik 37 ($\alpha_{J2000} = 17^h 53^m 12^s$, $\delta_{J2000} = -27^\circ 22' 00''$), cuatro

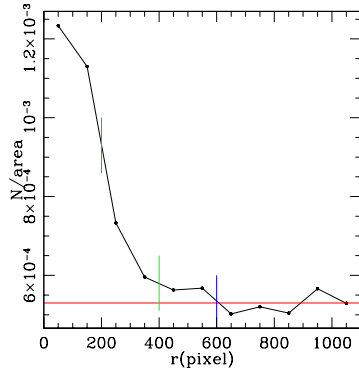


Figura 1. Perfil radial de densidad estelar obtenido para Dias 6 usando un total de 2281 estrellas. Se indica en color anaranjado el radio r_{FWHM} , en verde el radio r_{clean} , en azul el radio r_{cl} y en rojo el nivel de fondo estelar.

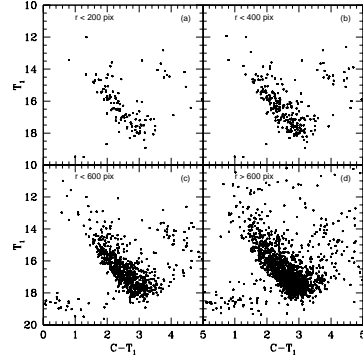


Figura 2. Diagramas $(C - T_1, T_1)$ de Dias 6 para diferentes extracciones circulares correspondientes a: (a) r_{FWHM} , (b) r_{clean} , (c) r_{cl} y (d) $r > r_{cl}$

cúmulos proyectados en dirección hacia el centro galáctico. Estos CAs fueron observados con el telescopio de 0.9 m de CTIO (escala $0.4''/\text{pixel}$), con un CCD de 2048×2048 píxeles y un seeing típico de $1''$. Las imágenes fueron reducidas en el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba (Argentina), utilizando diferentes tareas de IRAF.

2. Características estructurales y parámetros fundamentales

Para cada cúmulo, construimos primero el perfil radial de densidad estelar en base a recuentos estelares, efectuando ajustes gaussianos de las distribuciones estelares proyectadas en las direcciones X e Y . Como ejemplo, mostramos en la Fig. 1 el perfil radial correspondiente a Dias 6, en tanto que en la Fig. 2 presentamos, para el mismo cúmulo, los diagramas $(C - T_1, T_1)$ correspondientes a distintas extracciones circulares. En general, estos diagramas muestran secuencias principales relativamente bien definidas, excepto en Czernik 37 en el que se advierte la existencia de un apreciable enrojecimiento diferencial. En efecto, el límite inferior estimado por Burki (1975) para cúmulos con enrojecimiento diferencial es $\Delta(B - V) = 0.11$ mag, equivalente a $\Delta(C - T_1) = 0.22$ mag, si se adopta la razón $E(C - T_1)/E(B - V) = 1.97$ (Geisler 1996). Para Czernik 37 estimamos $\Delta(C - T_1) = 1.0$ mag, valor éste que excede largamente el límite de Burki (1975). Las características confiables de los cúmulos observados se aprecian al máximo en las extracciones circulares correspondientes al denominado r_{clean} . Este radio es siempre menor que el radio del cúmulo, definido éste como la distancia al centro del cúmulo correspondiente a la intersección del perfil de densidad radial con el nivel del fondo de cielo. Por esta razón, decidimos ajustar isócronas teóricas de Girardi et al. (2002) a los diagramas $(C - T_1, T_1)$ correspondientes a r_{clean} , usando $Z = 0.019$ (Fig. 4). Las 6 estrellas de Dias 6 con $T_1 < 14.5$ y $C - T_1 < 1.5$ son probablemente no miembros, aunque algunas de ellas podrían ser

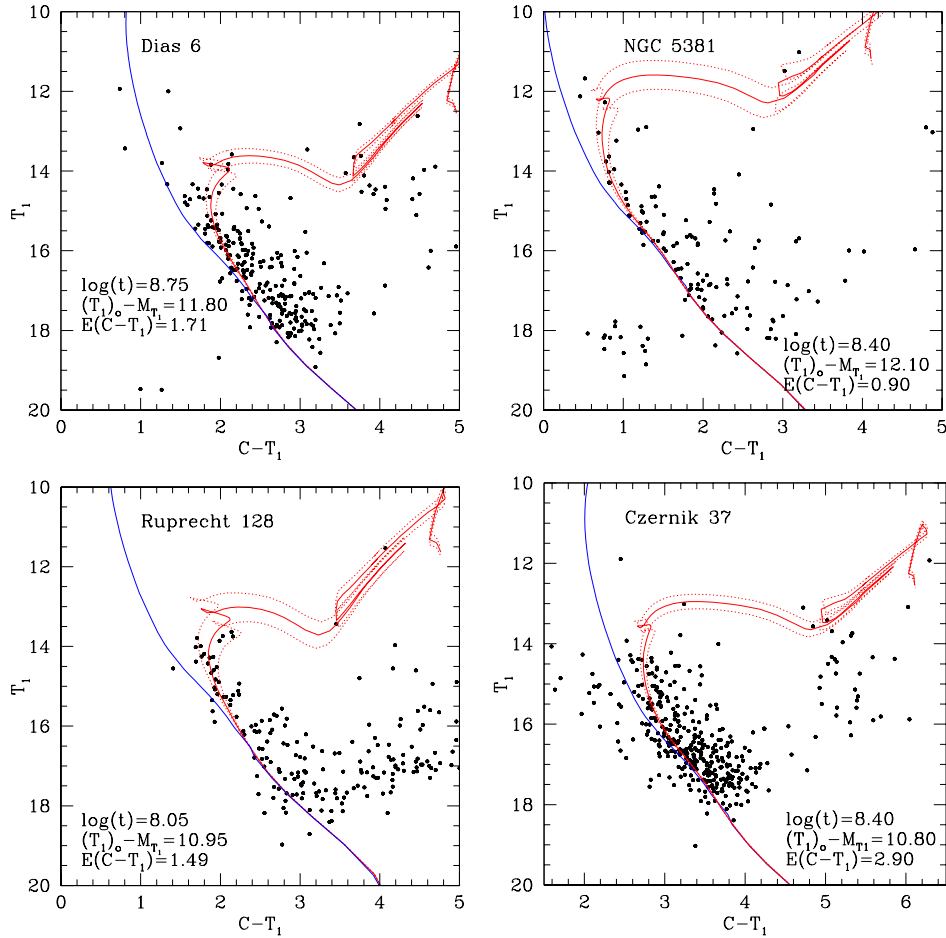


Figura 3. Diagramas $(C - T_1, T_1)$ correspondientes a extracciones circulares usando r_{clean} . En líneas llenas se muestran las secuencias principales de edad cero y las isócronas teóricas de Girardi et al. (2002) que mejor ajustan los diagramas. En líneas punteadas se incluyen las isócronas obtenidas teniendo en cuenta los errores asociados. En cada diagrama se indican los parámetros derivados.

“estrellas azules rezagadas”. Los enrojecimientos, distancias y edades resultantes se presentan en la Tabla 1, juntamente con los errores asociados determinados usando la metodología descrita en Piatti et al. (2004). Incluimos también en esta tabla valores previamente reportados por Dias et al. (2012), Tadross (2011), Seleznev et al. (2012) y Tadross (2008) para Dias 6, NGC 5381, Ruprecht 128 y Czernik 37, respectivamente. Los trabajos de Tadross (2008) y Tadross (2011) se basan en datos obtenidos en el infrarrojo cercano usando el *Two-Micron All-Sky Survey* (2MASS). Nuestros resultados muestran acuerdos razonables con las determinaciones previas realizadas en Dias 6 y Ruprecht 128, no así en cambio en NGC 5381 y Czernik 37. En efecto, NGC 5381 resulta ahora mucho más joven que lo previamente reportado. La significativa subestimación del enrojecimiento por parte de Tadross (2011) explica la notable diferencia en edad inferida por el mencionado autor. Este cúmulo presenta un núcleo relativamente pequeño aunque bien conspicuo, rodeado por una corona de baja densidad estelar. Czernik 37, por su parte, resulta ahora significativamente más joven y más enrojecido que lo reportado por Tadross (2008). Como en NGC 5381, nuestro mayor valor de $E(B - V)$ comparado con el de Tadross (2008) explica, al menos en parte, la menor edad por él estimada. Un estudio detallado sobre NGC 5381 y Czernik 37 se encuentra actualmente en preparación (Marcionni et al. 2014).

Tabla 1. Parámetros fundamentales obtenidos para los cúmulos estudiados y valores reportados por otros autores.

Cúmulo		t ($\times 10^9$ años)	$E(B - V)$	d (kpc)
Dias 6	observado	0.56 ± 0.07	0.87 ± 0.05	2.3 ± 0.3
	reportado	0.7 ± 0.2	0.87 ± 0.03	2.24 ± 0.21
NGC 5381	observado	0.25 ± 0.06	0.46 ± 0.05	2.6 ± 0.5
	reportado	1.60 ± 0.11	0.06 ± 0.02	1.17 ± 0.05
Ruprecht 128	observado	0.8 ± 0.1	0.76 ± 0.05	1.6 ± 0.2
	reportado	0.8 ± 0.1	0.74 ± 0.15	1.6
Czernik 37	observado	0.25 ± 0.06	1.47 ± 0.13	1.4 ± 0.4
	reportado	0.60	1.03	1.73 ± 0.08

Referencias

- Burki G., 1975, *A&A*, 43, 37
Dias W. S., Monteiro H., Caetano T. C., Oliveira A. F., 2012, *A&A*, 539, 125
Geisler D., 1996, *AJ*, 111, 480
Girardi L., Bertelli G., Bressan A. et al., 2002, *A&A*, 391, 195
Marcionni N., Clariá J.J., Parisi M.C., Palma T., Oddone M.A., Ahumada A., 2014, (en prensa)
Parisi M. C., Clariá J. J., Piatti A. E., Geisler D., 2005, *MNRAS*, 363, 1247
Piatti A. E., Clariá J. J., Ahumada A., 2004, *A&A*, 421, 991
Seleznev A. F., Carraro G., Costa E., Loktin A. V., 2012, *New Astron.*, 15, 61
Tadross A.J., 2008, *New Astron.*, 13, 370
Tadross A.J., 2011, *Journal Korean Astron. Soc.*, 44, 1

PRESENTACION MURAL

Sistemas binarios viuda negra: conectando sus orígenes con su estado final

O. G. Benvenuto^{1,2}, M. A. De Vito^{1,2} & J. E. Horvath³

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata. CCT, CONICET

(3) Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas,
Universidade de São Paulo

Abstract. “Black widow” systems are located in a well determined region of the plane $M_2 - P_{orb}$ (where M_2 is the mass of the pulsar companion and P_{orb} is the orbital period of the system). An attempt has been made to understand which are the mechanisms that lead to companions of “black widows” to be located in this region, since standard binary evolution does not provide a satisfactory response. From our evolutionary calculations, we study the path performed in the plane $M_2 - P_{orb}$ by a binary system to reach the state of “black widow”. We also discuss whether there is a connection between “redbacks” and “black widows”.

Resumen. Los sistemas del tipo “viuda negra” se acomodan en una región bien determinada del plano $M_2 - P_{orb}$ (donde M_2 es la masa de la acompañante del pulsar y P_{orb} el período orbital del sistema). Se ha intentado entender cuáles son los mecanismos que llevan a las acompañantes de las “viudas negras” a ubicarse en esta región, ya que la evolución binaria estándar no provee una respuesta satisfactoria. A partir de nuestros cálculos evolutivos, estudiamos el recorrido realizado en el plano $M_2 - P_{orb}$ por un sistema binario hasta llegar al estado de “viuda negra”. Nos preguntaremos, además, si existe una conexión entre “redbacks” y “viudas negras”.

1. Generalidades de los sistemas binarios “viudas negras”

Los pulsares de milisegundo son objetos extraordinarios: poseen períodos de rotación muy pequeños ($P_P \sim 0.010$ s), siendo además rotadores muy estables. Permiten estudiar las ecuaciones de estado de la materia en condiciones extremas. Cuando se encuentran en sistemas binarios (SBs), en muchas ocasiones es posible medir con precisión el valor de sus masas, y nos dan la oportunidad de estudiarlos a través de modelos de SBs interactuantes, en los que existe transferencia de masa mediante el desborde del lóbulo de Roche. Existe un grupo de SBs en los que la acompañante del pulsar es un objeto de muy baja masa ($M_2 < 0.05 M_\odot$, siendo M_2 la masa de la acompañante del pulsar) y se encuentran en una órbita bastante apretada (períodos orbitales $P_{orb} < 24$ hs). Cuando muestran eclipses, es evidente la presencia de material entre las componentes,

denotando la acción de un viento de evaporación producido por efecto del pulsar. Como resultado, los valores de las masas de las acompañantes de estos son muy pequeños, pudiendo llegar a ser completamente destruidas. A este tipo de binarias se las conoce como “viudas negras”. Hay otro grupo de SBs eclipsantes que contienen un pulsar de milisegundo, también con un bajo valor de P_{orb} , pero con compañeras más masivas que las halladas en las “viudas negras” ($M_2 \sim 0.1 M_\odot$). Si la compañera ha sido detectada, frecuentemente aparece como un objeto no degenerado, sugiriendo la posibilidad de que el sistema se encuentre aún en estado de reciclado del pulsar. Se los llama “redbacks”.

2. Objetivos y cálculos

¿Cómo se formaron las “viudas negras”? ¿Están vinculadas con los “redbacks”? ¿La estrella que donó materia para acelerar el pulsar es la misma que la que se observa en la actualidad? En este trabajo presentaremos resultados que responden a estos interrogantes.

Realizamos una serie de cálculos con nuestro código de evolución binaria (Benvenuto & De Vito 2003). Con él, calculamos de manera *autoconsistente* las etapas de inicio y finalización de transferencia de masa. Se considera que la mitad del material perdido por la estrella donante cae sobre la estrella de neutrones ($\beta = 0.50$). Las estrellas donantes son de metalicidad solar y masas iniciales ($(M_2)_i$) de 1.5, 2.0, 2.5 y 3.0 M_\odot . La masa inicial de la estrella de neutrones es 1.4 M_\odot . Los períodos orbitales iniciales ($(P_{orb})_i$) se tomaron entre 0.55 y 1 día. Incorporamos el efecto de la evaporación, de fundamental importancia para la reproducción de las principales características de las “viudas negras” (Benvenuto et al. 2012; Benvenuto et al. 2013). Se asumieron para la eficiencia de la evaporación los valores $\eta_{evap} = \alpha_{evap} L_P = 0.0, 0.04, 0.20$ y 1.0. No consideramos efectos de irradiación mutua en nuestros cálculos.

3. Resultados

En la Figura 1 graficamos el período orbital del sistema en función de la masa de la acompañante del pulsar (plano $M_2 - P_{orb}$) en los casos de $\eta_{evap} = 0.00$ y 0.20. Tomando los datos observacionales correspondientes a SBs en los que uno de sus miembros es un pulsar de los catálogos del ATNF (Australia Telescope National Facility, Manchester et al. 2005) y del Catálogo de Paulo Freire (Pulsars in Globular Clusters, <http://www.naic.edu>), graficamos P_{orb} en función de los valores de masas mínimas estimadas para estas acompañantes.

Según Roberts (2013), basado en cálculos de Podsiadlowski et al. (2002) (sin evaporación), las “viudas negras” ocupan un lugar en el plano $M_2 - P_{orb}$ por el que no pasan recorridos evolutivos. Esto concuerda con nuestro caso de $\eta_{evap} = 0.00$ (sin evaporación). Sin embargo, para el caso de $\eta_{evap} = 0.20$ (y para el resto de los valores de η_{evap} considerados en este trabajo) nuestros modelos cubren la región de “viudas negras”, reproduciendo las características de estos sistemas en escalas de tiempo adecuadas.

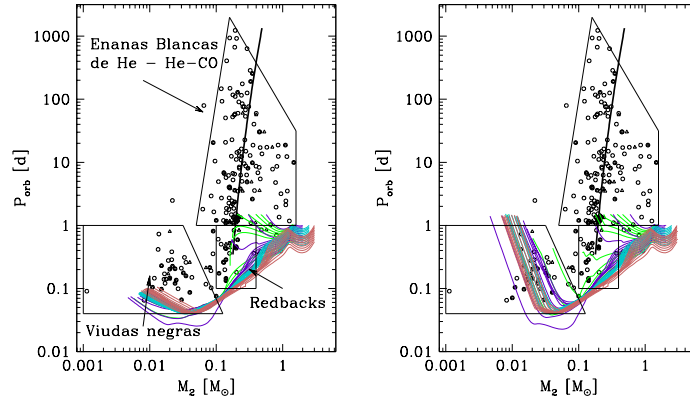


Figura 1. Plano $M_2 - P_{orb}$ para todos nuestros recorridos evolutivos correspondientes a $\eta_{evap} = 0.00$ y 0.20 (izquierda y derecha respectivamente). Se grafican, además, los valores estimados para las masas mínimas de las acompañantes de pulsares en SBs. Los datos fueron tomados de los catálogos del ATNF (círculos) y de Paulo Freire (triángulos). En línea gruesa se muestran las relaciones de Tauris & Savonije (1999) y De Vito & Benvenuto (2012).

4. El caso de PSR J0024-7204I y PSR J1802-2124

Aplicaremos nuestros resultados a los SBs en los que se encuentran PSR J0024-7204I y PSR J1802-2124.

En la Figura 2 mostramos el modelo calculado para $(M_2)_i = 3.0 M_\odot$, $(P_{orb})_i = 1$ d, y $\eta_{evap} = 1.00$. En el panel de la izquierda puede observarse el recorrido evolutivo en el plano $M_2 - P_{orb}$. ¿Es posible que PSR J1802-2124 represente un estado evolutivo previo al de PSR J0024-7204I?

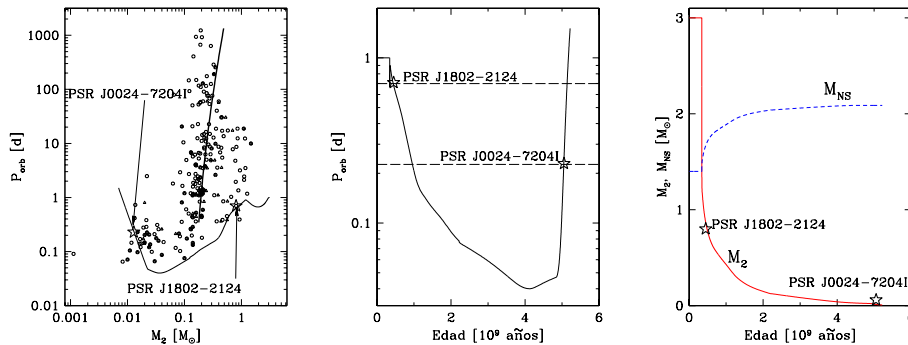


Figura 2. Gráfico del modelo correspondiente a $(M_2)_i = 3.0 M_\odot$, $(P_{orb})_i = 1$ d, y $\eta_{evap} = 1.00$. En el panel de la izquierda se muestra el recorrido evolutivo en el plano $M_2 - P_{orb}$, en el panel del centro la evolución de P_{orb} y en el panel de la derecha la evolución de las masas de las componentes del SB.

Ferdman et al. (2010) proponen que la acompañante de PSR J1802-2124 es una enana blanca masiva. Pero ¿podría ocurrir que fuera una estrella que se encuentre en estado de transferencia de masa, reciclando al pulsar? La Figura 2 es consistente con esta idea, ya que no sólo conecta a estos sistemas en el plano $M_2 - P_{orb}$, sino que presenta acuerdo en la evolución del período orbital y las masas de las componentes (ver Tabla 4.). Otros autores sugieren que el estado de “viuda negra” se alcanza luego del intercambio de la estrella que recicló al pulsar por el objeto que está siendo evaporado por el viento del pulsar (King et al. 2005). Sin embargo nuestros recorridos evolutivos muestran que es posible llegar a este estado con un único SB.

Hemos encontrado una conexión evolutiva entre “redbacks” y “viudas negras”, pudiendo así dar una respuesta a los interrogantes planteados al inicio de la Sección 2..

Tabla 1. Principales características de PSR J1802-2124 y PSR J0024-7204I.
Referencias: (1) Ferdman et al. 2010 (2) Freire et al. 2003

Pulsar	M_2/M_\odot	M_P/M_\odot	P/d	P_P/ms	Referencia
PSR J1802-2124	0.78 ± 0.04	1.24 ± 0.11	0.6989	12.6	(1)
PSR J0024-7204I	0.01296	—	0.2263	3.48	(2)

5. Conclusiones y trabajo futuro

La evaporación de un pulsar sobre su acompañante resulta ser una pieza clave en la descripción evolutiva de “viudas negras”.

Los recorridos evolutivos que derivamos describen la totalidad de los sistemas “viudas negras” registrados en los catálogos del ATNF y de Freire. Notablemente, según nuestros modelos, la estrella que recicló al pulsar puede ser la misma que lo acompaña en el estado de “viuda negra”.

En particular, para el caso de PSR J1802-2124 y PSR J0024-7204I, nuestros modelos abren la posibilidad de un vínculo evolutivo entre “redbacks” y “viudas negras”.

Referencias

- Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, MNRAS, 342, 50
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2012, ApJ, 753, L33
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2013, MNRAS, 433, L11
 De Vito M. A., Benvenuto O. G., 2012, MNRAS, 421, 2206
 Ferdman R. D., et al., 2010, ApJ, 711, 764
 Freire P. C., et al., 2003, MNRAS, 340, 1359
 King A. R., et al., 2005, MNRAS, 358, 1501
 Manchester R. N., et al., 2005, AJ, 129, 1993
 Podsiadlowski P., Rappaport S., Pfahl E. D., 2002, ApJ, 565, 1107
 Roberts M. S. E., 2013, in IAU Symposium Vol. 291 of IAU Symposium, Surrounded by spiders! New black widows and redbacks in the Galactic field. pp 127–132
 Tauris T. M., Savonije G. J., 1999, A&A, 350, 928

PRESENTACION MURAL

A search of extended Main Sequence Turnoff star clusters in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti^{1,3}, S.C. Keller², A.D. Mackey², and G.S. Da Costa²

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *Research School of Astronomy and Astrophysics, Australian National University, Canberra, Australia*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*

Abstract. We present Gemini South GMOS g, i photometry of 10 intermediate age LMC star clusters, namely: NGC 2155, 2161, 2162, 2173, 2203, 2209, 2213, 2231, 2249, and Hodge 6. Extensive artificial star tests were made over the observed field of view. These tests reveal the observed behaviour of photometric errors with magnitude and crowding. The cluster stellar density radial profiles were traced from star counts over the extent of the observed field. We adopt cluster radii and build colour-magnitude diagrams (CMDs) with cluster features clearly identified; extended Main Sequence Turnoffs being possibly visible in a scarce number of studied clusters. We used the cluster $(g, g - i)$ CMDs to estimate ages and metallicities from the fit of theoretical isochrones. The studied LMC clusters are confirmed to be intermediate age clusters, which range in age $9.10 < \log(t) < 9.60$.

Resumen. Presentamos resultados en el sistema fotométrico g, i obtenidos con el GMOS acoplado al telescopio Gemini Sur de 10 cúmulos de edad intermedia de la Nube Mayor de Magallanes, a saber: NGC 2155, 2161, 2162, 2173, 2203, 2209, 2213, 2231, 2249 y Hodge 6. Fueron realizadas numerosas pruebas con estrellas artificiales sobre el campo visual de observación, las cuales revelaron el mismo comportamiento encontrado en los errores fotométricos con la magnitud y la densidad estelar. Los perfiles radiales de densidad estelar de los cúmulos fueron trazados a partir de conteos de estrellas sobre la extensión del campo observado. Adoptamos radios para los cúmulos y construimos diagramas color-magnitud (DCM) en los cuales las características de los cúmulos resultaron claramente identificadas; asimismo, los puntos de desvío extendidos de la Secuencia Principal fueron visibles probablemente en un escaso número de los cúmulos estudiados. Utilizamos los DCM para estimar edades y metalicidades a partir del ajuste de isócronas teóricas, lo que nos permitieron confirmar la edad intermedia de los cúmulos estudiados en el rango $9.10 < \log(t) < 9.60$.

1. Introduction

As part of a continuing project to investigate the extended Main Sequence Turnoff (MSTO) phenomenon that is seen to be widespread in intermediate age LMC clusters (Keller et al. 2011, 2012) we have used the Gemini South telescope to obtain GMOS imaging in the SDSS *g*, *i* system of 10 candidate intermediate age LMC star clusters. Our aim is to establish a luminosity limited sample of clusters in the age range of 1-3 Gyr in which to characterise the prevalence of the MSTO phenomenon. In this work we built the CMDs of NGC 2155, 2161, 2162, 2173, 2203, 2209, 2213, 2231, 2249, and Hodge 6 (programs GS-2011A-Q-43 and GS-2012A-Q-15).

2. Data handling and analysis

The data reduction followed the procedures documented by the Gemini Observatory webpage and the IRAF.GMOS package. We processed standard star and cluster fields images by performing overscan, trimming corrections, bias subtraction, flattened all data images, etc., once the calibration frames (zeros, sky- and dome-flats, etc.) were properly combined.

The instrumental magnitudes, obtained through PSF photometry fittings (Stetson 1987), were transformed to the standard system using the following expression:

$$g = g_1 + g_{std} + g_2 \times X_g + g_3 \times (g - r)_{std} \quad (1)$$

$$r = r_1 + r_{std} + r_2 \times X_r + r_3 \times (g - r)_{std} \quad (2)$$

where g_i , and r_i ($i=1,2,3$) are the fitted coefficients, and X_w ($w=i,g$) represents the effective airmass.

We have paid particular attention to extensive artificial star tests over the whole image data set, in order to build the completeness function of the photometry. From these experiments, we obtained that the 50% completeness level is reached at $g, i \sim 23.5-25.0$, depending on the distance to the cluster centre, and that the behaviour of the photometric errors with magnitude for the observed stars guarantees the accuracy of the morphology and position of the main features in the CMDs that we investigate.

We trace their stellar density radial profiles from star counts performed over the GMOS field of view. From the density profiles, we adopted cluster radii defined as the distance from the cluster centre where the stellar density profile intersects the background level, and derived the radii at the FWHM of the radial profile. We then built CMDs with cluster features clearly identified. Fig. 1 shows as an example the CMD for NGC 2173. The green filled circles represent stars distributed within a circle of radius = (FWHM of the radial profile/2), while those in blue correspond to field stars located beyond the cluster radius and in a similar cluster area. As can be seen the main cluster features, particularly its MSTO region and the giant phases, are clearly identified.

Using the cluster ($g, g - i$) diagrams, we estimated ages and metallicities from theoretical isochrones computed for the SDSS system (Marigo et al. 2008).

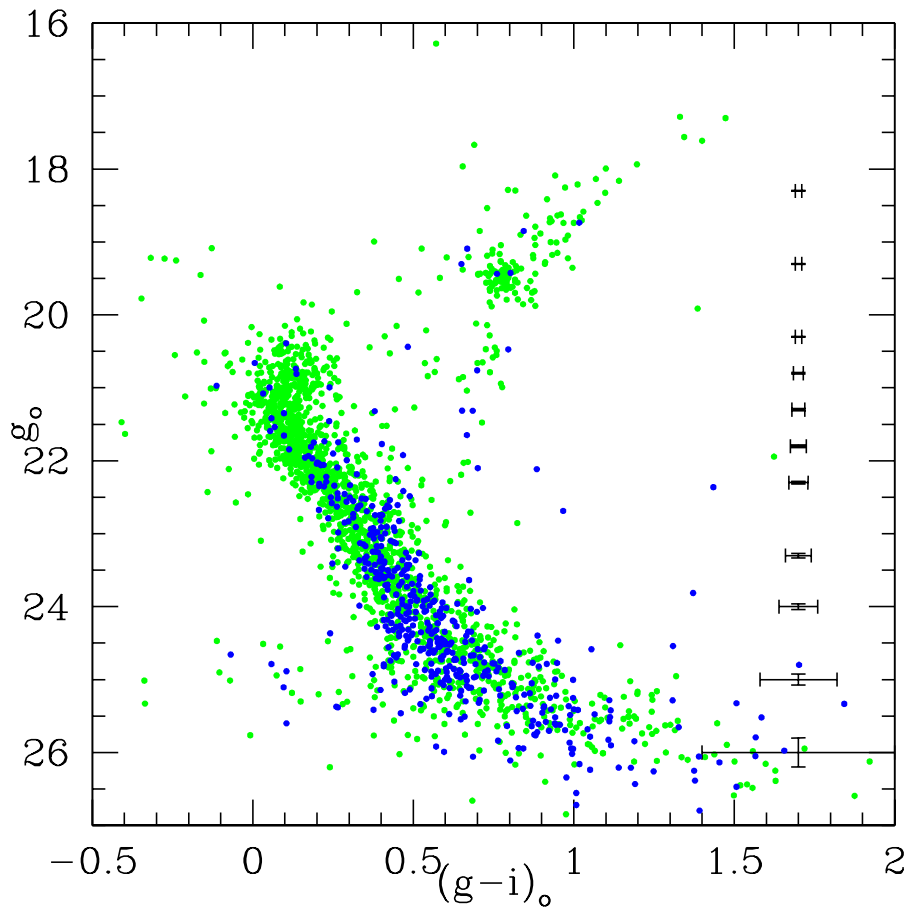


Figure 1. CMD for stars measured within the FWHM of the NGC 2173 radius (green filled circles) and that for the surrounding field (blue filled circle) using an equal as for cluster stars. The magnitude and color error bars at different magnitude levels are also overlotted on the right.

We used the most frequently employed LMC distance modulus value (18.50; Piatti & Geisler 2013, and references therein) and the cluster reddenings taken from the Burstein & Heiles (1982)'s extinction maps.

3. Conclusions

The studied LMC clusters are confirmed to be intermediate age clusters of age, $\log(t) = 9.10-9.60$; two of them, namely: NGC 2162, 2249, being new possible extended MSTO cluster candidates. Fig. 2 shows the result of the isochrone fitting for NGC 2173 obtained. We would like to mention that the theoretically computed bluest stage during the He-burning core phase is redder than the observed red clump in the CMDs of some clusters, like for NGC 2173, a behaviour already detected in other studies of Galactic and Magellanic Cloud clusters (e.g. Piatti et al. 2009,, and references therein). A similar outcome was found from the

fitting of isochrones in the M_V vs $(V - I)_o$ diagram (Piatti et al. 2003a,, among others). Nevertheless, the sub-giant branch observed in Fig. 2 corresponds to the LMC star field.

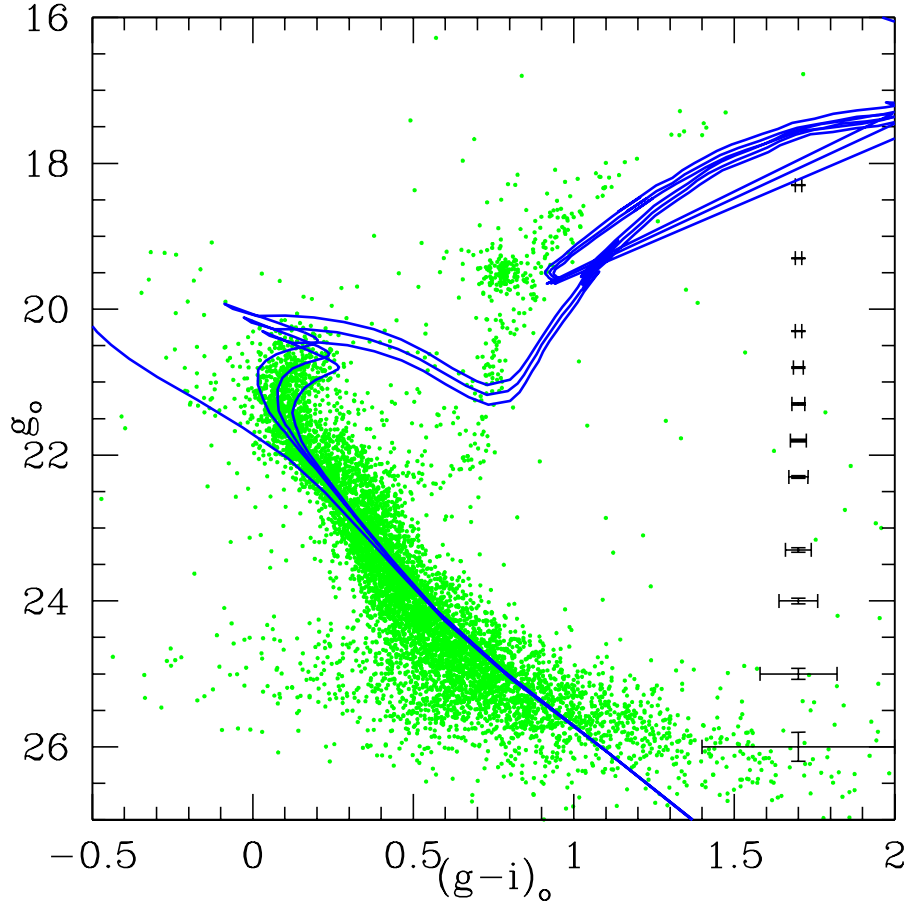


Figure 2. CMD for star measured within the NGC2173 radius and isochrones of $\log(t) = 9.20, 9.25,$ and $9.30,$ for $Z= 0.008$ superimposed. The ZAMS has also been overplotted.

References

- Burstein D., Heiles C., 1982, *AJ*, 87, 1165
 Keller S. C., Mackey A. D., Da Costa G. S., 2011, *ApJ*, 731, 22
 Keller S. C., Mackey A. D., Da Costa G. S., 2012, *ApJ*, 761, L5
 Marigo P., et al., 2008, *A&A*, 482, 883
 Piatti A. E., Clariá J. J., Ahumada A. V., 2003a, *MNRAS*, 346, 390
 Piatti A. E., Clariá J. J., Ahumada A. V., 2003b, *MNRAS*, 340, 1249
 Piatti A. E., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 1559
 Piatti A. E., et al., 2009, *New Astronomy*, 14, 97
 Piatti A. E., Geisler D., 2013, *AJ*, 145, 17
 Stetson P. B., 1987, *PASP*, 99, 191

PRESENTACION MURAL

CCD SDSS *gr* photometry of poorly studied LMC star clusters

A.E. Piatti

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

Abstract. We present results based on CCD SDSS *gr* photometry of a handful of Large Magellanic Cloud star clusters, namely: SL 127, 174, 676, 679, 819, and 866. The *g* magnitudes and *g* – *r* colours were derived from PSF photometry on images obtained at the Gemini South telescope and the GMOS attached, once they were reduced for the instrumental signature. The instrumental magnitudes were converted into the standard ones by using the transformation equations and the coefficients derived from measures of standard stars. The resulting cluster colour-magnitude diagrams were used to estimate the clusters' ages and metallicities from isochrone fittings, as well as, to find out any pattern of extended Main Sequence turnoff.

Resumen. Presentamos resultados basados en fotometría CCD SDSS *gr* de un puñado de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes, a saber: SL 127, 174, 676, 679, 819, and 866. Las magnitudes *g* y colores *g* – *r* fueron derivados a partir de fotometría PSF en imágenes obtenidas con el telescopio Gemini Sur y el GMOS acoplado, una vez que ellas fueron corregidas de la respuesta instrumental. Las magnitudes instrumentales fueron convertidas al sistema standard usando las ecuaciones de transformación y los coeficientes derivados a partir de medidas de estrellas standards. Los diagramas color-magnitud resultantes fueron usados para estimar las edades y las metalicidades de los cúmulos a partir de ajustes de isócronas, como así también, para descubrir algún patrón de punto de desvío de la Secuencia Principal extendido.

1. Fundamental parameter estimates of LMC star clusters

The data used in this work come from the Gemini Science Archive (GS-2010B-Q-74, PI: Pessev) and were obtained at the Gemini South telescope with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) attached (scale = 0.146 pixel⁻¹). Fig. 1 shows an example of the collected images. It shows the LMC clusters NGC 2107 (= SL 679, to the South) and SL 676 (to the North), respectively. The data reduction followed the procedures documented by the Gemini Observatory webpage and the IRAF.GMOS package. Briefly, we processed a total of 112 images (standard star and cluster fields) by performing overscan, trimming corrections, bias subtraction, flattened all data images, etc., once the calibration frames (zeros, sky-flats, etc.) were properly combined.

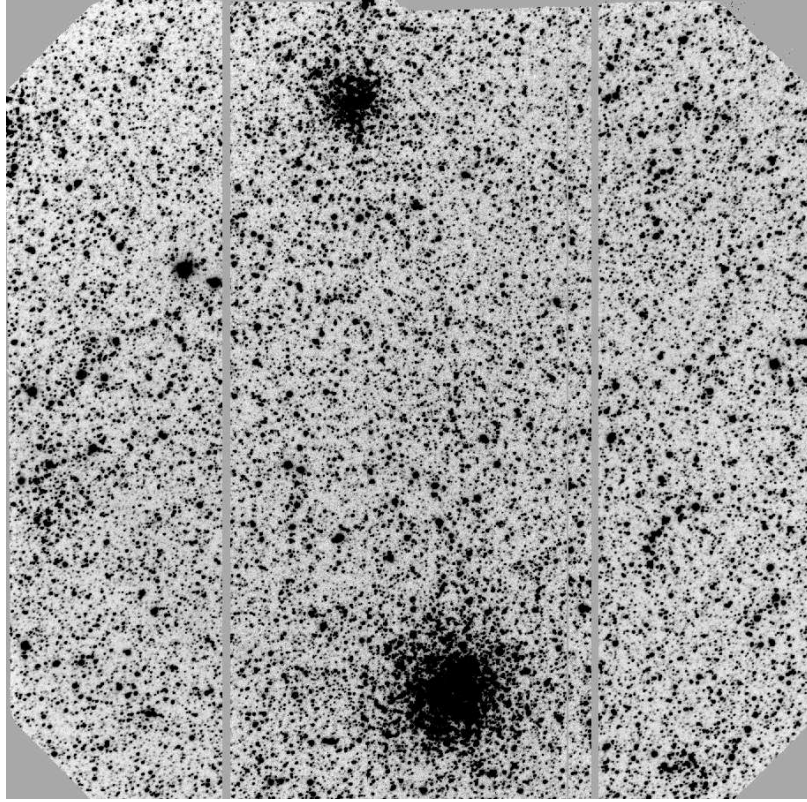


Figure 1. r 15s image of NGC 2107 (SL 679). The image is $5.6 \text{ arcmin} \times 5.6 \text{ arcmin}$ wide. North is upward, and East is leftward. The cluster at the northeast edge is SL 676.

The instrumental magnitudes, obtained through PSF photometry fittings (Stetson 1987), were transformed to the standard system using the following expression:

$$g = g_1 + g_{std} + g_2 \times X_g + g_3 \times (g - r)_{std} \quad (1)$$

$$r = r_1 + r_{std} + r_2 \times X_r + r_3 \times (g - r)_{std} \quad (2)$$

where g_i , and r_i ($i=1,2,3$) are the fitted coefficients, and X represents the effective airmass.

From the resultant photometry, we applied a subtraction procedure to statistically clean the cluster Color-Magnitude Diagrams (CMDs) from field star contamination in order to disentangle cluster features from those belonging to their surrounding fields. The technique makes use of variable cells (see right panel of Fig. 2) in order to reproduce the field CMD as closely as possible on to the cluster (Piatti & Bica 2012). Once the cleaned cluster photometry were obtained, we trace their stellar density radial profiles from star counts. From the density profiles, we adopted cluster radii defined as the distance from the cluster center where the stellar density profile intersects the background level.

Fig. 2 depicts as an example of the performed analysis the observed CMD for NGC 2107 represented by filled green circles. We have used those stars located within the cluster radius. The error bars drawn at the right margin represent the typical errors involved in at different magnitude levels. In the same figure, we superimposed with blue filled circles those stars that survived the decontamination star field procedure. As can be seen, an important percentage of Main Sequence stars, particularly at the fainter regime, have been eliminated, as well as the LMC field star red clump ($g \sim 20$ mag).

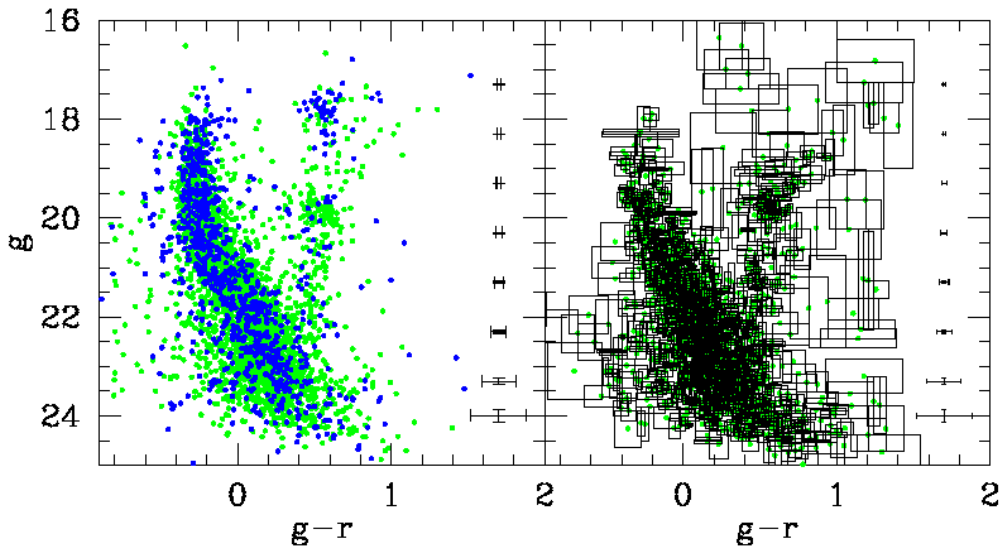


Figure 2. *Left:* CMD for the stars observed within the cluster radius (green filled circle) and the survival ones after applying the decontamination field star procedure (blue filled circle). *Right:* Star field CMD with the defined variable cells superimposed.

Using the cleaned cluster CMDs, we estimated ages and metallicities from matching theoretical isochrones computed for the SDSS system (Marigo et al. 2008). When adjusting a subset of isochrones we took into account the LMC distance modulus and the individual star cluster colour excesses. The resulting ages (in $\log(t)$) turned out to be 8.00 ± 0.20 (NGC 1768), 8.65 ± 0.10 (HS 85), 8.80 ± 0.10 (SL 676), 8.45 ± 0.10 (NGC 2107), 9.10 ± 0.10 (NGC 2190), and 9.30 ± 0.10 (SL 866). All the clusters have a moderately metal-poor metal content ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.4 \pm 0.2$ dex). Fig. 3 shows the results for the isochrone fit for NGC 2107. Notice that the observed red clump results slightly bluer than the theoretical one, a behaviour already detected in other studies star clusters (e.g. Piatti et al. 2011, and references therein). Only NGC 1768 has a previous age estimate (7.8 ± 0.4 , Glatt et al. 2010)

References

Glatt K., Grebel E. K., Koch A., , 2010, Ages and luminosities of young SMC/LMC star clusters and the recent star formation history of the Clouds

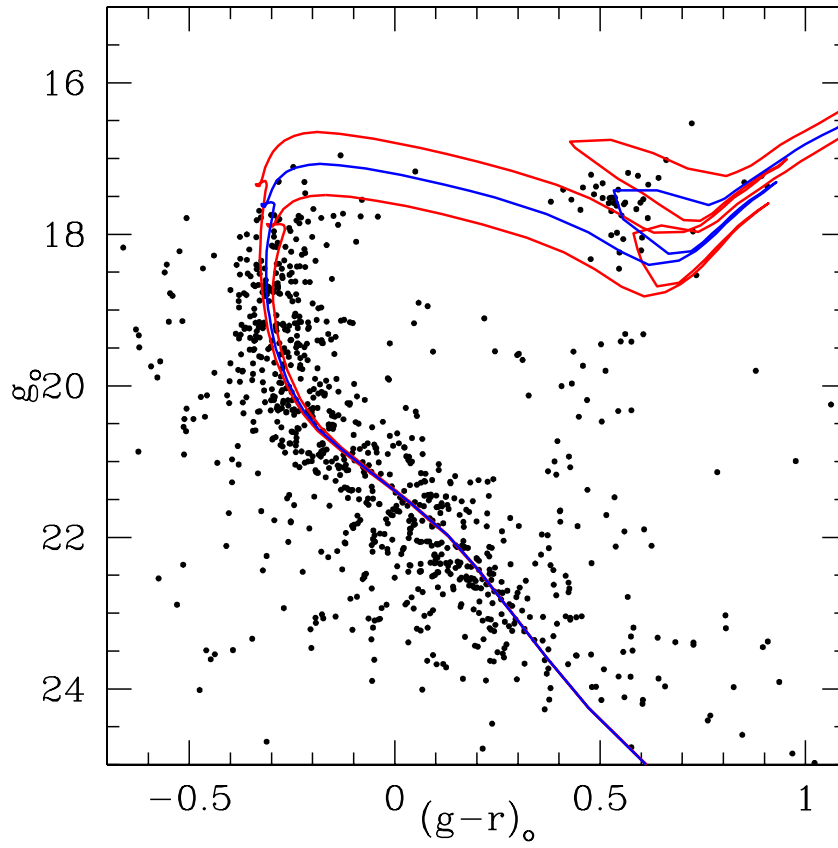


Figure 3. Cleaned cluster CMD with isochrones of $\log(t) = 8.35, 8.45,$ and $8.55,$ for $Z = 0.008$ superimposed.

Marigo P., et al., 2008, *A&A*, 482, 883
Piatti A. E., Bica E., 2012, *MNRAS*, 425, 3085
Piatti A. E., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 1559
Stetson P. B., 1987, *PASP*, 99, 191

PRESENTACION MURAL

On the star cluster frequency in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Abstract. Using an updated database of star clusters in the Large Magellanic Cloud (LMC), we study the variations of the star cluster frequency in terms of their spatial distributions. We considered the collection of regions analyzed by Harris & Zaritsky (2009, AJ, 138, 1243) in order to build individual star cluster frequencies. The resulting curves, traced with cluster mass cutoffs in order to assure a 50% completeness level, show that the oldest star clusters are not isotropically distributed, while those youngest ($\sim 10^7$ yr) exhibit a complex pattern. 30 Doradus results to be the region with the highest relative frequency of young star clusters in the galaxy. We also obtained modeled cluster frequencies from the known star formation rates for the different LMC regions. When comparing them to the observed ones, we find that there exist a general agreement, particularly for ages smaller than 3 Gyr.

Resumen. A partir de una base de datos actualizada de cúmulos estelares en la Nube Mayor de Magallanes (NMM), estudiamos las variaciones de la frecuencia de cúmulos estelares en términos de sus distribuciones espaciales. Consideramos el conjunto de regiones analizadas por Harris & Zaritsky (2009, AJ, 138, 1243) con el fin de construir sus respectivas frecuencias de cúmulos estelares. Las curvas resultantes, trazadas con cortes en la masa de los cúmulos para asegurar un nivel de completitud del 50%, muestran que los cúmulos más viejos no están isotrópicamente distribuidos, mientras que aquéllos más jóvenes ($\sim 10^7$ años) exhiben un patrón complejo. 30 Dorado resulta ser la región con la más alta frecuencia relativa de cúmulos estelares jóvenes de la galaxia. También obtuvimos frecuencias de cúmulos modeladas a partir de las tasas de formación estelar conocidas para las diferentes regiones de la NMM. Cuando las comparamos con las observadas, encontramos que existe un acuerdo general, particularmente para edades inferiores a los 3×10^9 años.

1. Building the star cluster frequencies

In this work we address the issue of the variation of the LMC cluster frequencies (CFs) in terms of the cluster spatial distribution. For this purpose, we adopted the LMC regions traced by Harris & Zaritsky (2009, hereafter HZ). They divided the LMC main body in eight regions called: the Bar, the Outer Bar, 30 Doradus, the Southeast Arm, the Northwest Arm, the Blue arm, Constellation III, and

the Northwest Void. We refer the readers to HZ for a detailed view of them. As for the cluster database, we used that of Baumgardt et al. (2013), to which added 50% more clusters at the intermediate-age regime from our own LMC star cluster compilation (Geisler et al. 1997; Bica et al. 1998; Piatti et al. 1999, 2002; Geisler et al. 2003; Piatti et al. 2003, 2009, 2011; Piatti 2011, 2012, 2013).

When building the CFs we took into account the influence of adopting arbitrary age bins, as well as the fact that each age value is associated to an uncertainty which allows the age value to fall centred on an age bin or outside it. We employed a procedure which achieves a compromise between the age bin size and the age errors, so that the resulting CFs picture accurate morphology and position of their main fiducial features. Details of the aforementioned method can be found in Piatti & Geisler (2013). Briefly, to know whether a portion of an age segment (mean age value + age error) falls in a age bin, we took into account the following possibilities and combinations between them. We asked whether: i) the mean age associated with any of the age points is inside a fixed age interval, ii) the age- σ (age) value is inside that age interval; iii) the age- σ (age) value is to the left of that age interval and the age is to the right; iv) the age+ σ (age) value is inside that age interval and, v) the age+ σ (age) value is to the right of that age interval and the age is to the left.

In order to deal with a statistically significant cluster sample, we constrained the cluster sample to those with masses higher than $10^3 M_{\odot}$ and $(1.8 \times \log(t) - 12.8) M_{\odot}$ for ages younger and older than 1 Gyr, respectively. Fig. 1 shows the $\log(\text{mass})$ as a function of $\log(\text{age})$ for the different HZ regions. The $\log(\text{mass})$ corresponds to the lower mass value at the full width at half maximum of the observed cluster mass distribution for each age interval ($\Delta(\log(t)) = 0.2$) for ages in the range $\log(t)=7.0-9.2$. For ages in the range $\log(t)=9.2-9.5$, we took masses from the literature (basically from Mackey & Gilmore 2003; Piatti 2011). For clusters with ages larger than $\log(t) = 10.0$, we took the lower mass value available in the literature, and for the age range between $\log(t) = 9.5-10.0$ we interpolated the $\log(\text{mass})$ values. Notice that we have no LMC cluster in this age regime, since this is related with the widely known LMC cluster age gap Geisler et al. (1997). For comparison purposes, we have included with solid line the 50% completeness limit traced by Baumgardt et al. (2013).

Fig. 2 shows the resultant CFs for the eight HZ regions. From this figure, we confirm that there exist some variations of the LMC CFs in terms of their spatial distributions, since there exist differences in the shape of the CFs coming from different LMC regions. For instance, recently ($\log(t) < 7.5$) differential cluster formation rates have taken place, 30 Doradus being the region with the highest relative frequency of young star clusters in the galaxy. As can be seen, the 30 Doradus CF reaches the highest values for ages younger than $\log(t) = 7.5$, although it also present a depletion on clusters at the age of $\log(t) = 7.0$. We recall, however, that at this very young limit, the cluster sample is far from being complete.

At the $\log(t) \sim 9-9.5$ (1-3 Gyr) range, the resultant CFs show that such a formation period was more intense in the Bar, the Outer Bar, and the Northwest Arm; of an intermediate strength in 30 Doradus and the Northwest Void; while Constellation III, the Southeast Arm, and the Blue Arm account for the lowest cluster formation level. Focusing on the spatial distribution of these regions, the

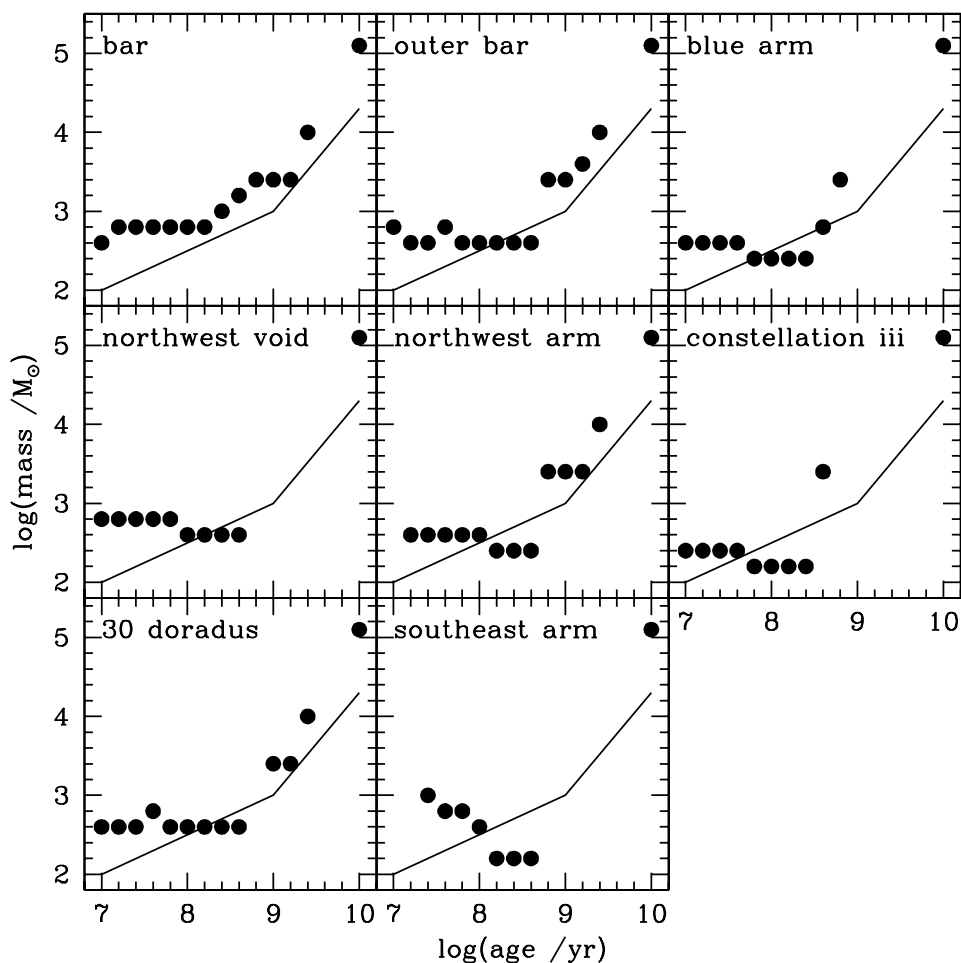


Figure 1. Mass distribution as a function of age for different LMC regions.

above result might be pointing out that the reservoirs of gas out of which the clusters were formed at that time were more important in the inner regions than in the outer ones, with some exception. Finally, the oldest LMC clusters located within the 8 HZ regions mainly populate the Bar, the Northwest Arm, and the Blue Arm, which tell us about that they are not isotropically distributed.

References

- Baumgardt H., et al., 2013, MNRAS, 430, 676
 Bica E., et al., 1998, AJ, 116, 723
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., et al., 2003, MNRAS, 341, 771
 Harris J., Zaritsky D., 2009, AJ, 138, 1243
 Mackey A. D., Gilmore G. F., 2003, MNRAS, 338, 85
 Piatti A. E., 2011, MNRAS, 418, L40

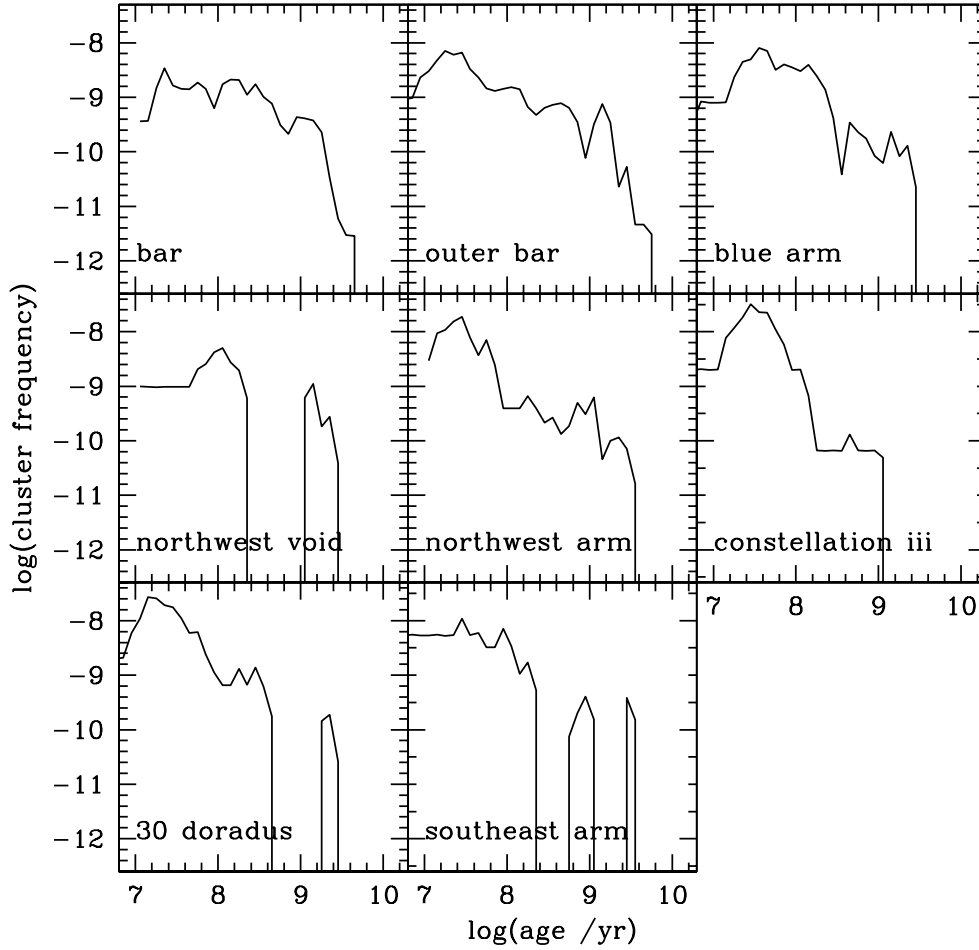


Figure 2. CFs for the 50% mass completeness level for the different HZ regions.

- Piatti A. E., 2012, *A&A*, 540, A58
 Piatti A. E., 2013, *MNRAS*, 430, 2358
 Piatti A. E., et al., 2011, *PASP*, 123, 519
 Piatti A. E., Geisler D., 2013, *AJ*, 145, 17
 Piatti A. E., et al., 2003, *MNRAS*, 343, 851
 Piatti A. E., et al., 1999, *AJ*, 118, 2865
 Piatti A. E., et al., 2009, *A&A*, 501, 585
 Piatti A. E., et al., 2002, *MNRAS*, 329, 556

PRESENTACION MURAL

Radial gas density profiles in globular clusters: what can millisecond pulsars tell about it?

C. Pepe¹ & L. J. Pellizza²

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

Abstract. Observations in globular clusters (GCs) have failed to detect the amount of intracluster medium (ICM) that stellar evolution theories predict. One possible scenario is that the ICM is being accreted by an intermediate mass black hole (IMBH) at the centre of the GC. In this work we analyze the compatibility of radial variations in the gas density profile with the observations of the dispersion measure for the pulsars in the core of NGC 6517 and 47 Tuc (An extra pulsar that lies in the surroundings of the core is considered for 47 Tuc.). We show that in the case of NGC 6517 an IMBH is required from dynamic considerations and that radial variations in the gas density profile are compatible with the actual observations of this cluster.

Resumen. Las observaciones realizadas en cúmulos globulares (CGs) no han detectado la cantidad de medio intracúmulo (MIC) que predicen las teorías de evolución estelar. Un escenario posible es que este medio esté siendo acretado por un agujero negro de masa intermedia (ANMI) en el centro del CG. En este trabajo analizamos la compatibilidad de variaciones radiales en el perfil de densidad del gas con observaciones de la medida de dispersión de los púlsares dentro del radio del núcleo en NGC 6517 y 47 Tuc. Mostramos que en el caso de NGC 6517 se requiere la presencia de un ANMI a partir de consideraciones dinámicas y que un perfil de densidad de gas con variaciones radiales es compatible con las observaciones actuales de este cúmulo.

1. Introduction

The fate of the gas injected into the intracluster medium by the red giants is still an unresolved issue. While stellar evolution theories predict an amount of gas up to $100 M_{\odot}$, the observations suggest upper limits 100 times smaller than the theoretical prediction. Hence, it is evident that there exists some kind of cleaning mechanism either as a wind or as the consequence of the the accretion onto compact objects, such as the hypothetical intermediate mass black holes ($M \sim 10^2 - 10^4 M_{\odot}$; IMBHs). Although their existence is not, yet, conclusively confirmed by observations, some authors argue that complex dynamic models for these systems still require the presence of a central object with a mass of

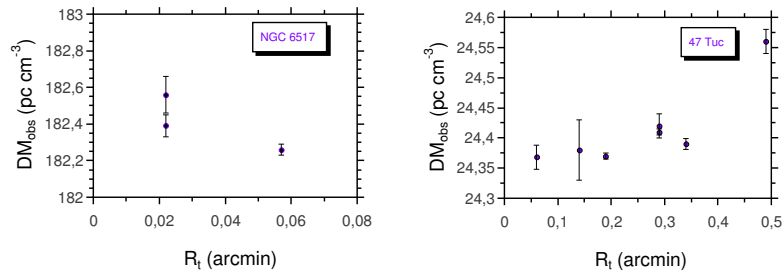


Figure 1. Dispersion measure versus transversal distance to the center of the cluster in the sky plane for each MSP. Left: NGC 6517. Right: 47 Tuc.

the order of IMBHs. On the other hand, Freire et al. (2001a) estimated the gas density value (assumed constant) in 47 Tuc from observations of the variations of the period in millisecond pulsars (MSPs). In this work we present a plausibility analysis of radial variations in the gas density profile by means of fitting the dispersion measure (DM, the integrated electron column density along the line of sight from the Earth) for the MSPs in GCs. These profiles are the result of hydrodynamic models that take into account the constant injection of gas by the red giants in the cluster as well as an accreting IMBH at the centre of the cluster (Pepe & Pellizza 2010,).

2. Target clusters and methods

Over the last 20 years the development of different techniques has made possible the detection of MSPs in GCs along with the study of the variation in their period and the DM¹. For a given gas density profile, the DM can be fitted to determine the plausibility of the profile under consideration. Freire et al. (2001a) assumed a constant gas density profile in 47 Tuc. However, their results are mainly determined by the pulsars well outside the core radius, disregarding the information from the inner pulsars. In this work we focus only on these pulsars since the gas density profile from Pepe & Pellizza (2010,) changes from flat (in the no-IMBH scenario) to steep (if the IMBH is considered at the centre of the GC) inside the core radius. To this end, we selected two GCs with different DM profiles: NGC 6517, which shows a decreasing DM profile with the distance to the centre R_t and 47 Tuc, which shows a flatter profile and where it is not expected to find an IMBH (Fig. 1).

2.1. Dynamic aspects

The variation in the period of MSPs can be used as tracers of the gravitational field of the GC (Freire et al. 2001b) according to

¹All the observations and the corresponding references can be found in the online catalogue of P. Freire ([http : //www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html](http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html)).

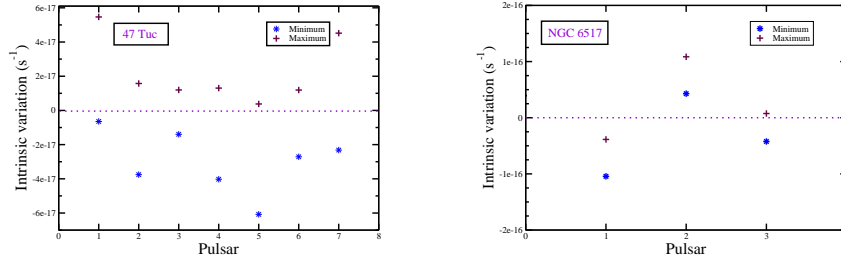


Figure 2. Maximum and minimum intrinsic variation for each MSP without and IMBH at the centre of the GC. Maximum values below zero imply that the a_z^{max} is not enough to explain the observed variation.

$$\frac{a_z}{c} = \left(\frac{\dot{P}}{P} \right)^{obs} - \left(\frac{\dot{P}}{P} \right)^i, \quad (1)$$

where a_z is the component of the acceleration towards the Earth and $(\dot{P}/P)^i$ is the intrinsic variation of the period of the MSP (due to friction). This last parameter is not observationally constrained at present (Phinney 1993).

A King (1966) model is used to describe the stellar distribution in the cluster without an IMBH while a Miocchi (2007) model is used otherwise. Since a_z reaches a maximum value, this can be used to compute the $(\dot{P}/P)^i$ range where the intrinsic variation² must lie in order to be compatible with the adopted stellar model³. Unlike 47 Tuc, NGC 6517 requires an IMBH at the centre: if the black hole is not present, there is no $(\dot{P}/P)^i$ value that accounts for all the MSPs accelerations (Fig. 2). For this reason, we invoke an IMBH at the centre of NGC 6517. In the following, only hydrodynamic models containing an IMBH at the centre are considered for this cluster. Also, we assume as a representative value of the intrinsic variation (Lynch et al. 2011) $\dot{P}/P = 1/2\tau$, where τ is the GC age. This way, the acceleration for each MSP is obtained along with the distance of the pulsar to the sky plane, which is the input in the next step.

2.2. Estimation of the dispersion measure

The DM for each MSP can be obtained as

$$DM = DM_{GC} + \int_{z_{min}}^{z_p} \rho(\alpha) dz, \quad (2)$$

where DM_{GC} is the integral of the gas density *before* the cluster, z_p is the distance of the pulsar to the sky plane and it has been stated explicitly the dependence of the gas density ρ with α , the mass injection rate of the red giants. The model for the gas density profile is the one developed in Pepe &

²We assume a unique value for all pulsars. This is equivalent to assume similar ages for all the pulsars wich Freire et al. (2001a) have shown to be case.

³We consider $(\dot{P}/P)^i = 0$ as the absolute minimum possible value.

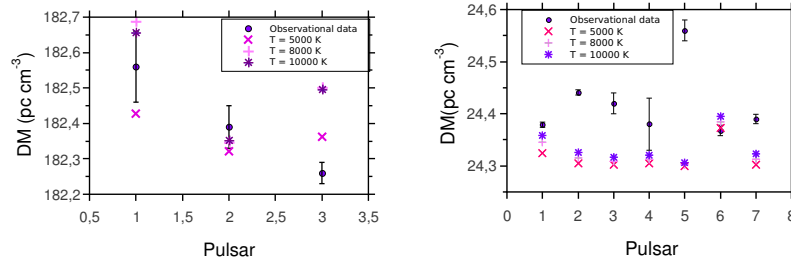


Figure 3. Left: Modeled DM values for NGC 6517 assuming an IMBH of $100 M_{\odot}$ and different gas temperatures. Right: Modeled DM values for 47 Tuc assuming no IMBH and different gas temperatures. The modeled values do not fit the data acceptably. Further, the best fits require α values well below the observational constraints.

Pellizza (2013), where the black hole mass and the gas temperature are the main parameters. The best one is chosen using a χ^2 fit.

In Fig. 3 we show the results for both clusters. Only for NGC 6517 an IMBH is assumed at the center of the cluster. Not only the data can be acceptably fit by our model in this cluster but also the required parameters by the best fit are in good agreement with the observational constraints. However, the data for 47 Tuc can not be well reproduced even with those models without an IMBH.

3. Preliminary conclusions

In this work we explore the possibility of radial variations in the gas density profile using the available DM observations. Given that, *a priori*, there is no straight correlation between R_t and z_p for each MSP, the observations shown in Fig. 1 suggest an increasing gas density profile towards the centre of NGC 6517. Also, the accelerations provided from a King (1966) model (*without* an IMBH) are not enough to account for the observed period variations in NGC 6517, while this scenario works for 47 Tuc. Adding an IMBH at the centre of NGC 6517 solves this issue. For this cluster, the DM of its MSPs can be fitted assuming a radial gas density profile compatible with the presence of an IMBH at the center of the cluster, while for 47 Tuc the observations can not be fit with neither of the models (with and without an IMBH). For this cluster, a constant gas density profile seems adequate, although its physical origin still needs to be explained.

References

- Freire P. C., Kramer M., Lyne A. G., 2001, ApJ, 557, L105
 Freire, P. C., Camilo, F., Lorimer, et al., MNRAS, 2001, 326, 901
 King I. R., 1966, AJ, 71, 64
 Lynch R. S., Ransom S. M., Freire P. C. & Stairs I. H., ApJ, 734, 89
 Mocchi P., 2007, MNRAS, 381, 103
 Pepe. C & Pellizza L. J., 2010, Proceedings of the IAU, 266, 491
 Pepe. C & Pellizza L. J., 2013, MNRAS, 430, 2789
 Phinney, E. S. 1993, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 50, 141

PRESENTACION MURAL

La interacción planeta-estrella en estrellas con planetas de tipo “*Hot Jupiter*”

C.F. Martínez^{1,3}, E. Jofré^{1,2}, R. Petrucci^{2,4}, C. Chavero^{1,2} & M. Gómez^{1,2}

(1) Observatorio Astronómico - UNC

(2) CONICET

(3) Facultad de Matemática, Astronomía y Física - UNC

(4) Instituto de Astronomía y Física del Espacio - CONICET/UBA

Abstract. In this contribution we investigate the planet-star interaction for a group of southern stars harboring “*Hot Jupiter*” planets. To this aim we obtained EBASIM (CASLEO) spectra of 12 stars with “*Hot Jupiter*” planets and for other two stars with no exoplanet detected by the Doppler technique. We determine the stellar parameters for these objects to compute synthetic spectra and to compare with the observed spectra. The matches for the stars with no detected planets are slightly better than for those with “*Hot Jupiter*” planets. The differences between the observed and theoretical spectra might be due to the influence of the planet on the host-star spectrum.

Resumen. En el presente trabajo se investiga la interacción planeta-estrella para un grupo de estrellas australes con planetas de tipo “*Hot Jupiter*”. Para ello se comparan espectros obtenidos con EBASIM (CASLEO) de 14 estrellas, 12 de ellas asociadas con planetas y 2 sin planetas de tipo “*Hot Jupiter*”, detectables mediante la técnica Doppler. Se determinan los parámetros estelares de estos objetos y se calculan espectros sintéticos para ser comparados con los observados. Los ajustes obtenidos para los espectros de las estrellas sin planetas resultaron ligeramente mejores que para aquellos de las estrellas con planetas. Las diferencias entre los espectros observados y los teóricos para las estrellas con planetas de tipo “*Hot Jupiter*” podrían denotar la presencia de los mismos.

1. Introducción

Un alto porcentaje ($\sim 40\%$) de los planetas extrasolares son del tipo “*Hot Jupiter*” (i.e., $a < 0.1$ UA, $M_p \geq M_{\text{Jup}}$). La extrema proximidad del planeta y la masa del mismo plantean el interrogante de la posible existencia de un efecto de interacción entre el planeta y la estrella que pudiera evidenciarse en el espectro de esta última (ver Shkolnik et al. 2008; Knutson et al. 2010; Krejčová & Budaj 2012). Esta interacción podría ser de origen gravitacional o magnético, o bien una combinación de ambas (Cuntz et al. 2000). Si bien este efecto ha sido estudiado tanto desde el punto de vista observacional como teórico, los resultados obtenidos hasta el momento no son del todo concluyentes ya que no se encuentra

una correlación que claramente pueda atribuirse a la interacción planeta-estrella (Hartman 2010; Canto Martins et al. 2011). Ante la falta de consenso, en este trabajo se propuso investigar, primeramente, si existen o no diferencias empíricas significativas que caractericen a los espectros de las estrellas que albergan planetas “*Hot Jupiter*” en relación a los espectros sintéticos. Puesto que, además, se disponía de los espectros de dos estrellas sin planetas, se decidió realizar una comparación adicional con éstos.

2. Muestra seleccionada y análisis

Para este estudio, se seleccionaron 14 estrellas observables desde el hemisferio Sur: 12 de ellas asociadas a planetas “*Hot Jupiter*” y las restantes, que conforman el “grupo de control”, sin planetas de este tipo (Tabla 1). Para todas ellas se obtuvieron espectros EBASIM (CASLEO¹)

con $R \sim 38000$ y $S/N \sim 200$, abarcando el rango espectral comprendido entre 3800-6800Å. Todos los objetos de la muestra presentan, en general, baja rotación.

Tabla 1. Principales parámetros de la muestra seleccionada²

Estrella	Tipo Espectral	V	No. de Planetas	Planeta**	
				a [UA]	M_p [M_{Jup}]
HD 1461	G0 V	6.46	2	0.06	0.02
HD 16417	G1 V	5.78	1	0.14	0.069
HD 20794	G8 V	4.26	3	0.12	0.008
HD 69830	K0 V	5.95	3	0.07	0.033
HD 75289	F9 V	6.35	1	0.05	0.42
HD 108147	F8/G0 V	6.99	1	0.1	0.26
HD 134060	G0 V	6.29	2	0.04	0.04
HD 136352	G4 V	5.65	3	0.09	0.016
HD 160691	G3 IV-V	5.15	4	0.09	0.033
HD 179949	F8 V	6.25	1	0.04	0.95
HD 196067	G0 IV	6.02	1	–	7.1
HD 217107	G8 IV	6.18	2	0.07	1.33
HD 160915*	F5 V	4.87	0	–	–
HD 165185*	G1 V	5.95	0	–	–

²Datos extraídos de www.exoplanet.eu. * Estrella sin planeta. ** En el caso de estrellas que albergan más de un planeta, se lista sólo el de tipo “*Hot Jupiter*”.

A través de la medición de los anchos equivalentes de las líneas de *FeI* y *FeII* (ARES, Sousa et al. 2007) y del empleo del código MOOG, se determinaron los parámetros atmosféricos de las estrellas de la muestra: temperatura efectiva, gravedad superficial, velocidad de microturbulencia y metalicidad ($[Fe/H]$). Se calcularon espectros sintéticos, en tres regiones acotadas en longitud de onda, que contienen líneas de distintos elementos químicos de constantes atómicas conocidas (Sousa et al. 2008), y distribuidas a lo largo del rango espectral abarcado por los espectros, para ser comparados con los observados.

¹Complejo Astronómico El Leoncito, operado conjuntamente por CONICET y las universidades nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

3. Resultados

Los ajustes obtenidos para las regiones seleccionadas de ambas muestras resultaron satisfactorios ya que la diferencia promedio entre los espectros observados y los sintéticos es de 0.02 dex, lo que corrobora la exactitud de los parámetros atmosféricos calculados para los objetos analizados. La Figura 1 muestra la síntesis espectral de una de las regiones para uno de los objetos seleccionados. Los ajustes correspondientes a los espectros de las estrellas que constituyen el “grupo de control” resultaron, en promedio, mejores en relación a los del resto de la muestra (Tabla 2).

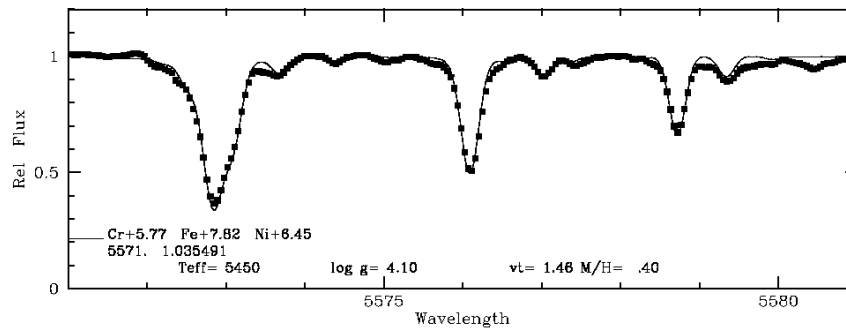


Figura 1. Comparación entre espectro sintético (línea continua) y espectro observado (línea punteada) para la estrella HD 217107 asociada a un planeta de tipo “Hot Jupiter”. El espectro ajustado muestra líneas de Fe I, Ni y Cr.

Tabla 2. Residuos de los ajustes en distintas regiones espectrales

Estrella	4932-4937Å	5065-5069Å	5571-5582Å	σ promedio**
HD 1461	0.0210	0.0298	0.0184	0.0231
HD 16417	0.0205	0.0199	0.0127	0.0177
HD 20794	0.0186	0.0197	0.0112	0.0165
HD 69830	0.0185	0.0220	0.0163	0.0189
HD 75289	0.0169	0.0193	0.0148	0.0170
HD 108147	0.0134	0.0178	0.0119	0.0144
HD 134060	0.0206	0.0315	0.0183	0.0235
HD 136352	0.0224	0.0190	0.0362	0.0259
HD 160691	0.0220	0.0367	0.0186	0.0258
HD 179949	0.0148	0.0159	0.0149	0.0152
HD 196067	0.0193	0.0241	0.0290	0.0241
HD 217107	0.0245	0.0445	0.0207	0.0299
HD 160915*	0.0105	0.0120	0.0088	0.0104
HD 165185*	0.0116	0.0156	0.0189	0.0154

³Nota: * Estrella sin planeta. ** Promedio de los residuos (σ) de las regiones sintetizadas.

Este hecho pareciera indicar que, para las estrellas con planetas existen diferencias, entre los espectros observados y teóricos, que podrían denotar la influencia del planeta sobre la estrella. No obstante, sería conveniente incrementar el número de objetos de la muestra de control y explorar otras regiones espectrales, en busca de diferencias que pudieran resultar más significativas.

Por otra parte, se determinaron límites superiores para la abundancia de Li , en la región 6100-6110Å, para un subgrupo de 4 estrellas (Tabla 3) ya que los espectros disponibles no cubrían esa región para todas las estrellas analizadas. La abundancia de Li resultaría menor para las estrellas con planetas de tipo “*Hot Jupiter*” que para la estrella sin planeta. Si bien no existe en la literatura una explicación certera acerca del origen o causa de este efecto, Israelian et al. (2009) proponen que la baja abundancia de Li en estrellas análogas solares vinculadas a planetas, está relacionada con la presencia de los mismos puesto que influyen en la rotación de la estrella incrementando la mezcla de material en las capas convectivas y favoreciendo así, el agotamiento de este elemento.

Dado que, los espectros disponibles permitieron determinar sólo límites superiores para la abundancia de dicho elemento, sería de gran interés incrementar el número de estrellas de ambas muestras y observarlas con mayor resolución a fin de poder medir valores absolutos de abundancia de Li .

Tabla 3. Abundancia de Litio ($\log\epsilon(Li)$) en la región 6100-6110Å

Estrella	$\log\epsilon(Li)$		
	este trabajo	otros autores	
HD 217107	< 2.81	< 0.36	Ghezzi et al. (2009)
HD 179949	< 2.51	2.63	Israelian et al. (2004)
HD 16417	< 2.81	1.71	Ghezzi et al. (2010)
HD 165185*	< 3.06	2.81	Soderblom (1985)

⁴Nota: * estrella sin planetas.

En síntesis, los residuos de los ajustes entre los espectros observados y sintéticos son, en promedio, el doble para las estrellas con planetas de tipo “*Hot Jupiter*” que para las estrellas sin planetas; este hecho podría deberse a la influencia que el planeta ejerce sobre la estrella. Espectros de mayor resolución espectral y S/N permitirían determinar, en forma confiable, abundancias absolutas de Li y obtener resultados más concluyentes al respecto.

Referencias

- Canto Martins B. L., et al., 2011, A&A, 530, A73
 Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, ApJ, 533, L151
 Ghezzi L., et al., 2010, ApJ, 724, 154
 Ghezzi L., et al., 2009, ApJ, 698, 451
 Hartman J. D., 2010, ApJ, 717, L138
 Israelian G., et al., 2009, Nat, 462, 189
 Israelian G., et al., 2004, A&A, 414, 601
 Knutson H. A., Howard A. W., Isaacson H., 2010, ApJ, 720, 1569
 Krejčová T., Budaj J., 2012, A&A, 540, A82
 Shkolnik E., et al., 2008, ApJ, 676, 628
 Soderblom D. R., 1985, PASP, 97, 54
 Sousa S. G., et al., 2007, A&A, 469, 783
 Sousa S. G., et al., 2008, VizieR Online Data Catalog, 348, 70373

PRESENTACION MURAL

Estudio espectroscópico de la binaria simbiótica CL Scorpii

B. Montané^{1,2}, C. Quiroga^{2,1} & E. Brandi^{2,3}

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata - CONICET)*

(2) *MEP, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAGLP),
Universidad Nacional de La Plata (UNLP)*

(3) *Comisión de Investigaciones Científicas de la Pcia. de Bs. As. (CIC)*

Abstract. We present a study of the symbiotic binary CL Sco based on high resolution spectra and photometry data from several sources. Observed variations corresponding to two outbursts and one quiescent phase are analyzed. The behavior of the emission lines of $H\alpha$, $H\beta$, $[OIII]\lambda\lambda 4959$ y 5007 , $HeII\lambda 4686$ is discussed. Physical parameter for both components are presented.

Resumen. Se presenta un estudio de la binaria simbiótica CL Sco basado en observaciones espectroscópicas de alta resolución y fotometría obtenida de distintas fuentes. Se analizan las variaciones observadas durante dos explosiones y durante las fases de quietud del sistema. Se discute el comportamiento de las líneas de emisión de $H\alpha$, $H\beta$, $[OIII]\lambda\lambda 4959$ y 5007 , $HeII\lambda 4686$. Asimismo se calculan parámetros físicos para ambas componentes.

1. Introducción

Las estrellas simbióticas son binarias interactuantes de largo período compuestas por una estrella gigante roja que transfiere materia hacia una compañera caliente (en la mayoría de los casos una enana blanca), y una nebulosa ionizada que rodea el sistema.

CL Sco fue clasificado como un sistema simbiótico tipo S de baja excitación compuesto por una estrella caliente y una gigante de tipo espectral K5-M5. Luyten (1927) notó la variación inusual de su curva de luz, la cual mostraba cambios de hasta 3 mag en escalas de tiempo de décadas. Payne Gaposchkin (1957) la incluyó en su discusión de simbiótica nova, notando que la variación de brillo durante 50 años era similar a la que presenta Z And y ajustó además un período fotométrico de 600 días. Kenyon & Webbink (1984) obtienen un período de 624 días y proponen que la binaria está formada por una estrella de secuencia principal como componente caliente y por una gigante tipo K5 que llena su lóbulo de Roche. La primera órbita espectroscópica de la gigante es obtenida por Fekel et al. (2007), con un período de 625 días.

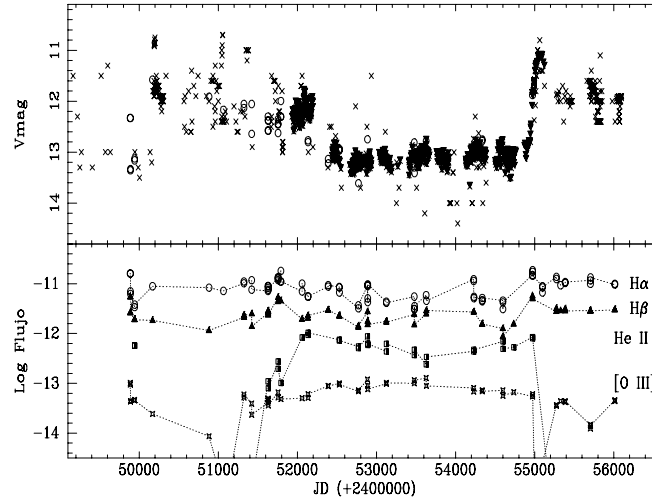


Figura 1. Arriba: Curva de luz visual. Cruces: observaciones AAVSO; triángulos: magnitudes visuales ASAS; círculos abiertos: magnitudes calculadas con nuestros espectros. Abajo: Evolución de las líneas de emisión $H\alpha$, $H\beta$, $HeII\lambda 4686$ y $[OIII]\lambda 5007$. Por claridad los flujos de estas líneas han sido desplazados en $+0.3$, respectivamente.

2. Observaciones

Las observaciones se realizaron en CASLEO utilizando un espectrógrafo Echelle REOSC (CCD TEK) en dispersión cruzada, adosado al telescopio reflector *Jorge Sahade* de 2.15 m. Se obtuvieron 78 espectros desde junio de 1995 hasta marzo de 2012. La resolución de los espectros es entre 12000 y 15000. Más detalles pueden ser encontrados en Quiroga et al. (2002). Los datos fotométricos fueron obtenidos de las bases de datos AAVSO y ASAS.

3. Variaciones espectrales durante las explosiones

La Figura 1 muestra la curva de luz de CL Sco durante los últimos 22 años. En el panel superior, los datos de AAVSO y ASAS indican que el sistema atravesó dos eventos eruptivos, el primero durante 1996-2000 y el segundo comenzó en 2009 hasta la actualidad. Incluimos además las magnitudes visuales obtenidas a partir de nuestros espectros. Ambos máximos alcanzan amplitudes de 2.5 mag. La evolución de los flujos de varias líneas de emisión ($H\alpha$, $H\beta$, $HeII\lambda 4686$ y $[OIII]\lambda 5007$) están mostradas en el panel inferior de la Figura 1.

Durante la erupción de 1998 el espectro de CL Sco muestra la presencia de jets bipolares colimados (Fig. 2). Los jets se evidencian como componentes de emisión en -518 y $+456$ km s^{-1} a ambos lados de la emisión principal, particularmente en $H\alpha$, $H\beta$ y $HeI\lambda 5875$. Estas componentes son observadas hasta marzo 2000, pero desaparecen durante la época de quietud y tampoco se observan durante la segunda explosión en 2009. Los jets están asociados con evidencias de pérdida de masa por viento de la componente caliente indicado por los perfiles P-Cygni en $HeI\lambda 5875$.

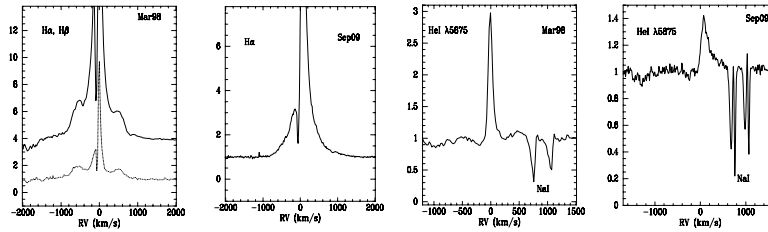


Figura 2. Perfiles de $H\alpha$, $H\beta$ y $HeI\lambda 5875$ durante las dos erupciones, Marzo 1998 y Septiembre 2009.

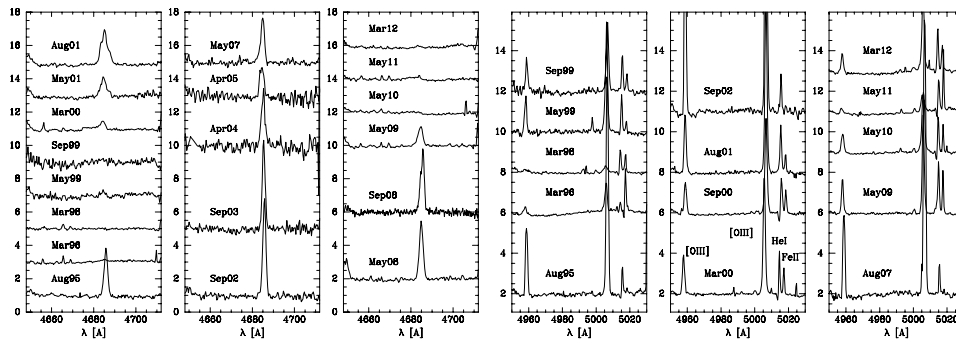


Figura 3. Panel izquierdo: desaparición de la línea de emisión de alta ionización de $HeII\lambda 4686$ durante los estados eruptivos. Panel derecho: desaparición o debilitamiento de las líneas de emisión de $[OIII]\lambda\lambda 4959$ y 5007 .

La Fig. 3 (panel izquierdo) muestra la desaparición de la línea de emisión de alta excitación $HeII\lambda 4686$ durante nuestras observaciones entre 1996-1999 y 2010-2012 como una consecuencia de los estados eruptivos de CLSco y en el panel derecho el debilitamiento o completa desaparición de las líneas de emisión de $[OIII]\lambda\lambda 4959$ y 5007 durante ambas explosiones.

4. Parámetros estelares

Los espectros analizados en este trabajo permiten obtener el tipo espectral de la gigante usando los índices de absorción molecular TiO_1 y TiO_2 dados por Kenyon & Fernández Castro (1987). Los resultados muestran un valor medio del índice de $[TiO]_2=0.36$, que se corresponde con un tipo espectral M2 para la componente fría.

Para la determinación de los parámetros físicos estelares se corrigieron los flujos por enrojecimiento. Para ello se calculó primero la extinción interestelar usando las líneas de absorción de $NaI\lambda 5889$ y $KI\lambda 7699$, las líneas de emisión de $HeI\lambda\lambda 5876, 6678, 7065$ y el decremento de Balmer, obteniéndose un valor promedio de $E(B-V)=0.4\pm 0.2$.

Para obtener la distancia al objeto se utilizó el método de las paralajes espectrales. Con $E(B-V)=0.4$, los colores JHK de CL Sco dados por Munari et al. (1992) y $M_V=-0.6$ mag, se obtuvo $M_K=-4.9$ y una distancia $d=3.3$ Kpc.

A partir del tipo espectral de la componente fría, M2III, se obtuvieron la T_{ef} y radio de la gigante (Dyck et al. 1996, Dumm & Schild 1998), resultando una luminosidad de $755 L_{\odot}$.

A partir de los flujos desenojados de las emisiones de $H\beta$, $HeII\lambda 4686$ y $HeI\lambda 4471$ y usando los métodos sugeridos por Iijima (1981) y Kenyon et. al. (1991), obtuvimos para la componente caliente una temperatura de 98.000 K y una luminosidad de $100 L_{\odot}$ siendo el radio $0.035 R_{\odot}$.

5. Discusión y conclusiones

- Se reporta por primera vez la presencia de jets bipolares en CL Sco. Estos jets están asociados con la primera fase explosiva de 1998 y son alimentados por el viento de la componente caliente.
- Se obtuvo un tipo espectral M2 para la componente gigante y una distancia de 3.3 Kpc. Para la componente caliente se obtuvo una temperatura de 98.000 K y una luminosidad de $100 L_{\odot}$ siendo el radio $0.035 R_{\odot}$.
- La curva de luz ASAS sugiere la ausencia de eclipses totales en V debido a que no se producen mínimos profundos. Nuestros espectros indican que la variación de los flujos integrados de $H\alpha$ y $H\beta$, con las fases orbitales, no muestran importantes variaciones, sugiriendo que la región donde se forman estas líneas no es eclipsada por la gigante. En cambio una leve modulación se puede observar en los flujos de HeII y [OIII]. A partir de la semi-amplitud de la curva de velocidad radial de HeII (Brandi et al. 2014, en preparación) y suponiendo la existencia de eclipses rasantes de HeII, se obtiene un límite superior para la inclinación $i \leq 77^\circ$ lo cual indica cotas inferiores para las masas de las componentes, $M_g \leq 0.7 M_{\odot}$ y $M_h \leq 0.2 M_{\odot}$.
- El estudio de las curvas de velocidad radial de ambas componentes aportará mayores elementos para discernir la naturaleza de las componentes estelares.

Referencias

- Dumm T. & Schild H. 1998, *NewA*, 3, 137
 Dyck H.M., Benson J.A., van Belle G.T. & Ridgway S.T. 1996, *AJ*, 111,1705
 Fekel F.C., Hinkle K.H., Joyce R.R., Wood P.R. & Lebzelter T. 2007, *AJ*, 133, 17
 Iijima T., 1981, en *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, eds E. B. Carling, Z. Kopal, Reidel, p.517
 Kenyon & Fernández Castro 1987, *AJ*, 93, 938
 Kenyon S.J., & Webbink R.F. 1984, *ApJ*, 279, 252
 Luyten W.J. 1927, *Harvard Obs. Bull.*, 852, 1
 Munari U., Yudin B.F., Taranova O.G, Massone G., Marang F., Roberts G., Winkler H., Whitelock P.A., 1992, *AAS* 93, 383
 Payne-Gaposchkin C. 1957, *The Galactic Novae* (Amsterdam: North-Holland)
 Quiroga C., Mikolajewska J., Brandi E., Ferrer O., García L., 2002, *A&A*, 387, 139.

Parte IV

Medio Interestelar

PRESENTACION INVITADA

Sitios de formación estelar

J. Vasquez^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, La Plata

Abstract. The cold dust is one of the main components of the IR clumps, where the star formation is beginning. In this work, we analyzed the emission distribution at 870 μm of the IR clumps located in HII regions and giant molecular clouds (GMC), based on the HII region Gum 31 and the GMC G345.5+1.0, respectively.

Resumen. El polvo frío es uno de los principales componentes de los llamados *clumps* IR, ambientes en donde comienza a desarrollarse la formación estelar y cuya radiación es principalmente infrarroja lejana. En este trabajo se hace un análisis de la distribución de *clumps* IR en 870 μm distribuidos en dos ambientes distintos entre ellos, como son los bordes de regiones HII y las nubes moleculares gigantes. Para ello nos basamos en la región HII Gum 31 y en la GMC G345.5+1.0, respectivamente.

1. Introducción

Las regiones donde se forman estrellas son sitios fríos ($T < 30$ K) y sumamente densos ($n > 10^4$ cm^{-3}), concentrados en zonas que no superan unos pocos parsecs Bergin & Tafalla (2007). En estas regiones coexisten una variedad de especies moleculares y polvo frío, cuya radiación está contenida principalmente en el rango milimétrico (mm), submilimétrico (sub-mm) y en lejano infrarrojo (LIR).

Estas regiones, según sus valores de temperatura, radio, masa y densidad media son comúnmente llamadas *clumps* ($T = 10 - 20$ K, $\sim 0.3 - 1$ pc, $\sim 50 - 500$ M_{\odot} , $n = 10^3 - 10^4$ cm^{-3} , respectivamente Bergin & Tafalla (2007) y generalmente aparecen, por ejemplo, en los bordes de regiones HII en expansión (Watson et al. (2010), Zavagno et al. (2010a)) o en núcleos de nubes moleculares gigantes (GMC) (Santangelo et al. (2010), López et al. (2011)).

En el primer caso, la formación de estas estructuras proviene de la acción de los vientos estelares de las estrellas masivas que generan las regiones HII, que viajan a velocidades supersónicas en el medio interestelar (MIE), generando un frente de choque y cuyo paso provoca drásticos cambios en las condiciones del medio. La acumulación significativa del material barrido de la región HII y del material preexistente provoca la formación de grumos de material en las cáscaras en expansión, generando condiciones óptimas para la formación estelar. Un ejemplo de ello es la región HII RCW 120 (Zavagno et al. (2010b)) (Fig. 1), que presenta una distribución equidistante de grumos IR de polvo frío en sus

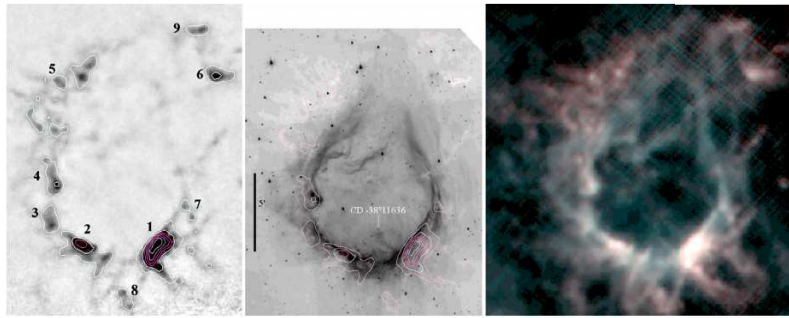


Figura 1. Imagen multifrecuencia de la región HII RCW 120. *Izquierda:* Imagen en $870 \mu\text{m}$ mostrando los *clumps* IR distribuidos sobre el borde de la región HII. *Centro:* Imagen $8 \mu\text{m}$, tanto en grisados como en contornos. *Derecha:* Superposición entre las emisiones en 250 y $500 \mu\text{m}$.

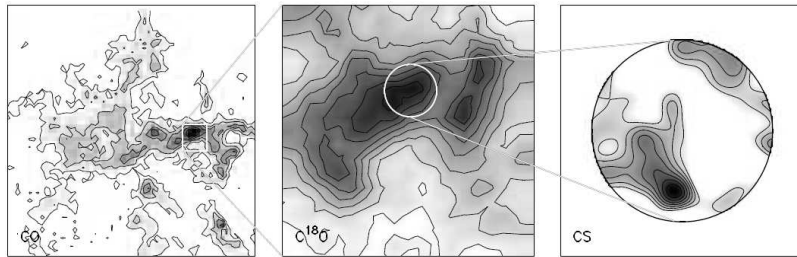


Figura 2. Estructura jerárquica de una nube molecular. Los tres paneles muestran una nube observada en CO (panel izquierdo), un gramo visto en C^{18}O (panel central) y un núcleo con un trazador de alta densidad como es el CS (Blitz & Williams 1999).

bordes (panel izquierdo), observada en $870 \mu\text{m}$, en donde se detecta una PDR en $8.0 \mu\text{m}$ (panel central). También se observa emisión en los límites exteriores observada en 250 y $500 \mu\text{m}$ (panel derecho).

Las nubes moleculares gigantes (GMC) son estructuras con radios típicos de $\sim 60 \text{ pc}$, masas de $10^6 M_{\odot}$ y temperaturas en torno a los 10 K , cuya distribución espacial se encuentra concentrada hacia el plano galáctico (Grabelsky et al. 1988). Estos tipos de estructuras son sitios apropiados para la formación estelar masiva (Zinnecker & Yorke 2007). En las GMC la presencia de los *clumps* y *cores* surgen de la misma estructura jerárquica de estas nubes (Blitz & Williams (1999)) como se muestra en la Figura 3 en donde se observa estructura a gran escala de la nube molecular de la *Roseta*, observada en $\text{CO}(1-0)$ (panel izquierdo), con un acercamiento en una de las zonas más intensas, vistas en C^{18}O . Finalmente, la región más densa se muestra en el panel derecho, observada en CS, que muestra uno de los *cores* de esta nube molecular. Otro ejemplo de ello es lo observado en la GMC G 19.61-0.23 (ver Figura 3), en donde se detecta una población de *clumps* moleculares, con un rango de masas entre 400 y $6000 M_{\odot}$, con luminosidades de $3000 - 50000 L_{\odot}$ con una temperatura del polvo, a $870 \mu\text{m}$, entre $20 - 33 \text{ K}$. Este tipo de fuentes son excelentes indicadores de los primeros estadios de formación estelar (Santangelo et al. (2010)).

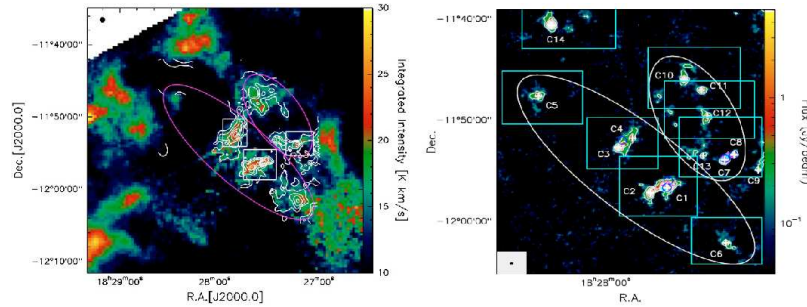


Figura 3. Superposición de imágenes integradas en velocidad entre 25 y 77 km s^{-1} de la GMC G19.61-0.23 correspondientes a la línea de ^{13}CO . La imagen en contornos fue obtenida del *Five College Radio Astronomy Observatory* (FCRAO), mientras que la imagen en colores del BU-FCRAO-GRS.

En esta presentación, nuestro objetivo es analizar los *clumps* infrarrojos ubicados en dos ambientes bien definidos: los bordes de regiones HII y el interior de las GMC. Para ello, censamos la población de *clumps* en la región HII Gum 31 y en la GMC galáctica G345.5+1.0.

2. Base de datos

Los datos observados correspondientes a las dos regiones de análisis fueron observados con el bolómetro LABOCA (Siringo et al. (2009)) ubicado en el telescopio APEX (*Atacama Pathfinder Experiment*), Chile. La resolución angular del instrumento es de $19.2''$, pero en cada caso realizamos un alisado o *smoothing* con haz gaussiano con el fin de destacar las fuentes extendidas respecto al ruido de fondo. En el caso de Gum 31, los datos sufrieron una atenuación atmosférica al zenit, a una frecuencia de $870 \mu\text{m}$, de $\tau_z^{870\mu\text{m}} = 0.15$, con un rango de valores de vapor de agua precipitable (PWV) de $0.16 - 0.24 \text{ mm}$. Los datos fueron alisados a $20''$ y el nivel de ruido en el mapa final fue de $\sim 20 \text{ mJy beam}^{-1}$. Adicionalmente utilizamos datos públicos del satélite *Spitzer*¹, tomados con la *Infrared Array Camera* (IRAC) en las bandas de $3.6, 4.5$ y $8.0 \mu\text{m}$, y con la *Multiband Imaging Photometer for Spitzer* (MIPS) en $24 \mu\text{m}$. Respecto a la GMC G345.5+1.0, los datos fueron observados por el Cristian Lopez en agosto del 2011, con un rango de opacidades al zenit entre 0.28 y 0.30 durante el período de observación y un PWV de $0.58 - 0.70 \text{ mm}$. Los datos fueron alisados a $24''$, con un nivel de ruido a $1\sigma \simeq 130 \text{ mJy beam}^{-1}$. Todos los datos en $870 \mu\text{m}$ fueron reducidos siguiendo la metodología utilizada por el *Comprehensive Reduction Utility for SHARC-2 software package* (CRUSH-2)², versión 2.15-2.

¹<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/spitzer.html>

²<http://www.submm.caltech.edu/sharc/crush/index.html>

3. Región HII Gum 31

3.1. Análisis y resultados

La imagen óptica (*Digital Sky Survey*, banda roja) de la región HII Gum 31 se muestra en el panel izquierdo de la Figura 4 (ver también Cappa et al. 2008), y su contraparte en el mediano infrarrojo (MIR) (panel derecho), con una superposición de las imágenes en 4.5 (verde), 8.0 (rojo) y 24.0 μm (azul). Como puede observarse en esta última imagen y como lo menciona Cappa et al., la emisión en 8.0 μm indica la presencia de hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAH) sobre el borde de la región HII, evidenciando allí una región de interacción entre la radiación UV generada por las estrellas excitatrices con el medio circundante a ella, básicamente conformado por hidrógeno en estado neutro (HI) y en estado molecular (H_2), y que usualmente se la menciona como región de fotodisociación (PDR).

Tabla 1. Parámetros observados en 870 μm de la región HII Gum 31.
(*)C: clumps

$C(*)$	RA,DEC(J2000)	S_{870} Jy	r_f arcsec	pc	N_{H_2} 10^{22} cm^{-2}	M_{H_2} M_{\odot}	n_o cm^{-3}
1	10:38:01,-58:46:46	14.36	37.86	0.5	12.7234	961.05	17980.56
2	10:37:51,-58:47:22	7.74	28.02	0.43	12.2863	517.89	22201.48
3	10:36:54,-58:36:35	1.74	12.95	0.23	6.75018	116.43	30946.30
4	10:38:04,-58:46:02	2.12	15.56	0.26	6.26456	142.49	25974.86
5	10:37:38,-58:47:03	3.481	22.04	0.34	6.11887	233.23	18698.76
6	10:38:30,-58:45:37	2.02	16.821	0.28	6.02174	135.41	20781.025
7	10:37:00,-58:34:07	4.21	24.19	0.37	5.97318	281.73	17814.42
8	10:37:00,-58:24:35	3.17	20.46	0.32	5.09906	212.42	20495.79
9	10:38:24,-58:45:45	1.84	15.26	0.26	5.0505	123.24	23420.47
10	10:38:37,-58:44:45	2.30	17.31	0.28	5.0505	153.88	22103.136
11	10:38:42,-58:44:37	1.57	13.71	0.24	4.95337	105.25	25012.76
12	10:38:38,-58:44:01	1.66	14.02	0.24	4.90481	111.43	25323.46
13	10:38:46,-58:47:20	2.80	20.46	0.32	4.80768	187.99	18138.74
14	10:38:19,-58:45:18	2.68	19.55	0.31	4.75912	179.51	19372.62
15	10:38:15,-58:46:02	1.90	15.43	0.26	4.46775	127.57	23672.18
16	10:36:58,-58:35:03	2.68	20.18	0.32	4.46775	179.75	17936.67
17	10:38:09,-58:46:30	2.18	16.94	0.28	4.41918	146.19	22063.78
18	10:38:01,-58:45:42	2.65	18.78	0.30	4.37062	177.91	21128.02

Puede observarse en la Fig. 5 radiación en 870 μm , cuya distribución más intensa proviene básicamente del borde de la región HII. Esta radiación, de origen térmico, es generada por la presencia de polvo frío. Es interesante notar la superposición entre la emisión en el MIR con la del lejano infrarrojo (LIR). Teniendo en cuenta la existencia de una PDR sobre casi todo el borde de la región HII, la presencia de polvo frío, en correspondencia con lo expuesto en la

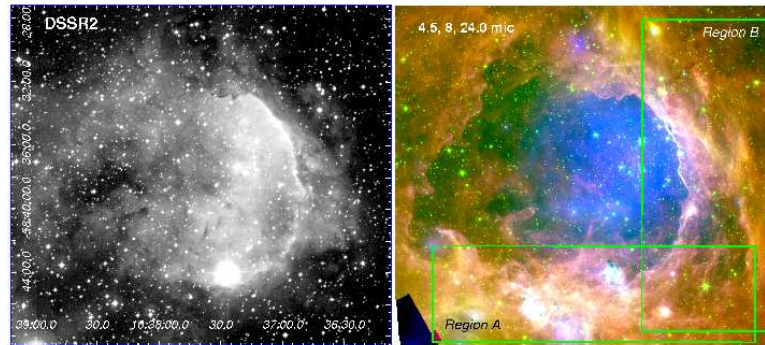


Figura 4. *Panel izquierdo:* Imagen óptica obtenida del DSS2 de la región HII Gum 31. *Panel derecho:* Superposición de la imágenes en 4.5 (verde), 8.0 (rojo) y 24.0 μm (azul) de la cámara *Spitzer-IRAC* de la misma región.

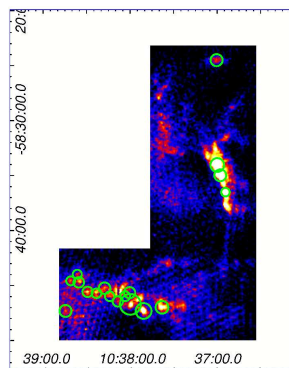


Figura 5. Imagen en 870 μm del bolómetro LABOCA-APEX. Las circunferencias indican la posición de los *clumps* IR seleccionados.

sección 1., sugiere la existencia de regiones frías y densas que aún no han podido ser erosionadas por la radiación UV de la región HII.

Para determinar las características de estas regiones utilizamos el software *Clumpfind* (Williams et al. (1994)). Este algoritmo necesita dos parámetros para identificar *clumps* IR: (i) el valor mínimo de intensidad de estas regiones, y (ii) el espaciado entre niveles de contornos, elemento que, por contraste de intensidad, determina la separación entre regiones adyacentes. Este parámetro es muy sensible para la detección de regiones ya que si el espaciado es muy grande algunas regiones “reales” pueden perderse, mientras que si es pequeño, se pueden generar “artefactos” identificables como fuentes reales (Miettinen & Offner (2013)).

De esta manera, considerando un valor umbral de intensidad de $5\sigma \sim 100$ mJy beam⁻¹, y $2\sigma \sim 40$ mJy beam⁻¹ como diferencia entre niveles de contornos, encontramos una cantidad de 22 regiones. Luego de una inspección ocular de estas regiones sobre la imagen en $870 \mu\text{m}$, debido a la cercanía de alguna de ellas sobre el borde de la imagen en donde la señal-ruido disminuye casi a uno, decidimos quitar cuatro regiones de la muestra final. El resultado final se muestra en la Figura 5 y los principales parámetros se exhiben en la Tabla 1. En la primeras tres columnas se muestra el número de *clump* y sus coordenadas J2000, en la cuarta el flujo integrado dentro de los 5σ a S_{870} , en la quinta y sexta el radio efectivo de la fuente r_f , tanto angular como lineal, definido como $r_f = \sqrt{A_f/\pi}$, donde A_f es el área de la fuente proyectada sobre el plano del cielo. Para determinar el radio lineal de las fuentes, asumimos una distancia a la región HII de 2.5 ± 0.5 kpc tal como lo determinaron Cappa et al. (2008).

La séptima columna muestra la densidad de columna de H_2 , determinada a través de la emisión en $870 \mu\text{m}$, considerando un valor estandar en la galaxia para el cociente gas-polvo $R_d = 100$. Entonces, de la siguiente manera calculamos la N_{H_2} :

$$N_{\text{H}_2} = \frac{I_{870}^{\text{polvo}}}{B_{870}(T_{\text{polvo}})\mu_{\text{H}_2}m_{\text{H}}\kappa_{870}R_d} \quad (1)$$

donde $I_{870}^{\text{polvo}} = S_{870}/\Omega_{\text{beam}}$, m_{H} es la masa del átomo de hidrógeno y μ_{H_2} es el peso molecular medio del H_2 , supuesto 2.8. Luego, la masa total (gas + polvo) de los *clumps* se obtuvo de la siguiente manera:

$$M_{\text{H}_2} = \frac{S_{870}d^2}{B_{870}(T_{\text{polvo}})\kappa_{870}R_d} \quad (2)$$

estas dos ecuaciones fueron obtenidas de Miettinen & Harju (2010).

Finalmente, la densidad ambiental n_0 fue determinada considerando una geometría esférica para los *clumps*, con una masa M_{H_2} distribuida en un radio r_f .

3.2. Discusión

Dos de las cuestiones más interesantes para analizar en esta región son (i) si la acción de la expansión de la región HII sobre el material circundante induce la formación estelar en sus bordes y si (ii) esta formación estelar genera estrella de

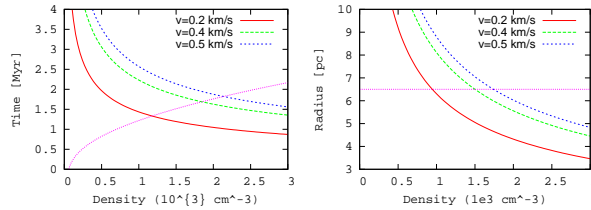


Figura 6. Comparación entre el modelo *Collect and collapse* y la evolución dinámica, para la región HII Gum 31.

masa baja, intermedia o alta. Basados en la detección de fuentes IR candidatas a estrellas jóvenes masivas (MYSOs), regiones HII compactas (CHII), y fuentes con exceso IR, proyectadas en su mayoría sobre la cáscara de CO que bordea la región HII, Cappa et al. (2008) sugieren una activa formación estelar originada por el proceso *collect and collapse* (Elmegreen & Lada (1977)). Considerando los nuevos datos en 870 μm y siguiendo las expresiones de Whitworth et al. (1994) vamos a profundizar esa posibilidad. De esta forma, según estos autores, el tiempo y el radio para el cual la cáscara se fragmenta debido a la expansión de la región HII t_{frag} y R_{frag} , respectivamente, se calcula de la siguiente manera:

$$t_{frag} = 1.56 a_2^{7/11} n_3^{-5/11} N_{Ly}^{-1/11} \quad (3)$$

$$R_{frag} = 5.8 a_2^{4/11} n_3^{-6/11} N_{Ly}^{1/11} \quad (4)$$

donde a_2 es la velocidad del sonido en el medio, en unidades de 0.2 km s^{-1} , n_3 la densidad ambiental en unidades de 10^3 cm^{-3} y N_{Ly} es el número de fotones del continuo de Lyman, calculado en unidades de 10^{49} s^{-1} . De esta manera, considerando a n_3 como variable independiente y a a_2 como parámetro libre, para un valor de $N_{Ly} = 2.5 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ (Cappa et al. (2008)), graficamos t_{frag} comparándolo con el tiempo dinámico t_{din} de evolución de una región HII $R = R_0(1 + 2.15 \times 10^{-5} t_{din}/R_0)^{4/7}$, donde $R_0(\text{pc}) = 0.965 n_3^{-2/3}$ es el radio de Strömgen (Zavagno et al. (2006)). La comparación se muestra en la Figura 6. Los valores significativos en este gráfico, para los que habría fragmentación, deberían ser aquellos para los que, dada una n_3 , $t_{din} > t_{frag}$.

En nuestro caso, considerando todos componentes de material barridos por la expansión de la región HII (HI + H₂) calculados por Cappa et al., incluyendo el valor total de masa de polvo calculado en este trabajo $M_{polvo} \sim 40 M_{\odot}$ distribuidos sobre el borde de Gum 31, obtenemos un valor de densidad ambiental de $n \sim 1800 \text{ cm}^{-3}$. Revisando el gráfico, para este valor de n , $t_{frag} \sim 1.1 \times 10^6$ años para $v = 0.2 \text{ km s}^{-1}$, y $t_{frag} \sim 1.7 \times 10^6$ años para $v = 0.4 \text{ km s}^{-1}$, en ambos casos $t_{frag} < t_{din}$. Otra manifestación de la fragmentación puede verse en el panel derecho de la misma figura, en donde se grafica R_{frag} comparado con el radio observado R_{obs} , de $\sim 6.6 \text{ pc}$. Se ve que para el valor calculado de n , $R_{frag} \sim 4.8 \text{ pc}$, para $v = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ y $R_{frag} \sim 6.2 \text{ pc}$, para $v = 0.4 \text{ km s}^{-1}$, siendo en ambos casos $R_{frag} < R_{obs}$.

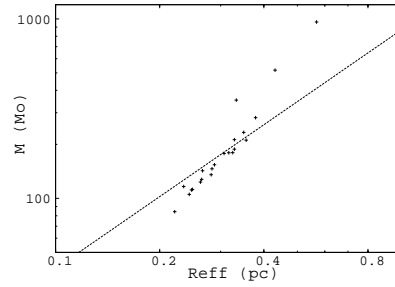


Figura 7. Distribución masa-radio de los *clumps* IR seleccionados. La línea continua indica la relación $m(r) \propto r^{1.33}$ propuesta por Kauffmann et al. (2010).

De esta manera, bajo determinadas condiciones ambientales, cuantificamos la idea de fragmentación en el borde de la región HII Gum 31 sugerida por Cappa et al. (2008).

El otro punto para analizar es tener algún indicio de qué clase de objetos, masivos o no, se estarían generando. De acuerdo con Kauffmann et al. (2010), se propone un valor mínimo en la relación masa-radio basados en diferentes *clumps* y *cores* IR, para la formación estelar masiva:

$$m(r) = 870M_{\odot} \left(\frac{r}{pc}\right)^{1.33} \quad (5)$$

En la Fig. 7 se encuentra graficado la distribución de *clumps* encontrados en esta región, junto con la expresión 5, en donde se ve que al menos seis *clumps* deberían generar estrellas masivas.

En consecuencia, podemos inferir que la formación estelar en los bordes de la región HII Gum 31 es en gran proporción masiva y generada por el efecto descrito por el modelo *collect and collapse*.

4. GMC G345.5+1.0

La Fig. 8 muestra la distribución de la emisión en $870 \mu\text{m}$ de la GMC G345.5+1.0. Como fue descrito en la Sección 3., la detección de *clumps* IR la llevamos a cabo con el programa *Clumpfind*, utilizando los mismos criterios que para la región HII Gum 31. Utilizamos un valor para $\kappa_{870} = 0.0112 \text{ gr s}^{-1}$ y una temperatura del polvo de 20 K, ambos de acuerdo con Santangelo et al. (2010).

De esta forma, detectamos un total de 70 *clumps*, de los cuales luego de una inspección ocular decimos quitar trece “falsas” fuentes o “artefactos” generados en el armado del mosaico de la imagen final. De acuerdo a la Fig. 8, habría cinco detecciones “falsas” distribuidas sobre la latitud galáctica $b = 1.2^{\circ}$, a lo largo de toda la long. galáctica l . El mismo efecto se genera con cuatro regiones ubicadas entre $\Delta l = 345.10^{\circ} - 345.40^{\circ}$, a lo largo de $b = 1.50^{\circ}$ y posiblemente pase lo mismo con las cuatro regiones localizadas entre $\Delta l = 345.30^{\circ} - 345.45^{\circ}$ y $\Delta b = 1.70^{\circ} - 1.76^{\circ}$. De esta forma, tenemos un total de 57 regiones “reales”.

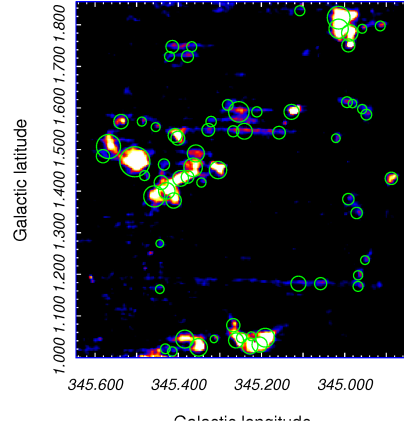


Figura 8. Imagen en $870 \mu\text{m}$ de la GMC G345.5+1.0. Los círculos indican los *clumps* IR seleccionados.

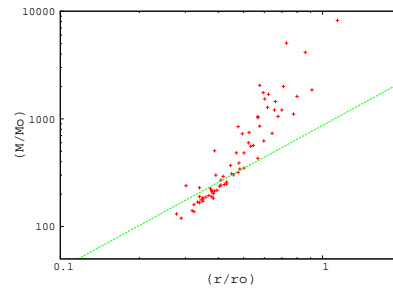


Figura 9. Idem Figura 7.

Los resultados globales de la búsqueda están plasmados en la Tabla 2. Los valores que figuran en cada columna son los mismos que los de la Tabla 1.

Los valores tanto de densidad columnar como de masa de H_2 , superan los valores máximos respecto a los *clumps* encontrados en Gum 31 en un factor 5 - 6, aunque considerando las distribuciones globales (ver Fig. ??), la mayor cantidad de fuentes rondan las $250 - 300 M_{\odot}$, $N_{\text{H}_2} \sim 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, $n \sim 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, y el radio efectivo $\sim 0.40 \text{ pc}$.

Al igual que la Figura 7, en la Figura 9 se muestra la relación masa-radio de los *clumps* encontrados, en donde también se compara con el comportamiento propuesto por Kauffmann et al. (2010). En este caso, vemos que, según esta relación, más de la mitad de los *clumps* IR deberán generar estrellas masivas.

Tabla 2. Rango de parámetros determinados en $870 \mu\text{m}$ de la GMC G435.5+1.0.

Clumps	S_{870} Jy	N_{H_2} 10^{22} cm^{-2}	M_{H_2} M_{\odot}	r_f arcsec	r_f pc	n_o cm^{-3}
57	4.8 - 310	3.3 - 80	120 - 5060	35 - 130	0.30 - 0.90	$(1-4) \times 10^4$

5. Conclusiones

La emisión en $870 \mu\text{m}$ nos brinda información sumamente útil para la caracterización de las regiones en donde la formación estelar esta comenzando. Los resultados obtenidos en estas dos regiones de estudio no arrojan grandes diferencias en masa, densidad y tamaño, entre los *clumps* localizados en ambos sitios. Sin embargo, esta conclusión no es definitiva y depende básicamente de dos factores: (i) los parámetros utilizados con el software de análisis *clumpfind* son muy sensibles, sobre todo el espaciado entre contornos. La cantidad de regiones reales puede cambiar notoriamente cambiando sólo un 5% los valores de entrada. Y eso esta íntimamente relacionado con la resolución del instrumento, en nuestro caso $\sim 20''$ de resolución angular todavía es algo pobre para una caracterización detallada de estas estructuras. (ii) La dificultad para asignar un valor característico de cada tipo de región para la opacidad del polvo κ . En la literatura existe una gran variedad de valores que rondan $0.01 - 2 \text{ gr cm}^{-1}$.

Agradecimientos. Agradezco a Cristian Lopez, Leonardo Bronfman y Nicolas Duronea por el aporte de los datos de la GMC. Agradezco al COC y al COL de la Reunión Astro 2013 por permitirme difundir parte de mi trabajo. Le agradezco muy especialmente a Cristina Cappa por su total y plena dedicación en mi formación en todos estos años. Este trabajo a sido solventado por el Proyecto de Incentivo de la UNLP G120. Le dedico este trabajo a mi amiga Gisela Romero.

Referencias

- Bergin E. A., Tafalla M., 2007, ARA&A, 45, 339
Blitz L., Williams J. P., 1999, ArXiv Astrophysics e-prints
Cappa C., et al., 2008, A&A, 477, 173
Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, ApJ, 214, 725
Kauffmann J., et al., 2010, ApJ, 716, 433
López C., et al., 2011, A&A, 534, A131
Miettinen O., Harju J., 2010, A&A, 520, A102
Miettinen O., Offner S. S. R., 2013, A&A, 553, A88
Santangelo G., et al., 2010, A&A, 520, A50
Siringo G., et al., 2009, A&A, 497, 945
Watson C., Hanspal U., Mengistu A., 2010, ApJ, 716, 1478
Whitworth A. P., et al., 1994, MNRAS, 268, 291
Williams J. P., de Geus E. J., Blitz L., 1994, ApJ, 428, 693
Zavagno A., et al., 2006, A&A, 446, 171
Zavagno A., et al., 2010a, A&A, 518, L81
Zavagno A., et al., 2010b, A&A, 518, L81

PRESENTACION ORAL

Molecular gas linked to the IR bubble S 24

C.E. Cappa^{1,2}, V. Firpo³, G.A. Romero², M. Rubio⁴ and J. Vasquez^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET, Argentina*

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

(3) *Universidad de La Serena, La Serena, Chile*

(4) *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

Abstract. We investigate the presence of molecular gas associated with the infrared dust bubble S24 based on $^{13}\text{CO}(3-2)$ line observations obtained with the APEX telescope. This study allowed us to detect a molecular shell linked to the bubble. In this presentation we analyze the emission distribution of the molecular gas and estimate its mass and the ambient density.

Resumen. Investigamos la existencia de gas molecular asociado a la burbuja infrarroja de polvo S24 utilizando observaciones de las líneas $^{13}\text{CO}(3-2)$ obtenidas con el telescopio APEX. Este estudio nos permitió detectar una cáscara de gas molecular asociada a la burbuja. En esta presentación analizamos la distribución de la emisión molecular y estimamos la masa molecular y la densidad ambiental.

1. The IR dust bubble S 24

S 24 is one out of the more than 300 bubbles identified by Churchwell et al. (2006) in the GLIMPSE images at $8\ \mu\text{m}$. Along with S 21, S 22, and S 23, the bubble S 24 belongs to a complex of IR dust bubbles. S 24 coincides with the IR source IRAS 16487-4423. Molecular studies performed towards the IRAS source allowed to detect CO and CS(2-1) emission with velocities in the range -44 to $-37\ \text{km s}^{-1}$ (Bronfman et al. 1996; Russeil & Castets 2004, indicating a kinematical distance of about 3.7 kpc.

The IRAC image of S 24 at $8\ \mu\text{m}$ is displayed in Fig. 1. The bubble presents a full filamentary shell of about $24''$ in radius or 0.44 pc at 3.7 kpc. Two additional small regions of extended emission can be identified in the image, named G341.21-0.21 and G341.22-0.24. The former one is located to the north of S 24, while the second one is close to its eastern border.

Here, we report on a intermediate angular resolution molecular line study towards S 24 aimed at determining the distribution of the molecular gas linked to the bubble and estimating its mass and the ambient density.

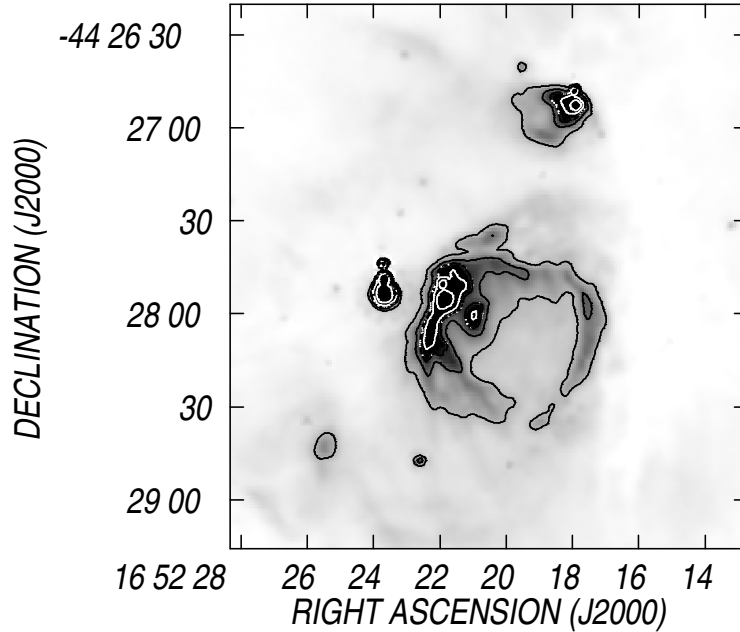


Figure 1. IRAC image at $8\ \mu\text{m}$ of the S24 region. The IR bubble is shown in the center of the image. G341.21-0.21 is seen to the north of the bubble and G341.22-0.24 to the east. Grayscale is from 100 to $800\ \text{MJy ster}^{-1}$. Contour lines are 300, 500, 700, 1000, and $2000\ \text{MJy ster}^{-1}$.

2. Molecular line observations

As part of a study of the S21-S24 complex, we mapped the molecular emission in the $^{13}\text{CO}(3-2)$ line (at 330 GHz) in a region of $5'$ in size centered at RA.,Dec.(J2000) = ($16^{\text{h}}52^{\text{m}}20^{\text{s}}$, $-44^{\circ}28'00''$), using the Atacama Pathfinder Experiment (APEX), located in the north of Chile. The data were taken in the *on the fly* mode with a space between dumps in the scanning direction of $9''$ and an angular resolution of about $20''$, a velocity resolution of $0.33\ \text{km s}^{-1}$, and an rms noise of $0.3\ \text{K}$. The data cube was analyzed using AIPS.

3. Main results

The upper panel of Fig. 2 shows the distribution of the $^{13}\text{CO}(3-2)$ emission at $-43.2\ \text{km s}^{-1}$ in contours and grayscale, while the bottom panel displays an overlay of the $^{13}\text{CO}(3-2)$ contours and the emission at $8\ \mu\text{m}$.

The images show that the IR bubble is almost completely encircled by molecular emission. This molecular shell is present in the velocity interval $[-46.0, -42.3]\ \text{km s}^{-1}$. The molecular structure around S24 has a radius of $54''$ (or $1.0\ \text{pc}$ at $3.7\ \text{kpc}$) and a systemic velocity of $-44\ \text{km s}^{-1}$. The molecular mass linked to the bubble amounts to $M_{\text{H}_2} \simeq 1.4 \times 10^4\ M_{\odot}$. We estimated an H_2 ambient density

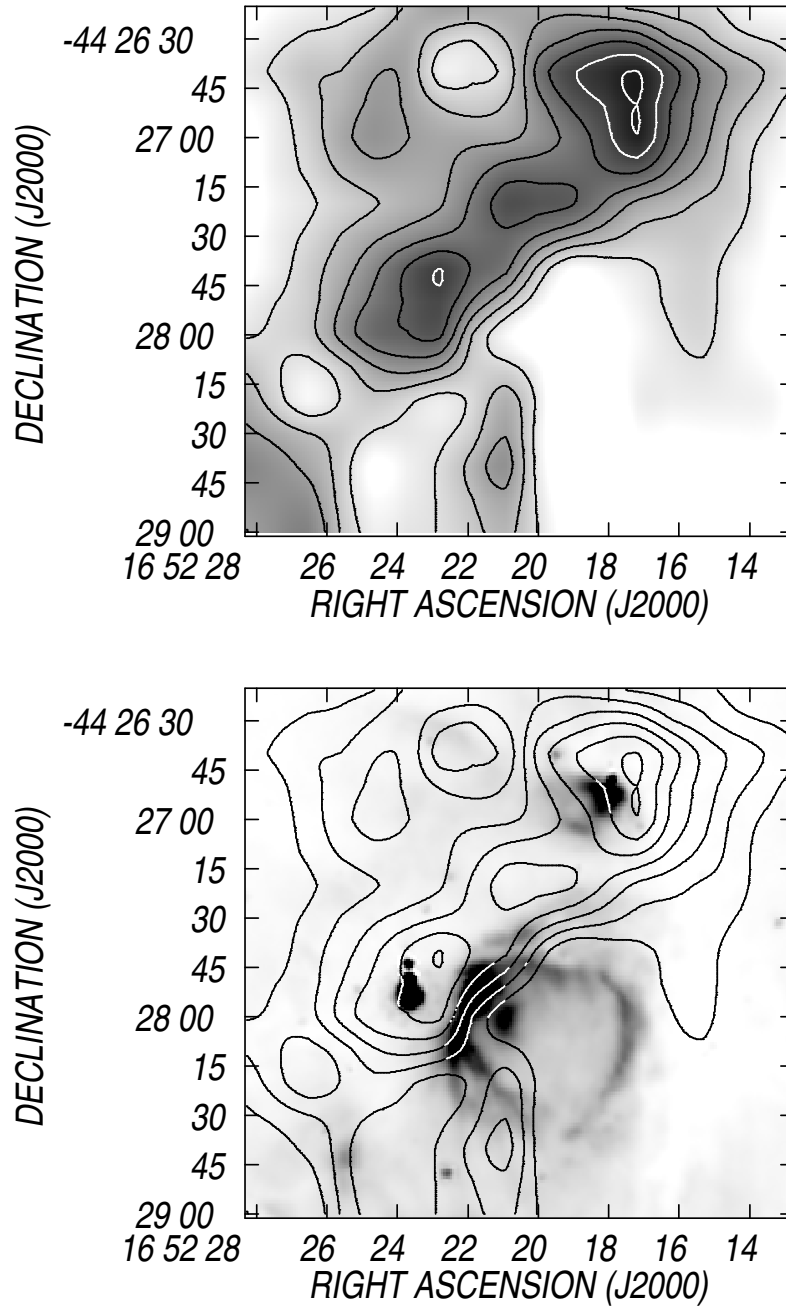


Figure 2. *Upper panel:* $^{13}\text{CO}(3-2)$ line emission at -43.2 km s^{-1} showing the molecular gas linked to S24. Intensities are expressed as main-beam brightness-temperatures T_{mb} . Contour lines are from 4 to 12 K in steps of 1 K. Grayscale goes from 3 to 12.8 K. *Bottom panel:* Overlay of the emission at 8 μm (grayscale) and the same ^{13}CO contours of the upper panel.

of $1.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Thus, this region seems to be the densest one, and probably the less evolved, in the S 21-S 24 complex (Cappa et al. 2012).

Fig. 2 also shows the existence of molecular gas linked to both G341.21-0.21 and G341.22-0.24. Molecular emission linked to G341.21-0.21 can be followed in the interval $[-44, -40.5] \text{ km s}^{-1}$. The gas distribution reveals an arc-like feature with maxima to the west and north of the IR emission, thus bordering the bright IR emission region and suggesting that the source expanded towards the area with the lowest ambient density. The molecular mass and the H_2 ambient density are $\simeq 7200 M_{\odot}$ and $1.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, respectively.

G341.22-0.24 coincides with a molecular clump. The sharp IR eastern border of S 24 close to G341.22-0.24 and its agreement with the western border of the molecular clump (see the bottom panel of Fig. 2) suggests that S 24 is interacting with the clump.

Acknowledgments. This project was partially financed by CONICET of Argentina under project PIP 0356, UNLP under project 11/G120, and CONICYT of Chile through FONDECYT grant No. 1080335.

References

- Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, *A&AS*, 115, 81
Cappa C. E., et al., 2012, *BAAA*, 55, 175
Churchwell E., et al., 2006, *ApJ*, 649, 759
Russeil D., Castets A., 2004, *A&A*, 417, 107

PRESENTACION ORAL

Molecular gas distribution towards the SNR G15.4+0.1

L. Supan¹, G. Castelletti¹, G. Dubner¹, M. P. Surnis², B. C. Joshi²

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

(2) *National Centre for Radio Astrophysics (NCRA), India*

Abstract. We present a study of the overall distribution of the molecular gas towards G15.4+0.1, which is one of the supernova remnants (SNR) detected in gamma-rays. The molecular ^{13}CO ($J = 1 - 0$) data were extracted from the Galactic Ring Survey (GRS). The aim of the present work is to characterize the environment where this SNR evolves.

Resumen. Presentamos un estudio de la distribución de gas molecular en dirección a G15.4+0.1, uno de los remanentes de supernova (RSN) detectado en rayos gamma. Los datos de gas molecular ^{13}CO ($J = 1 - 0$) se obtuvieron del Galactic Ring Survey (GRS). El objetivo del presente trabajo es caracterizar el ambiente en el cual evoluciona este RSN.

1. Introduction

The source G15.4+0.1 (J2000, R.A. = $18^{\text{h}}18^{\text{m}}02^{\text{s}}$, Dec. = $-15^{\circ}27'00''$) was discovered in a survey of the Galactic plane at 330 MHz, carried out with the Very Large Array (VLA) (Brogan et al. 2006). In that work, the authors conclude that the observed radio emission from G15.4+0.1 is non-thermal and classify the object as a new shell supernova remnant (SNR). It is included in the Green's catalogue since its 2009 version (Green 2009).

Gamma-ray emission in the TeV range has been detected towards G15.4+0.1 with the H.E.S.S. Cherenkov instrument (Hofverberg et al. 2011). Following the detection, Castelletti et al. (2013) discovered dense molecular material showing both morphological and kinematical signs of interaction with the SNR radio shell in a search for the origin of the very high energy (VHE) radiation. These authors suggest an origin for the VHE emission via proton-proton collisions, which produce neutral pions that subsequently decay into two gamma-ray photons. Based on HI emission line data, they also determine a distance of 4.8 ± 1.0 kpc for G15.4+0.1. Apart from that work, little has been done in order to characterize the molecular gas present in the surroundings of G15.4+0.1. The aim of the current study was to determine the characteristics of the environment where this source evolves, by analyzing the distribution of the ^{13}CO ($J = 1 - 0$), searching for all the possible sites where the SN shock may produce VHE gamma radiation through interaction with dense targets. The results in this paper complement the analysis of G15.4+0.1 by Castelletti et al. (2013).

2. The data

The ^{13}CO ($J = 1 - 0$) data used in our study were extracted from the Galactic Ring Survey (GRS, Jackson et al. 2006). Characterized by an angular sampling of $22''$, the survey achieves an angular resolution of $46''$ with a difference between successive velocity channels of 0.21 km s^{-1} (radial velocity with respect to the local standard of rest, LSR). The typical rms sensitivity of each map is $\sim 0.13 \text{ K}$ and the velocity range goes from -5 to $+135 \text{ km s}^{-1}$. A radio continuum image at 1420 MHz , obtained from observations carried out with the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT), was used to trace the continuum emission.

3. Molecular gas distribution around G15.4+0.1

Fig. 1 displays a gallery of maps from the GRS dataset in which the ^{13}CO distribution towards G15.4+0.1 is delineated by green contours. The integration interval in each panel was chosen to be 2.8 km s^{-1} . To facilitate the comparison between the distribution of the molecular gas and the radio continuum emission, we used the total intensity radio image of the SNR at 1420 MHz smoothed to the resolution of the ^{13}CO data.

The GRS data cube was inspected to find structures with some morphological correspondence with the SNR shell, that might suggest an association between G15.4+0.1 and the molecular gas. At different velocities in the range from ~ 27 to 52 km s^{-1} molecular emission above 3σ showing some correlation with G15.4+0.1 can be observed.

The distribution traced between 26.6 and 29.4 km s^{-1} shows a molecular feature overlapping the brightest north-eastern part of G15.4+0.1. The HII region G015.520+0.188, indicated by a white ellipse in Fig. 1(a), lies at the centre of this concentration. A radio recombination line emission was measured for this HII region at the velocity of 27.8 km s^{-1} (Anderson et al. 2009). By using the Galactic rotation curve model from Fich et al. (1989), we calculate a kinematic distance to this HII region of $3.0 \pm 0.3 \text{ kpc}$. If we consider that the ^{13}CO emitting area is associated with the ionized region, then they are well in front of G15.4+0.1 and their physical connection with the expanding shock is unlikely. From $v \sim 29$ to 35 km s^{-1} a large molecular concentration can be clearly appreciated towards the southern part of the remnant, extending over an area of approximately $24' \times 12'$. However, since we are observing towards the direction of the Galactic centre, the apparent coincidence between the ^{13}CO gas and the SNR boundary may be fortuitous.

From $v \sim 35$ to 38 km s^{-1} , another conspicuous feature appears overlapping the eastern part of the radio continuum shell. Two bright areas of about $3'$ in size, centered at $18^{\text{h}}18^{\text{m}}21^{\text{s}}$, $-15^{\circ}27'30''$ and $18^{\text{h}}18^{\text{m}}14^{\text{s}}$, $-15^{\circ}32'40''$ are noticed in this region. The morphological correlation between the molecular structure and the SNR radio shell is suggestive of an association between them. To explore the presence of shocked molecular ^{13}CO gas, individual ^{13}CO spectra were examined towards the above-mentioned molecular concentrations searching for broadening in the profiles, with negative results. No significant broadening is observed that might be considered as kinematic disturbances caused by the interaction of the clouds with the SNR. A similar result is obtained for the isolated ^{13}CO features

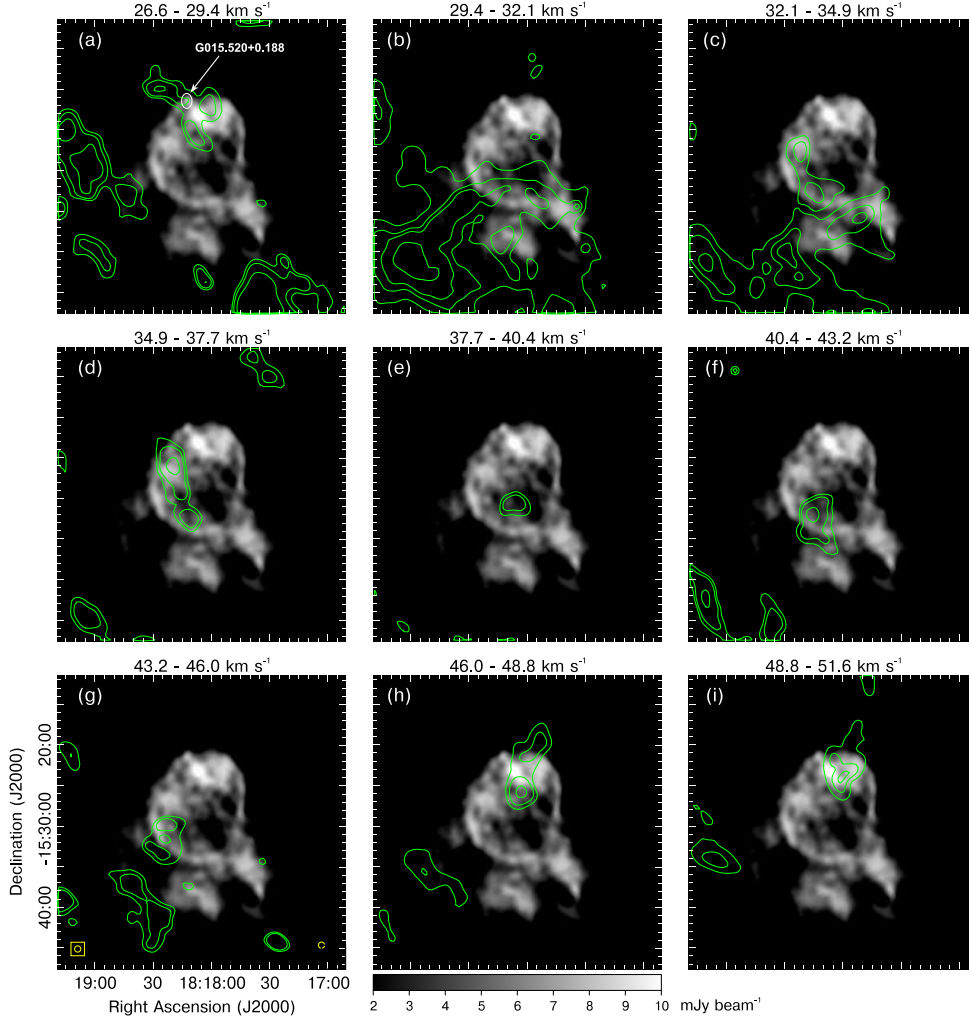


Figure 1. ^{13}CO distribution in the direction of the SNR G15.4+0.1 (green contours) superposed onto the radio continuum emission from the remnant at 1420 MHz. The contour levels vary from 11 to 55 K km s^{-1} . The velocity range over which the ^{13}CO intensity was integrated is indicated at the top of each panel. The synthesized beam is included in the bottom left-hand corner of panel (g).

seen between ~ 38 and 46 km s^{-1} .

For velocities in the range from $v \sim 46$ to 52 km s^{-1} , the molecular cloud described in Castelletti et al. (2013) is clearly seen. Two dense clumps of molecular gas centered at $18^{\text{h}}18^{\text{m}}02^{\text{s}}$, $-15^{\circ}25'23''$ and at $18^{\text{h}}17^{\text{m}}57^{\text{s}}$, $-15^{\circ}20'13''$ (clumps labeled A and B in the nomenclature of Castelletti et al. 2013) have been identified inside the cloud. As it has been demonstrated in their work, it is foreground molecular gas located at a distance of $4.2 \pm 1.2 \text{ kpc}$, very close to the SNR,

showing unambiguous kinematic evidence of interaction with the SNR shock front that may lead to the production of the observed gamma-rays.

4. Discussion

We investigated the ^{13}CO distribution in the surroundings of the SNR G15.4+0.1. Our analysis has established that the remnant evolves in a non-homogeneous environment. Despite the apparent morphological correspondence observed between the ^{13}CO gas in the range from $v \sim 27$ to 46 km s^{-1} and the SNR radio shell, they do not seem to be physically associated. For the cloud along the eastern edge of G15.4+0.1, the absence of kinematical signatures of interaction leaves the hypothesis of a possible interaction as an open question. The molecular cloud at $v \sim 48 \text{ km s}^{-1}$ is the only one for which in addition to the morphological agreement with G15.4+0.1 the evident broadening in the ^{13}CO spectra strongly support a SNR/molecular cloud interaction.

References

- Anderson L. D., et al., 2009, ApJS, 181, 255
Brogan C. L., et al., 2006, ApJ, 639, L25
Castelletti G., et al., 2013, A&A, 557, L15
Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, ApJ, 342, 272
Green D. A., 2009, Bulletin of the Astronomical Society of India, 37, 45
Hofverberg P., et al., 2011, in International Cosmic Ray Conference Vol. 7 of International Cosmic Ray Conference, Discovery of VHE gamma-ray emission from the shell-type SNR G15.4+0.1 with H.E.S.S.. p. 247
Jackson J. M., et al., 2006, ApJS, 163, 145

PRESENTACION MURAL

Estudio multifrecuencia del flujo bipolar-molecular asociado con la proto-estrella VLA 1623

E. Artur de la Villarmois^{1,2}, D.C. Merlo¹ & M. Gómez^{1,3}

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC*

(2) *Facultad de Matemática Astronomía y Física, UNC*

(3) *CONICET*

Abstract. In this work, we present a multi-wavelength study of the bipolar molecular outflow associated with the VLA 1623 proto-star (age $\sim 10^4$ yrs). We analyze images obtained by Spitzer as well as other images from the literature. We identify 32 H₂ (2.12 μm) emission knots and 25 objects predominantly emitting in the [4.5] μm band, usually known as EGOs (*Extended Green Objects*). Seven of these emissions are new EGO candidates; five of which have 2.12 μm counter-parts. We compare the morphology of the emissions at 2.12 μm and [4.5] μm with the bipolar molecular outflow, finding an excellent agreement. The emissions are quasi-regularly spaced. We determine a dynamical time of ~ 194.3 yrs between consecutive knots, which agrees with the lapse of time between eruptive FU Orionis events. This suggests that events of this type experimented by the central source might be the cause of the intermittency in the detected emissions.

Resumen. En este trabajo se presenta un estudio multi-frecuencia del flujo bipolar molecular asociado con la proto-estrella VLA 1623 (edad $\sim 10^4$ años). Se analizan imágenes obtenidas por Spitzer así como también otras de literatura. Se identificaron 32 nodos con emisión en H₂ (2.12 μm) y 25 objetos con emisión predominante en [4.5] μm , comúnmente conocidos como EGOs (*Extended Green Objects*). Siete de estas emisiones son candidatos a nuevos EGOs; cinco de los cuales tienen contra-partes en 2.12 μm . Se compara la morfología de las emisiones detectadas en 2.12 μm y en [4.5] μm con el flujo bipolar molecular, encontrándose un excelente acuerdo. Se observa un espaciamiento cuasi-regular entre las emisiones detectadas. Se determina un valor promedio para la escala de tiempo dinámico entre nodos consecutivos de ~ 194.3 años, lo que concuerda con el intervalo de tiempo entre eventos eruptivos de tipo FU Orionis. Esto sugiere que eventos de este tipo experimentados por la fuente central podrían ser la causa de la intermitencia de las emisiones detectadas.

1. Introducción

El escenario actual de formación de estrellas de baja masa propone que éstas pasan por cuatro etapas evolutivas antes de llegar a la Secuencia Principal, deno-

minadas clase 0, I, II y III, dependiendo de la forma de la Distribución Espectral de Energía de la fuente (Lada 1987; Andre et al. 1993). Las fuentes de clases 0 son las más jóvenes ($\sim 10^4$ años), se encuentran incrustadas en el material de la nube molecular, poseen envoltentes que todavía contienen gran parte de la masa que, posteriormente, será acreetada por el objeto central y están asociadas con flujos bipolares moleculares y/o *jets*, usualmente altamente colimados. Estos flujos se manifiestan en un amplio rango espectral, desde el óptico hasta el radio.

En particular, las regiones de choque son observadas en el óptico como los llamados objetos HH (Herbig-Haro) y en la línea del H_2 en $2.12 \mu\text{m}$, como los denominados *knots* o nodos en el infrarrojo cercano. Imágenes de la cámara IRAC de Spitzer, en particular aquéllas en la banda $[4.5] \mu\text{m}$, son también empleadas para identificar este tipo de regiones, ya que esta banda abarca varias líneas del H_2 y de CO, usualmente intensas en este tipo de objetos (Smith & Rosen 2005; Reach et al. 2006). Por esta razón, predomina el color verde en las imágenes combinadas de IRAC ($[3.6] \mu\text{m}$ azul, $[4.5] \mu\text{m}$ verde y $[8.0] \mu\text{m}$ rojo). Cyganowski et al. (2008) introdujeron la denominación de "EGOs" (*Extended Green Objects*) para referirse a este tipo de objetos extendidos que presentan emisión intensa en $[4.5] \mu\text{m}$.

En esta contribución se presenta un estudio multifrecuencia del flujo bipolar molecular asociado con la proto-estrella de clase 0, VLA 1623, perteneciente al proto-cúmulo de ρ Ophiuchi. Se emplean imágenes obtenidas por el telescopio Spitzer, así como también imágenes en H_2 de la literatura y observaciones en CO realizadas por otros autores, a fin de comparar detalladamente la morfología del flujo en distintas longitudes de onda.

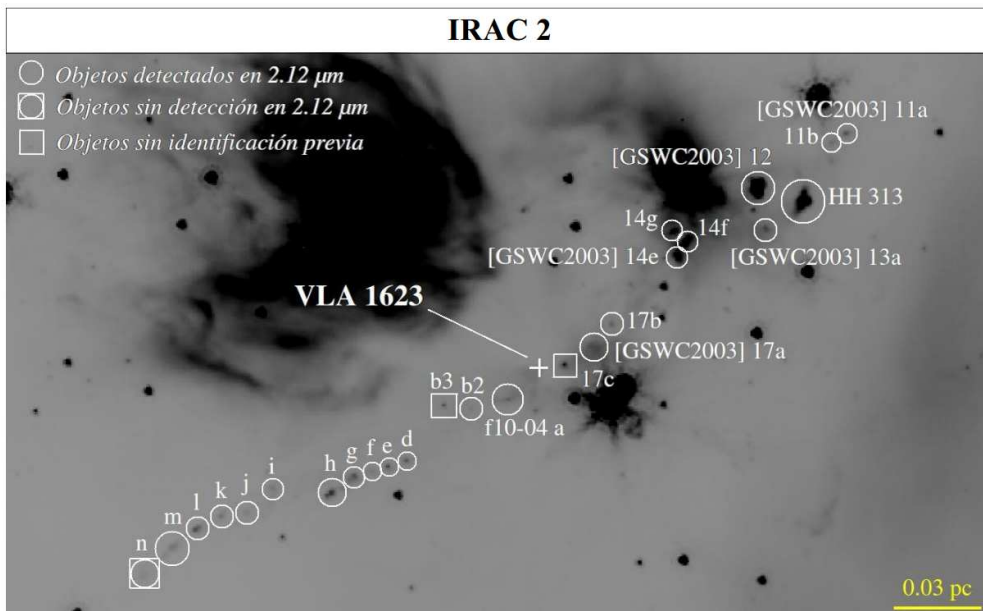


Figura 1. Imagen tomada por IRAC en la banda en $[4.5] \mu\text{m}$ de la región de VLA 1623. Los cuadrados representan posibles candidatos a EGOs sin contra-parte en $2.12 \mu\text{m}$. Campo de $[0.065^\circ \times 0.131^\circ]$.

2. Análisis y Resultados

La Figura 1 muestra la imagen en $[4.5] \mu\text{m}$ tomada por IRAC/Spitzer, donde se indican los 25 EGOs detectados. Dieciocho de éstos fueron identificados por Zhang & Wang (2009), mientras que las coordenadas de los siete objetos restantes se listan en la Tabla 1. Cinco de estos últimos fueron detectados en H_2 (en $2.12 \mu\text{m}$), empleando las imágenes de Gómez et al. (2003), y los dos objetos señalados con cuadrados ([GSWC2003] 17c y f10-04 b3) son nuevos candidatos sin contra-parte en $2.12 \mu\text{m}$. Tanto en la Figura 1 como en la Tabla 1, se adopta la nomenclatura de Gómez et al. (2003) y de Khanzadyan et al. (2004).

En la Figura 1 se evidencia que los nodos señalados presentan una separación cuasi-regular. Se calculó el tiempo dinámico entre nodos consecutivos, obteniendo un valor promedio de 194.3 años, utilizando una velocidad característica de 50 km s^{-1} . Este valor concuerda con el período de los eventos de tipo FU Orionis (entre 100 y 1000 años; Hartmann & Kenyon 1996) y sugiere una posible conexión entre dichos eventos eruptivos y la cadena de nodos observada (Reipurth et al. 1992). Sin embargo, dada la alta extinción en el visual ($A_V \geq 100$; Andre et al. 1993), estos eventos serían de muy difícil detección. Otros *jets* tales como HH 34 (Heathcote & Reipurth 1992) y HH 111 (Reipurth et al. 1992) presentan similitudes con lo presentado en esta contribución.

Tabla 1. Coordenadas de EGOs sin identificación previa asociados a VLA 1623

Objeto	$\alpha(2000.0)$	$\delta(2000.0)$	contra-parte en H_2
[GSWC2003] 13a	16 26 18.7	-24 23 25	Si
[GSWC2003] 17a	16 26 24.7	-24 24 21	Si
[GSWC2003] 17b	16 26 24.0	-24 24 10	Si
[GSWC2003] 17c	16 26 25.6	-24 24 29	No
f10-04 a	16 26 27.6	-24 24 45	Si
f10-04 b2	16 26 28.8	-24 24 50	Si
f10-04 b3	16 26 29.8	-24 24 48	No

En la Figura 2 se superponen los contornos en CO en 2.7 mm del flujo bipolar molecular detectado por Dent et al. (1995). Los cuadrados verdes indican las emisiones en $[4.5] \mu\text{m}$ y los triángulos magenta aquéllas en $2.12 \mu\text{m}$. Esta figura muestra un alto grado de coincidencia entre las emisiones detectadas en distintas regiones espectrales, sugiriendo una correspondencia muy estrecha entre el flujo en radio y las emisiones en el infrarrojo cercano y medio.

3. Conclusiones

En esta contribución se presenta un estudio multi-frecuencia del flujo bipolar molecular asociado a la proto-estrella de clase 0, VLA 1623. Empleando las imágenes de IRAC/Spitzer, en particular aquélla en $[4.5] \mu\text{m}$, se identifican 25 objetos extendidos, que por poseer emisión intensa en esta banda resultan de color verde en las imágenes combinadas y son conocidos como EGOs (*Extended*

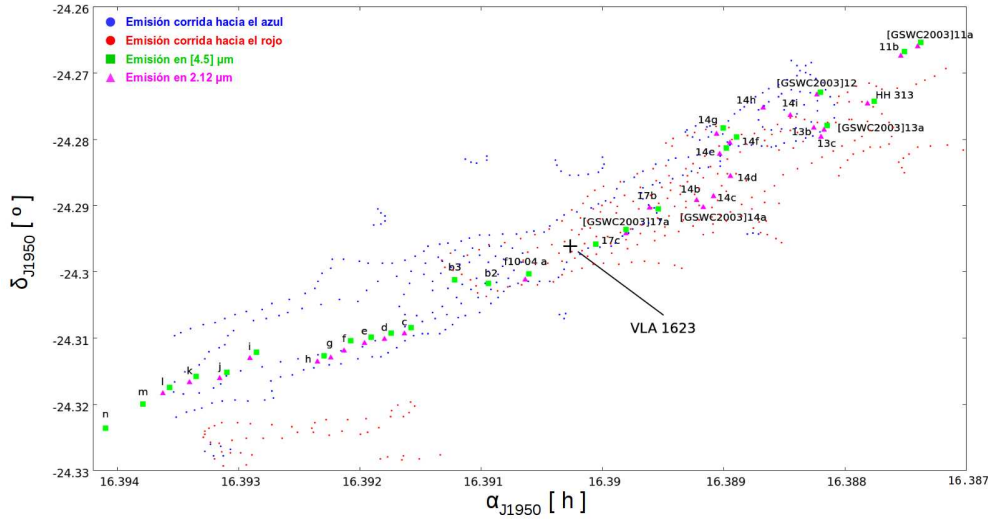


Figura 2. Región de VLA 1623, donde se superponen las emisiones en 2.12 μm , [4.5] μm y los contornos del flujo bipolar molecular detectado por Dent et al. (1995).

Green Objects; Cyganowski et al.). Presentamos las coordenadas de siete de ellos, los cuales no fueron previamente identificados por Zhang & Wang (2009). Cinco de estos últimos fueron detectados en 2.12 μm y dos son nuevos candidatos a EGOs sin contra-parte en 2.12 μm (Gómez et al. 2003; Khanzadyan et al. 2004; Caratti o Garatti et al. 2006). Se encuentra una excelente correspondencia entre las emisiones en [4.5] μm , 2.12 μm y el flujo molecular detectado por Dent et al. (1995). El espaciamiento cuasi-regular de los nodos detectados y el correspondiente tiempo dinámico entre los mismos (~ 194.3 años), concuerdan con el período de recurrencia de los eventos de tipo FU Orionis.

Referencias

- Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, ApJ, 406, 122
 Caratti o Garatti A., et al., 2006, A&A, 449, 1077
 Cyganowski C. J., et al., 2008, AJ, 136, 2391
 Dent W. R. F., et al., 1995, MNRAS, 277, L25
 Gómez M., et al., 2003, AJ, 126, 863
 Hartmann L., Kenyon S. J., 1996, ARA&A, 34, 207
 Heathcote S., Reipurth B., 1992, AJ, 104, 2193
 Khanzadyan T., et al., 2004, A&A, 426, 171
 Lada C. J., 1987, in Peimbert M., Jugaku J., eds, Star Forming Regions Vol. 115 of IAU Symposium, Star formation - From OB associations to protostars. pp 1–17
 Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
 Reipurth B., Heathcote S., Vrba F., 1992, A&A, 256, 225
 Reipurth B., Raga A. C., Heathcote S., 1992, ApJ, 392, 145
 Smith M. D., Rosen A., 2005, MNRAS, 357, 1370
 Zhang M., Wang H., 2009, AJ, 138, 1830

PRESENTACION ORAL

Estructura de las burbujas en la región sureste de la Nube Mayor de Magallanes

M.A. Oddone¹, S.P. Ambrocio-Cruz², E. LeCoarer³ & G.V. Goldes⁴

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina

(2) Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, México

(3) Laboratorio de Astrofísica de la Universidad Joseph Fourier, Grenoble, Francia

(4) Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Córdoba, Argentina

Abstract. In this work we present preliminary results obtained from the analysis carried out on the medium-size bubble structures located in the southeast region of the Large Magellanic Cloud (LMC). We determine the characteristic parameters of these structures (surface brightness, electronic density, emission measure, mass, luminosity, ambient density, age, energy, among others). This will allow us to discriminate which is the origin (stellar wind, supernova explosion, or other mechanisms) of the different bubbles that form the LMC9 supershell. Thus, we will try to determine whether the analyzed objects have kinematically some identity as a group, or they are relatively isolated objects on the diffuse background they belong to.

Resumen. En este trabajo se presentan resultados preliminares obtenidos a partir del análisis efectuado a la estructura de burbujas de medianas dimensiones situadas en la región sureste de la Nube Mayor de Magallanes. A partir de las observaciones interferométricas se determinaron los parámetros característicos de estas estructuras (brillo superficial, densidad electrónica, medida de emisión, masa, luminosidad, densidad ambiente, edad, energía, entre otros). Esto permitirá discernir cuál es el origen (viento estelar, explosión de supernova o algún otro mecanismo) de las diferentes burbujas que componen el supercascarón LMC 9, para de esta manera tratar de dilucidar si los objetos analizados poseen cinemáticamente alguna identidad de conjunto, o si se trata de objetos relativamente aislados sobre el fondo general difuso al que pertenecen.

1. Introducción

El modelo tradicional de formación de “supercascarones” se basa en la evacuación de materia interestelar fría, durante un período de tiempo, debido a los efectos combinados de la presión de radiación y de la cinética de vientos estelares de estrellas masivas y supernovas. En el caso de los supercascarones, se

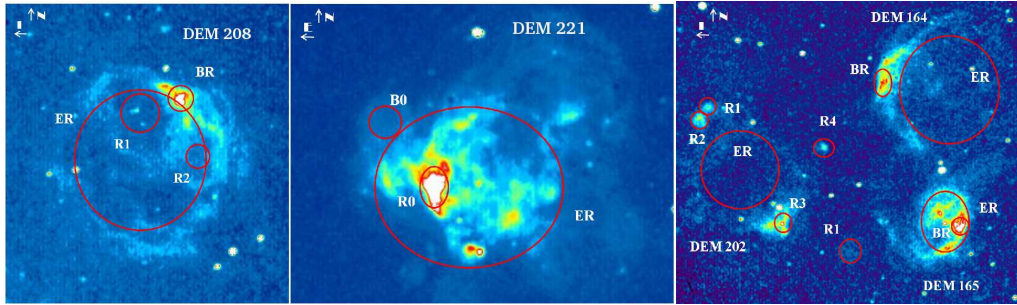


Figura 1. Imagen interferométrica de las nebulosas estudiadas en este trabajo mostrando las burbujas (denotadas R), las regiones más brillantes (denotadas BR), y “toda” la Nebulosa (denotada ER).

requieren inyecciones de energía del orden de 10^{54} erg para su formación, lo que equivale a la energía de 10^3 supernovas (Ryder et al. 1995). La dinámica de estas estructuras todavía no se entiende bien y los escenarios para su formación pueden dividirse en dos grupos según se consideren mecanismos i) energéticos (deposición de una gran cantidad de energía en el medio interestelar, mediante “hipernovas” (Westerlund & Mathewson 1966), múltiples explosiones de supernovas (Mac Low & McCray 1988), explosiones de rayos gamma (Efremov et al. 1998), interacciones gaseosas (Tenorio-Tagle et al. 1996; Braun 1996), impactos de nubes de alta velocidad o aún de galaxias enanas ricas en gas (Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1988)) o ii) no-energéticos, los que resultan de una combinación de inestabilidades térmicas y gravitatorias en el gas del disco (Wada et al. 2000). En este trabajo analizaremos en particular el supercasarón LMC 9 (Meaburn 1980).

2. Observaciones

Las observaciones provienen del relevamiento $H\alpha$ de las Nubes de Magallanes y la Vía Láctea, utilizando la instrumentación CIGALE (Boulesteix et al. 1984), integrada por un interferómetro de Fabry-Pérot a barrido, asociado a un reductor focal y a una cámara de TV en modo de conteo de fotones. El sistema se halla acoplado al foco Cassegrain de un telescopio dedicado de 36 cm de diámetro instalado en La Silla, (Chile), cerca del GPO. Una descripción más detallada del mismo puede encontrarse en Amram et al. (1991); Le Coarer et al. (1992). El orden de interferencia del interferómetro en $H\alpha$ es $p = 796$, el cual da un rango espectral libre de 376 km s^{-1} , escaneado en 24 pasos, correspondiendo cada paso a 16 km s^{-1} . El campo de visión es de $38 \times 38 \text{ arcmin}^2$, cubierto por los $(256 \times 256) \text{ pix}^2$ de la cámara, lo que da una resolución espacial de $9\text{-arcsec pixeles}^{-1}$ (2 pc a la distancia de la Nube Mayor de Magallanes (LMC, por sus siglas en inglés); 50 kpc, Feast (1991).

Tabla 1. Parámetros físicos derivados para DEM L 208, DEM L 221, DEM L 164, DEM L 165, DEM L 202

Región	R (± 1)	VR (± 4)	V_{exp} (± 2)	Tipo	N_{fot} ($\times 10^{48}$)	Luminosidad ($\times 10^{35}$)	Energía ($\times 10^{51}$)	Edad ($\times 10^5$)
DEM L 208								
R1	20	232	35	VE		40 \pm 10		3.4 \pm 0.4
R2	10	250	35	VE		20 \pm 8		1.7 \pm 0.3
BR	08	249	32	VE		7 \pm 4		1.5 \pm 0.4
ER	50	250	32	SN			7 \pm 5	4.8 \pm 0.4
DEM L 221								
B0	14	241	60	SN			0.2 \pm 0.1	0.7 \pm 0.1
R0	12	250	35	Fot	1.3 \pm 0.4			
ER	40	244	40	SN + VE		1311 \pm 236	1007 \pm 208	5.9 \pm 0.4
DEM L 164								
BR	05	234	22	VE		1 \pm 1		1.3 \pm 0.6
ER	60	234	26	5 Fot	34 \pm 2			
DEM L 165								
R1	10	270	31	VE		3 \pm 1		1.9 \pm 0.4
BR	05	238	22	Fot	0.02 \pm 0.01			
ER	35	240	29	SN			39 \pm 10	3.7 \pm 0.3
DEM L 202								
R1	04	235	22	VE		0.4 \pm 0.4		1.1 \pm 0.5
R2	08	238	22	VE		2 \pm 1		2.1 \pm 0.6
R3	10	237	19	VE		3 \pm 2		3.1 \pm 0.7
R4	04	239	16	VE		0.2 \pm 0.2		1.5 \pm 0.8
ER	60	240	26	Fot	28 \pm 3			

Las unidades de los parámetros son: R en pc; VR en km s^{-1} ; V_{exp} en km s^{-1} ; S(H α) en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$; N_{fot} en ph s^{-1} ; Luminosidad en erg s^{-1} ; Energía en erg; Edad en años.

3. Resultados

A partir de los datos del relevamiento, se analizaron las estructuras DEM L 164 (Davies et al. 1976), DEM L 165, DEM L 208, DEM L 221, y varias regiones H II siendo las más notorias DEM L 202, DEM L 206 y DEM L 207. En la Figura 1 se muestran las imágenes interferométricas de estas estructuras, las que delinearían el supercascarón LMC 9. A partir de las observaciones de las mismas se derivaron los principales parámetros físicos de las nebulosas estudiadas, tales como radio (R), velocidad radial (VR), velocidad de expansión (V_{exp}), y con ellos se calcularon el brillo superficial S(H α), la densidad electrónica, la medida de emisión, la masa, entre otros. Para discernir el posible origen (Fotoionización (Fot), Explosión de Supernova (SN), Viento estelar (VE) o algún otro mecanismo) de las diferentes burbujas que componen el supercascarón LMC 9, se usaron los modelos de Weaver et al. (1977) para la formación de Burbujas producidas por viento estelar y de Chevalier (1974) para un Remanente de Supernova en fase radiativa. Para poder decidir cuál modelo era el responsable de cada una de las estructuras analizadas, se llevaron a cabo los siguientes pasos: se observó primero si existían estrellas en las zonas de interés, en caso afirmativo se determinó si la acción de los vientos estelares podrían dar origen a las morfologías (comparando la potencia del viento $L_W = (1/2) \dot{M} V_\infty^2$ con la potencia del modelo de Weaver et al. (1977) o bien, en caso de no haberse detectado estrellas hasta el momento, cuántas estrellas y de qué tipo espectral se necesitarían. Si esto resulta inadecuado, se propone la explosión de supernova como escenario más probable, de acuerdo al valor de la energía que se obtiene al aplicar el modelo de RSN.

A modo de resumen se listan en la Tabla 1 los principales parámetros físicos y los mecanismos de formación (Fot, SN y/o VE) que podrían dar origen a las burbujas situadas en los complejos nebulares estudiados. Mientras que en la Figura 1 mostramos la ubicación de las burbujas superpuestas a las imágenes interferométricas de las Nebulosas.

4. Conclusiones

El análisis de los parámetros obtenidos para los distintos complejos nebulares, nos conduce a pensar que los objetos analizados son un grupo de estructuras físicamente ligadas (presentan un rango en velocidad radial pequeño y las edades son similares). Los datos cinemáticos obtenidos permiten inferir la existencia del supercavacón LMC 9, o al menos parte del mismo, dado que no se han encontrado regiones de emisión importantes que permitan cerrar dicha estructura. Un análisis más detallado se está preparando en una serie de papers (Oddone et al. 2014).

Referencias

- Amram P., et al., 1991, *The Messenger*, 64, 44
 Boulesteix J., et al., 1984, in Boksenberg A., Crawford D. L., eds, *Instrumentation in astronomy V* Vol. 445 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, First results from CIGALE scanning Perot-Fabry interferometer. pp 37–41
 Braun M., 1996, *Astronomische Nachrichten*, 317, 369
 Chevalier R. A., 1974, *ApJ*, 188, 501
 Davies R. D., Elliott K. H., Meaburn J., 1976, *MmRAS*, 81, 89
 Efremov Y. N., Elmegreen B. G., Hodge P. W., 1998, *ApJ*, 501, L163
 Feast M. W., 1991, in Haynes R., Milne D., eds, *The Magellanic Clouds* Vol. 148 of *IAU Symposium*, Opening Address the Magellanic Clouds :DISTANCE, Structure, Chemical Composition. p. 1
 Le Coarer E., et al., 1992, *A&A*, 257, 389
 Mac Low M.-M., McCray R., 1988, *ApJ*, 324, 776
 Meaburn J., 1980, *MNRAS*, 192, 365
 Oddone M. A., et al., 2014, *MNRAS*, aceptado
 Ryder S. D., et al., 1995, *AJ*, 109, 1592
 Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P., 1988, *ARA&A*, 26, 145
 Tenorio-Tagle G., Munoz-Tunon C., Cid-Fernandes R., 1996, *ApJ*, 456, 264
 Wada K., Spaans M., Kim S., 2000, *ApJ*, 540, 797
 Weaver R., et al., 1977, *ApJ*, 218, 377
 Westerlund B. E., Mathewson D. S., 1966, *MNRAS*, 131, 371

PRESENTACION ORAL

Propiedades espectrales integradas de 27 cúmulos estelares concentrados pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes

J.H. Minniti^{1,2}, A.V. Ahumada^{2,3}, J.J. Clariá^{2,3}, A. Benítez-Llambay^{2,3}

¹Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba

²Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina

³Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Abstract. We present integrated spectra in the optical range ($\approx 3700 - 7100 \text{ \AA}$) for 27 concentrated star clusters (SCs) of the Large Magellanic Cloud (LMC). $E(B - V)$ colour excesses and ages of these SCs are determined from two different methods: (1) Measurement of equivalent widths in selected spectral windows. (2) Comparison of the integrated spectra with template spectra. The current sample of integrated spectra complements previous ones in an effort to gather a spectral library with several clusters per age bin.

Resumen. Se presentan espectros integrados en el rango óptico ($\approx 3700-7100 \text{ \AA}$) de 27 cúmulos estelares (CEs) concentrados de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Se determinan excesos de color $E(B - V)$ y edades para la muestra mencionada a partir de dos métodos diferentes, a saber: (1) Medición de anchos equivalentes en ventanas espectrales seleccionadas. (2) Comparación de espectros integrados con espectros de referencia. La presente muestra de espectros integrados complementa otras previamente obtenidas con la intención de disponer de una biblioteca espectral con varios cúmulos por rango de edad.

1. Introducción

La Nube Mayor de Magallanes (NMM) es una de nuestras galaxias vecinas más cercanas. Por su proximidad, sus cúmulos estelares (CEs) pueden ser resueltos en sus miembros individuales y ser estudiados a partir de diagramas color-magnitud (CM). Los CEs pueden ser considerados unidades de población estelar, caracterizadas por una determinada edad y metalicidad (Bica & Alloin 1986a,). Es por esto que los espectros integrados de CEs, como así también sus espectros de referencia (*templates*) y propiedades espectrales integradas, han sido utilizados en estudios de síntesis de poblaciones estelares e interpretación de espectros de galaxias (e.g., Bica 1988). Comparando edades obtenidas mediante diagramas CM de CEs de la NMM con aquéllas inferidas a partir de espectroscopía integrada,

Asa'd et al. (2013) demostraron recientemente que los espectros integrados en la región del visible proveen muy buenas predicciones de la edad, en comparación con modelos computacionales de alta resolución. Estos autores demostraron que la espectroscopía integrada resuelve, de una manera más robusta, la degeneración edad-enrojecimiento. Los espectros *templates* son de gran utilidad para derivar parámetros de cúmulos individuales, no sólo en nuestra galaxia (e.g., Schiavon et al. 2005; Ahumada et al. 2007), sino también en galaxias lejanas (e.g., Jablonka et al. 1998; Trancho et al. 2007). Por otra parte, éstos son útiles para testear modelos de poblaciones estelares (Lyubenova et al. 2012). Los *templates* se construyen usando espectros integrados individuales de CEs con edades y metalicidades muy parecidas. Por lo tanto, la obtención de espectros integrados de CEs cuyas características astrofísicas son bien conocidas posibilita la creación de nuevos espectros de referencia y, consecuentemente, permite mejorar la resolución temporal de las bibliotecas espectrales ya existentes.

El número recientemente estimado de CEs de la NMM es ≈ 3100 (Bica et al. 2008). Este número, sin embargo, puede ser significativamente mayor si se incluyen asociaciones libres de emisión y objetos relacionados con nebulosas de emisión (Bica et al. 1999). Lamentablemente, el número de CEs de la NMM con estudios detallados a la fecha constituye aún una pequeña fracción de aquéllos catalogados hasta el momento. La determinación de enrojecimientos y edades de CEs de la NMM permite ampliar el conocimiento general del sistema de CEs de esta galaxia. Al mismo tiempo, los parámetros astrofísicos mencionados son de gran utilidad para examinar, entre otras cosas, la historia de formación estelar en la NMM.

2. Observaciones espectroscópicas. Métodos y resultados

Continuando con un programa sistemático de observación espectroscópica de CEs de la NMM, se seleccionaron para este estudio un total de 27 CEs concentrados de la NMM, cuyas principales denominaciones y coordenadas ecuatoriales se presentan en la Tabla 1. Las observaciones fueron realizadas en 2009 y 2011 en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan (Argentina), usando el telescopio “*Jorge Sahade*” de 2.15 m y el espectrógrafo REOSC (dispersión simple). Para mayores detalles respecto de la configuración utilizada, puede consultarse Minniti et al. (2012). Los espectros integrados finales de la muestra seleccionada, calibrados en longitud de onda y en unidades de flujo, se presentan en la Fig. 1.

Usando espectros integrados de CEs galácticos, Bica & Alloin (1986b) calibraron los anchos equivalentes de las principales líneas de absorción de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$) en función de la edad. Dicha calibración es independiente del enrojecimiento. Continuando con este trabajo, Santos & Piatti (2004) presentaron un nuevo método que permite estimar edades de CEs a partir de sus espectros integrados en el rango visible. Estas calibraciones permitieron realizar una primera estimación de los rangos de edad de los CEs estudiados. La determinación final de edades y excesos de color $E(B-V)$ se llevó a cabo mediante la comparación de los espectros observados con espectros *templates*, con edades bien conocidas. Para ello, se utilizó el programa *Fast Integrated Spectra Analyzer*

Tabla 1. Parámetros de los CEs estudiados

Denominación*	α_{2000} (hs m s)	δ_{2000} (° ′ ″)	Edad adoptada ($\times 10^6$ años)	E(B-V) adoptado	Edades previas ($\times 10^6$ años)**
NGC 1466,SL 1	03 44 33	-71 40 19	> 10000	0.00 ± 0.05	~ 12000 (a)
NGC 1693,SL 39	04 47 38	-69 20 35	25 ± 15	0.30 ± 0.10	63_{-20}^{+40} (b)
NGC 1696,SL 43	04 48 30	-68 14 35	400 ± 100	0.12 ± 0.02	—
NGC 1711,SL 55	04 50 37	-69 59 06	30 ± 15	0.10 ± 0.05	16_{-4}^{+9} (b); 60-300(c)
NGC 1751,SL 89	04 54 12	-69 48 25	1000 ± 500	0.22 ± 0.05	1400 ± 1000 (d)
NGC 1755,SL 99	04 55 14	-68 12 18	50 ± 20	0.14 ± 0.02	25_{-9}^{+15} (b)
NGC 1756,SL 94	04 54 50	-69 14 17	150 ± 50	0.12 ± 0.02	240_{-50}^{+60} (e)
NGC 1772,SL 128	04 56 53	-69 33 25	30 ± 15	0.21 ± 0.05	40_{-15}^{+20} (b)
NGC 1777,SL 121	04 55 48	-74 16 59	500 ± 200	0.20 ± 0.02	$700-800$ (f) 1150 ± 150 (g)
NGC 1782,SL 140	04 57 51	-69 23 35	40 ± 20	0.12 ± 0.02	16_{-4}^{+9} (b)
NGC 1783,SL 148	04 59 08	-65 59 18	1500 ± 500	0.09 ± 0.05	1400 ± 200 (h)
NGC 1805	05 02 21	-66 06 38	30 ± 15	0.20 ± 0.10	45 ± 5 (i)
NGC 1818,SL 201	05 04 14	-66 26 02	30 ± 15	0.25 ± 0.15	$25-40$ (j)
NGC 1847,SL 240	05 07 09	-68 58 23	40 ± 10	0.13 ± 0.02	21_{-15}^{+40} (b)
NGC 1849,SL 267	05 09 34	-66 19 01	300 ± 100	0.00 ± 0.05	200_{-75}^{+100} (b)
NGC 1859,SL 297	05 11 31	-65 15 00	250 ± 100	0.00 ± 0.02	125_{-45}^{+75} (b)
NGC 1887,SL 343	05 16 05	-66 19 12	250 ± 100	0.07 ± 0.02	125_{-45}^{+75} (b)
NGC 1890,SL 331	05 13 46	-72 04 41	50 ± 20	0.13 ± 0.02	30_{-18}^{+50} (b)
NGC 1897,SL 355	05 17 31	-67 27 00	400 ± 100	0.10 ± 0.05	—
NGC 1905,SL 369	05 18 23	-67 16 41	400 ± 100	0.00 ± 0.05	—
NGC 1978,SL 501	05 28 45	-66 14 13	2000 ± 1000	0.15 ± 0.10	$1000-2500$ (c)
NGC 2160,SL 801	05 58 12	-68 17 24	70 ± 30	0.02 ± 0.02	100_{-40}^{+60} (b)
NGC 2166,SL 811	05 59 33	-67 56 31	400 ± 100	0.00 ± 0.05	—
NGC 2181,SL 825	06 02 43	-65 15 54	400 ± 100	0.10 ± 0.05	—
NGC 2197,SL 838	06 06 07	-67 05 53	400 ± 100	0.10 ± 0.05	—
SL 230	05 06 34	-68 21 47	30 ± 15	0.25 ± 0.15	25_{-10}^{+15} (b)
ESO 121-SC03	06 02 02	-60 31 20	~ 9000	—	~ 8900 (k)

* Diferentes designaciones: (SL): Shapley & Lindsay (1963); (ESO): Lauberts (1982). ** Referencias de las edades determinadas por otros autores: (a) Johnson et al. (1999, ApJ, 527, 199); (b) Glatt et al. (2010, A&A, 517, A50); (c) Colucci & Bernstein (2012, ApJ, 749, 124); (d) Goudfrooij et al. (2011, ApJ, 737, 4); (e) Girardi et al. (1995, A&A, 298, 87); (f) Matteucci et al. (2002, A&A, 387,861); (g) Kerber et al. (2007, A&A, 462, 739); (h) Mucciarelli et al. (2007, AJ, 134, 1813); (i) Liu et al. (2009, A&A, 503, 469); (j) Johnson et al. (2001, MNRAS, 324, 367); (k) Xin et al. (2008, MNRAS, 384, 410).

(Benítez-Llambay et al. 2012) y la biblioteca de espectros de referencia de Piatti et al. (2002). Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 1.

De la muestra estudiada, los cúmulos NGC 1696, NGC 1897, NGC 1905, NGC 2166, NGC 2181 y NGC 2197 no presentan estudios previos. Por lo tanto, los presentes resultados constituyen los primeros en su especie. Un estudio detallado de estos objetos ha sido recientemente publicado (Minniti et al. 2014). Tal como se muestra en la Tabla 1, las edades determinadas para los restantes CEs observados muestran, en general, buen acuerdo con aquéllas obtenidas por otros autores usando otros procedimientos.

Referencias

- Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, *A&A*, 473, 437
 Asa'd R. S., Hanson M. M., Ahumada A. V., 2013, *PASP*, 125, 1304
 Benítez-Llambay A., Clariá J. J., Piatti A. E., 2012, *PASP*, 124, 173
 Bica E., 1988, *A&A*, 195, 76
 Bica E., Alloin D., 1986a, *A&A*, 162, 21
 Bica E., Alloin D., 1986b, *A&AS*, 66, 171
 Bica E., et al., 1999, *AJ*, 117, 238
 Bica E., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 678
 Jablonka P., et al., 1998, *A&A*, 335, 867
 Lauberts A., 1982, *ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas*
 Lyubenova M., et al., 2012, *A&A*, 543, A75
 Minniti J. H., et al., 2012, *Bol. Asoc. Arg. Astron.*, 55, 119
 Minniti J. H., et al., 2014, *A&A*, 565, A49
 Piatti A. E., et al., 2002, *MNRAS*, 335, 233
 Santos Jr. J. F. C., Piatti A. E., 2004, *A&A*, 428, 79
 Schiavon R. P., et al., 2005, *ApJS*, 160, 163
 Shapley H., Lindsay E. M., 1963, *Irish Astronomical Journal*, 6, 74
 Trancho G., et al., 2007, *ApJ*, 664, 284

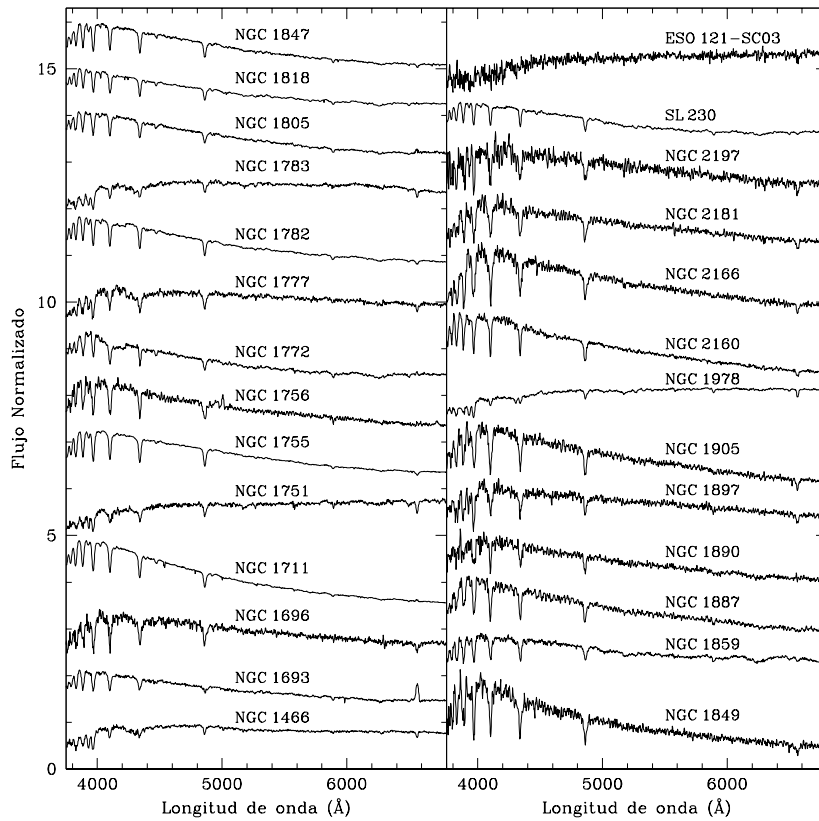


Figura 1. Espectros integrados de los CEs normalizados en $\lambda_n = 5870 \text{ \AA}$ y desplazados por constantes arbitrarias para una mejor visualización.

Parte V

**Objetos Compactos y Procesos
de Altas Energías**

PRESENTACION INVITADA

Investigaciones sobre cascadas electromagnéticas

Mariana Orellana^{1,2}, Leonardo Pellizza¹, Gustavo E. Romero^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía CCT La Plata (CONICET)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

Abstract. Results from the latest generations of telescopes have revealed a rich sky at high and very high energies with more than a thousand sources at GeV energies and more than a hundred sources at TeV energies. The sources are galactic and extra-galactic natural particle accelerators where emission processes operate efficiently at the gamma-ray domain. The development of pair-photon cascades within the source or along the line of sight may modify the originally emitted spectrum. This effect should be included in our interpretation of the observations in order to progress in the understanding of the physical origin of the emission. Through numerical simulations, we follow the three-dimensional trajectories of such cascades. I here report on the status of our investigations, with focus on the propagation through the background photon fields.

Resumen. Los resultados de la última generación instrumental han revelado un cielo rico a altas y muy altas energías, con más de mil fuentes en el rango de los GeV, y un centenar en el rango TeV. Las fuentes son aceleradores naturales de partículas, ya sea galácticos o extra-galácticos, donde operan con eficiencia procesos de emisión de rayos gamma. El desarrollo de cascadas electromagnéticas en la fuente, o a lo largo de la visual, puede modificar el espectro originalmente emitido. Tal efecto debe ser incluido en nuestra interpretación de las observaciones para poder avanzar en el entendimiento del origen físico de la emisión. Hemos desarrollado un proyecto de investigación destinado a seguir el desarrollo tridimensional de tales cascadas a través de simulaciones numéricas. En este trabajo reportamos sobre el estado de nuestras investigaciones, enfocándonos en la propagación a través de los campos de fotones de la radiación de fondo.

1. Introducción

Durante las últimas dos décadas hemos aprendido que distintos tipos de sistemas y fenómenos astrofísicos emiten radiación gamma de muy alta energía (GeV – TeV) como resultado de procesos radiativos no-térmicos (ej. Nolan et al. 2012; Dermer 2013, para revisiones recientes). Entre las fuentes confirmadas se encuentran numerosos púlsares, muchos núcleos galácticos activos, cerca de una docena de remanentes de supernova, algunos sistemas binarios y unas pocas galaxias con brotes de formación estelar. La radiación gamma puede ser absorbida o disper-

sada por la materia, la radiación, y los campos magnéticos que se encuentran su camino. La absorción da lugar a la creación de pares electrón – positrón que, como resultado de la conservación de la energía, tienen movimientos relativistas y vuelven a emitir rayos γ . Los procesos se combinan en lo que llamamos una cascada electromagnética (Rossi & Greisen 1941), distribuyendo la energía inicial en numerosos fotones y pares e^\pm . Una vez iniciada la cascada se desarrolla hasta que la escala temporal de los procesos radiativos que producen fotones fuera del rango γ sea menor que la de los procesos que resultan en rayos γ . La cascada también se detiene si el tiempo de enfriamiento radiativo de las partículas excede el tiempo característico de las pérdidas no-radiativas o si la opacidad a la propagación de los fotones gamma cae por debajo de 1 (Aharonian 2004). Finalmente, el espectro y las distribuciones angular y temporal de los fotones que llegan al observador son diferentes a los emitidos: la radiación ha sido reprocesada.

Como ocurre en otros casos con el transporte radiativo, el problema del reprocesamiento es matemáticamente complejo por lo que requiere de técnicas numéricas para su solución (ej. Rutten 2003). Nos encontramos investigando este problema con el objetivo de generar un programa de simulaciones numéricas capaz de considerar diversos escenarios astrofísicos. La importancia de estas investigaciones radica en la potencial obtención de predicciones precisas de las propiedades observables de las fuentes gamma, las cuales permiten poner a prueba los modelos que describen su emisión (ej. Orellana et al. 2007, aplicado a microcuásares). Además, este tratamiento nos permitirá explorar indirectamente las propiedades de los campos responsables del reprocesamiento, aportando a la comprensión de su naturaleza.

Si consideramos las fuentes extragalácticas de radiación gamma (para una introducción básica, ver Pfrommer 2013), dada la proliferación de blazares detectados a muy altas energías (Ackermann et al. 2011; Stawarz et al. 2013), resulta factible realizar estudios sistemáticos sobre muestras más amplias y estadísticamente significativas, que para otras fuentes gamma. El reprocesamiento se debe en este caso a interacciones (creación de pares y Compton Inverso, IC) con los campos de radiación en el rango IR–UV provenientes de la emisión difusa total de las estrellas y el polvo que forman las galaxias (radiación extragaláctica de fondo, del inglés EBL); y con el campo de fotones de microondas que atestiguan el origen del Universo (radiación cósmica de microondas, del inglés CMB). Se han desarrollado modelos detallados de la dependencia funcional de la densidad de dichos fotones $n_{\text{EBL}}(\epsilon, z)$, entre los que podemos mencionar a Franceschini et al. (2008); Finke et al. (2010); Kneiske & Dole (2010) y Dwek & Krennrich (2013) por una revisión del tema. Teniendo en cuenta estos modelos, los estudios recientes de la opacidad del Universo a la propagación de rayos gamma establecen un horizonte más allá del cual no recibimos en forma directa los fotones γ de ciertas energías (Abdo et al. 2010). El satélite Fermi ha confirmado la presencia de este rasgo en el espectro observado, como un cambio de pendiente que se desplaza a energías γ menores con la distancia a la fuente (Ackermann et al. 2012). El estudio del reprocesamiento de la radiación es por tanto de máxima relevancia en este contexto. Como veremos a lo largo de este artículo, este interesante vínculo entre la astronomía gamma y la cosmología ha estimulado la

publicación de muchos nuevos estudios (Biteau 2013, y referencias).

En la Figura 1 mostramos las curvas de nivel de la profundidad óptica, y la atenuación calculada por Gilmore et al. (2012). En otros trabajos se suele mencionar a la curva de $\tau = 1$ como la relación de Fazio-Stecker. La profundidad óptica es una integral de trayectoria dada por la expresión:

$$\tau(E_\gamma, z) = \int_0^z dz' \frac{dl}{dz}(z') \int_{-1}^1 d\mu(1-\mu) \int_{\epsilon_{\min}(E_\gamma, \mu, z')}^\infty d\epsilon n(\epsilon, z') \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, (1+z') E_\gamma, \mu), \quad (1)$$

donde μ es el coseno del ángulo con el cual interactúan (se aniquilan) los fotones. La distancia se relaciona con los parámetros cosmológicos mediante (ej. en un modelo Λ CMD)

$$dl/dz = c/H_0(1+z) \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}, \quad (2)$$

y la integral sobre la energía ϵ de los fotones blanco (del CMB + EBL) tiene en cuenta la energía umbral por sobre la cual ocurre la creación de pares (Gould & Schröder 1967) que es inversamente proporcional a la del fotón γ :

$$\epsilon_{\min}(E_\gamma, \mu, z) = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma(1-\mu)(1+z)}. \quad (3)$$

Esta última expresión es la que determina que para fotones con energías $E_\gamma \leq 100$ TeV sea más relevante la absorción con el EBL. Cerca de ese valor la absorción ocurre con una alta eficiencia de transferencia de energía a un electrón o positrón líder, mientras que a energías menores, esa distribución es más *equitativa* y ambos elementos del par obtienen una energía cercana a la media $\sim E_\gamma/2$.

Asumiendo una ley de potencias para la emisión, en un dado rango de energías E_1 – E_2 , se tiene

$$\Gamma_{\text{corr}} = \Gamma_{\text{obs}} + \frac{\tau(E_2) - \tau(E_1)}{\ln(E_2/E_1)}. \quad (4)$$

Este índice espectral corregido por atenuación, potencialmente un índice intrínseco, si no hubiera reprocesamiento, puede diferir notablemente del observado (ej. Inoue et al. 2013, y referencias). Por ejemplo en Aharonian et al. (2007) se pasa de $\Gamma_{\text{obs}} = 2.5 \pm 0.19$ a un valor corregido $\Gamma_{\text{corr}} = 1.58 \pm 0.22$, para el blazar 1ES 0229+200 cuyo corrimiento al rojo se estima en $z = 0.129$.

1.1. Tratamiento de cascadas extragalácticas y resultados observacionales

Mucho esfuerzo se ha dedicado a la tarea de calcular el reprocesamiento por cascadas de la radiación gamma. Una posible aproximación al problema es resolver las ecuaciones cinéticas acopladas¹ que describen el comportamiento medio de

¹Cuando la pérdida de energía por interacción es mucho menor que la energía de la partícula (baja elasticidad del proceso) podemos usar la ecuación diferencial de continuidad, y su solución

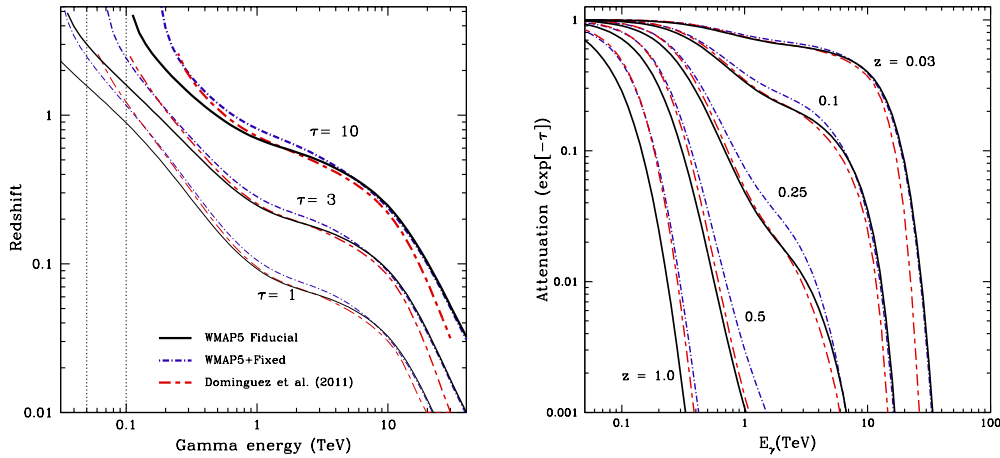


Figura 1. Izquierda: Curvas de nivel en el plano del corrimiento al rojo y energía, para los cuales la profundidad óptica τ alcanza el valor indicado. Derecha: Curvas correspondientes al factor de atenuación $e^{-\tau}$. En ambos gráficos se incluyen en distinto trazo un par de modelos para el EBL. Ver detalles en Gilmore et al. (2012).

las poblaciones de partículas involucradas bajo la hipótesis de que las pérdidas de energía siguen funciones suficientemente suaves (Baring 1989; Aharonian & Pilyashnikov 2003; D'Ávezac et al. 2007; Kachelrieß et al. 2012). La complejidad de las ecuaciones requiere considerar cada escenario con sus detalles particulares.

Alternativamente el problema ha sido abordado mediante simulaciones numéricas basadas en el uso de técnicas Monte Carlo (MC) para tener en cuenta la naturaleza estocástica de la interacción entre partículas, en forma similar a cómo se estudia la propagación de los rayos cósmicos (ej. Grieder 2010; Rao & Sreekantan 1998). El empleo de MC (resumidamente, el muestreo al azar de las distribuciones de probabilidad que correspondan) permite incorporar expresiones analíticas exactas de las secciones eficaces y facilita la incorporación de espectros arbitrarios en los campos tanto iniciales como blancos. Este esquema ha sido usado por diversos autores en el pasado, usualmente limitándose a cascadas electromagnéticas en una aproximación unidimensional (un ejemplo detallado es Protheroe 1986) que puede justificarse en ausencia de campos magnéticos. Otras hipótesis simplificadoras incluyen la isotropización instantánea de las direcciones de movimiento de los leptones (Bednarek 1997, y trabajos relacionados), o aproximación de colisiones frontales para el IC. Roustazadeh & Böttcher (2010) han realizado un tratamiento tridimensional más completo, y más tarde incorporan-

a través de la función de Green (Ginzburg & Syrovatskii 1964). En el régimen de Klein-Nishina del IC ocurre justamente lo contrario: prácticamente toda la energía se transfiere del electrón (o positrón) al fotón gamma en lo que podemos llamar un régimen de pérdidas catastróficas. Es entonces inevitable plantear ecuaciones integro-diferenciales para describir las distribuciones tanto de los leptones como de los fotones γ (ver también Blumenthal & Gould 1970).

do las posibles pérdidas sincrotrón (Roustazadeh & Böttcher 2012), aunque no brindan detalles de la integración temporal y emplean una aproximación delta para elegir la dirección de movimiento de los fotones resultantes del IC. La falta de detalles técnicos sobre los programas implementados dificulta la comparación de los resultados obtenidos y estimación de la bondad de las aproximaciones utilizadas.

Siguiendo las ideas propuestas por Aharonian et al. (1994); Plaga (1995), contribuciones recientes como la de Elyiv et al. (2009) han incorporado el campo magnético extragaláctico (del inglés, EGMF) en las simulaciones. El valor de este campo se desconoce ya que es demasiado bajo para ser medido por los métodos usuales, pero se piensa que su intensidad puede valer entre 10^{-17}G y 10^{-9}G , quedando acotado su valor mínimo por modelos cosmológicos que predicen un valor muy pequeño del campo magnético primordial que permea el Universo a gran escala. Neronov & Vovk (2010) resumen las cotas observacionales disponibles a las cuales se suman las evidencias aportadas por unos pocos blazares para los cuales se han logrado observaciones simultáneas con Fermi y HESS. Por lo que hemos mencionado antes sobre la opacidad, ese estudio tiene la importante ventaja de haber detectado emisión que permite probar las ideas del reprocesamiento por cascadas. Los autores comprueban en Taylor et al. (2011); Neronov et al. (2013) que dependiendo de la intensidad del EGMF y de la escala de distancia en la cual mantiene una dirección coherente, λ_B (también llamada distancia de correlación o de turbulencia) la radiación secundaria puede observarse como extendida alrededor de la fuente puntual en el rango TeV^2 . El rango de valores para λ_B también es muy amplio, 10^{13} a 10^{28}cm (Neronov et al. 2013). El origen de las turbulencias magnéticas y filamentos en el medio extragaláctico ha sido estudiado, por ejemplo, por Ryu et al. (2008). Estudios involucrando el desarrollo de cascadas en el CMB+EBL también pueden ser usados para estudiar sobre-densidades del EGMF (Dolag et al. 2011) fuera de las grandes regiones vacías. También debido al reprocesamiento, para ciertos valores del EGMF se espera que la fuente γ deje de ser puntual (ej. Eungwanichayapant 2003; Murase et al. 2008). Se encuentran en debate las evidencias de emisión extendida al sumar las imágenes de los AGNs detectados por Fermi (Neronov et al. 2011). Para una muestra de los más cercanos, Ando & Kusenko (2010) han reportado un *halo* de emisión secundaria con tamaño $\sim 0.5^\circ - 0.8^\circ$. Adicionalmente, un campo EGMF intenso que desvía a los leptones de la dirección del fotón γ original incrementando la distancia recorrida, ocasiona un retardo temporal de la emisión reprocesada que, dados los tiempos de integración de las observaciones, puede interpretarse como supresión de la cascada IC.

2. Resultados preliminares para fuentes con $z \ll 1$

En Pellizza et al. (2010) hemos presentado las ideas generales detrás del código que desarrollamos. Aquí lo aplicamos a la propagación de fotones γ emitidos en fuentes del Universo local, con $z \ll 1$ de modo de simplificar el tratamiento,

²Y también dependiendo en alguna medida de las incertezas en las densidades de los campos de fotones del EBL. Ver también Aharonian et al. (1994).

aproximando $n_{\text{EBL}}(\epsilon, z) \simeq n_{\text{EBL}}(\epsilon, 0)$ y adoptamos los valores modelados por Finke et al. (2010). En los resultados preliminares que mostraremos se consideraron ambos términos (CMB y EBL) en el campo de fotones blanco, el EBL es más importante para la absorción $\gamma\gamma$ y el CMB, que es más denso, para el IC. Como caso extremo consideramos energías tan altas como $E_0 = 1000$ TeV. Este valor no es testeable en forma observacional pero tampoco puede ser descartado si tenemos en cuenta que (a) se detectan rayos cósmicos hasta varios ordenes de magnitud más, los cuales pueden emitir fotones de muy alta energía³ y (b) que para blazares firmemente establecidos como fuentes gamma, por ej. nuevamente 1ES 0229+200, el espectro corregido por atenuación no muestra indicios de un corte a las energías que han observado HESS o VERITAS (Cerruti et al. 2013).

Los resultados que mostramos en este trabajo corresponden a inyección monocromática de fotones cuya energía llamamos E_0 . En el regimen de Klein-Nishina (energías de los electrones que son mayores a las del umbral $\gamma\gamma$), los electrones radían preferentemente con un ángulo pequeño respecto de su dirección de avance. En la Figura 2 mostramos resultados para una cascada que se desarrolla a una distancia $d = 100$ Mpc. En este ejemplo con campo magnético nulo los fotones llegan a alejarse unos ~ 500 pc del eje, que equivale a una distancia angular de ~ 1 sec del origen, quedando muy por debajo de la resolución angular de los instrumentos de altas energías: la fuente es puntual⁴.

A lo largo de nuestras simulaciones guardamos un registro de la energía total y cómo se vé distribuida en los diferentes canales. A modo de ejemplo, para las salidas del código que se usaron en la Figura 3 obtenemos que una fracción del 0.23% de la energía en fotones iniciales termina en los leptones. Casi la totalidad de la energía se distribuye en los fotones, para los cuales elegimos de antemano el rango de interés (100 MeV como mínimo). Los fotones para los cuales la energía cae por debajo de este valor no son seguidos por la simulación. Según nuestros resultados ellos representan una fracción muy pequeña ($\sim 10^{-5}$) de la energía total inicial. Algo similar ocurre para otros valores testeados: $B_{\text{EGMF}} = \{10^{-17}, 10^{-16}, 10^{-15}\}$ G. Estos resultados estan de acuerdo con los reportados por (Roustazadeh & Böttcher 2012), aunque no hemos realizado aún un análisis detallado de la distribución espectral a bajas energías. Al aumentar la magnitud de B_{EGMF} la deflexión lateral de los e^\pm aumenta, extendiendo la emisión procesada sobre un ángulo sólido mayor. Hemos considerado un modelo de celdas para el campo magnético extragaláctico (Elyiv et al. 2009), al cual fijamos la distancia de coherencia $\lambda_B = 1$ Mpc. Esto es, en cada cubo de tamaño λ_B se fija en forma aleatoria la dirección del EGMF, y dentro de cada celda el campo es uniforme. La posición inicial dentro de la primer celda es fijada en forma aleatoria en cada corrida.

³Por interacción $p\gamma$ con fotones del CMB+EBL que desencadenan diversas reacciones y decaimientos, ver (Murase et al. 2012; Takami et al. 2013).

⁴Aunque falta incorporar aquí el ángulo de apertura del hipotético jet donde son generados los fotones originales. Dejamos ese tratamiento para un futuro trabajo.

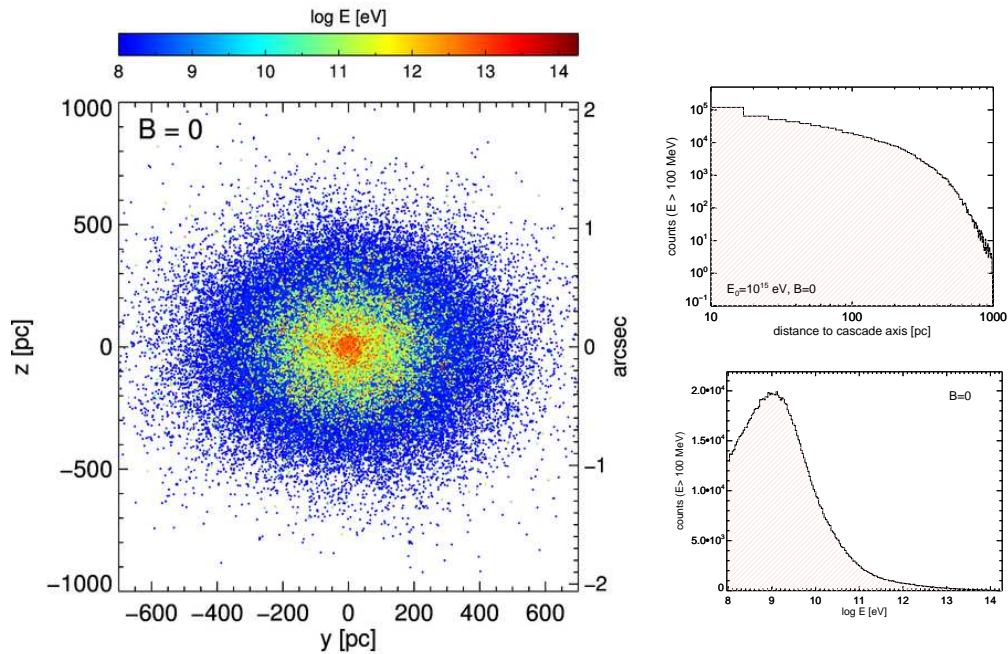


Figura 2. Fotones en el plano de detección, considerado perpendicular al eje de la cascada. Hemos considerado como límite de bajas energías 100 MeV. Aquí se muestra una fracción representativa de los resultados. Cada punto corresponde a un fotón. Esta simulación inicia con 1000 fotones de $E_0 = 1000$ TeV, y termina con $\sim 2 \times 10^6$ fotones. Los paneles de la derecha muestran histogramas de distancia al eje de propagación y de la energía de los fotones. El valor E_{\max} dónde se obtiene el máximo número de fotones depende de la distancia recorrida; $d = 100$ Mpc en este ejemplo.

En la Figura 4 se muestra la distribución angular de la densidad de fotones que arriba al plano perpendicular al de propagación de la cascada. Tenemos pendiente incorporar a este resultado teórico la respuesta instrumental.

En la Figura 5 se muestran ejemplos de la SED reconstruida con los fotones de dos simulaciones. A valores de energía muy por debajo del umbral $\gamma\gamma$ la emisión tiene mayores chances de ser isotropizada por los cambios de dirección que experimentan los electrones (la longitud de enfriamiento por IC es mucho mayor que el radio de Larmor), y se espera que el espectro resulte con $\nu F_\nu \propto \nu^{1/2}$.

3. Perspectivas

Por simplicidad se presentaron aquí estudios dónde los fotones iniciales son monoenergéticos y viajan en una misma dirección inicial. Hemos ido comentando varios de los aspectos que seguiremos explorando. Nuestros resultados concuerdan

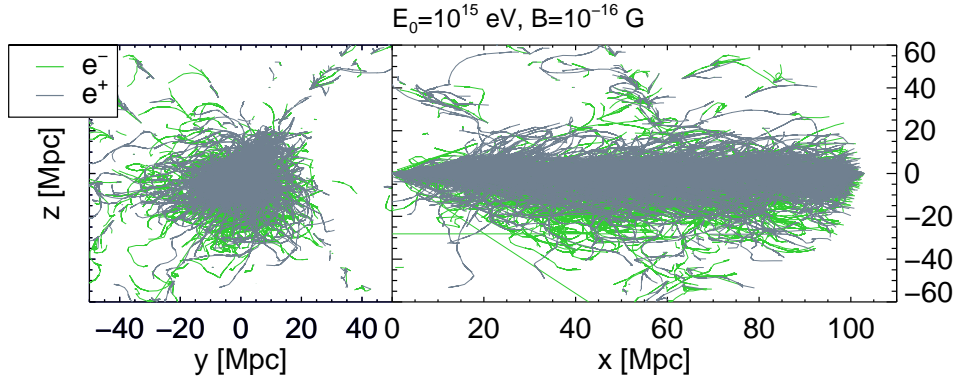


Figura 3. Movimientos de los electrones y positrones en el campo magnético turbulento del EGMF, para valores fijos de $B_{\text{EGMF}} = 10^{-16}$ G y $\lambda_B = 1$ Mpc. La energía E_0 de los fotones que originan la cascada, la distancia recorrida d , y el límite de bajas energías son los mismos que en la Figura 2. Los γ originales se propagan en el eje x , y aquí se muestra un corte perpendicular (izquierda) y otro transversal (derecha) del movimiento de los leptones. Las posiciones, que en la simulación quedan discretizadas según el paso de integración temporal, han sido unidas para cada partícula. Si bien la cascada distribuye energía a numerosos pares e^\pm el enfriamiento radiativo de estos últimos finalmente los quita del rango energético de interés y muy pocos llegan a la distancia del observador.

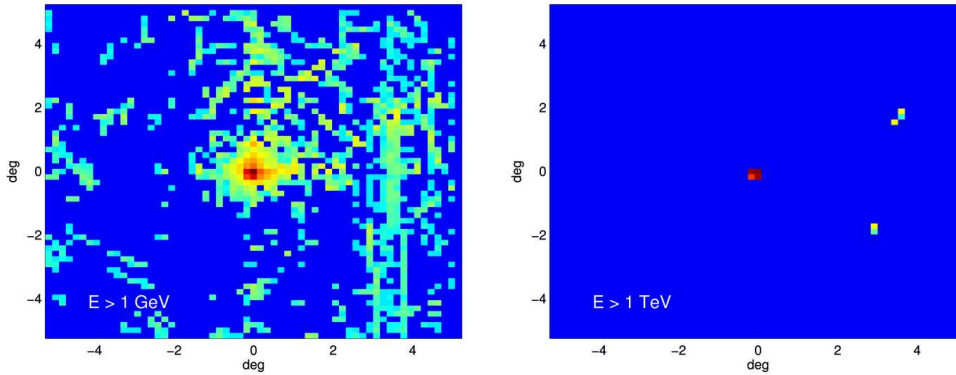


Figura 4. Fotonos en el plano de detección, resultado de simulaciones con $B_{\text{EGMF}} = 10^{-15}$ G. Se muestran histogramas bidimensionales con bin $\sim \theta_{\text{PSF}} = 0.1$ deg, un valor similar al de resolución angular de Fermi. La escala de colores es logarítmica.

con estudios previos que han llevado a proponer que el efecto del procesamiento por cascadas es equivalente a una disminución de la profundidad óptica que los fotones γ deben atravesar (Cerutti et al. 2010, ej, aplicado a fuentes galácticas), pero no se limita a ello solamente. Consideramos necesario enfatizar que, más allá del contexto, una corrección por atenuación del índice espectral observado no garantiza que podamos hablar del índice intrínseco y utilizarlo para ajustar

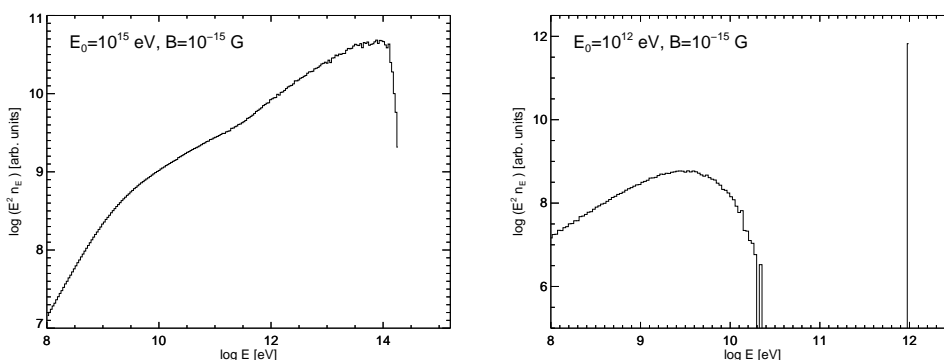


Figura 5. SED de la radiación reprocesada. Izquierda: para energía inicial $E_0 = 10^{15}$ eV todos los fotones iniciales son reprocesados. Derecha: SED resultante cuando se inyectan fotones de 1 TeV. Como resultado de la baja profundidad óptica la mayoría de los fotones atraviesan el EBL sin ser absorbidos ($\sim 89.5\%$), a ellos corresponde el máximo en $E = E_0$. En ambos gráficos el bin en energías es $\Delta \log(E/eV) = 0.03$.

el modelo de emisión de la fuente. Las perspectivas de realizar nuevos aportes en este sentido son buenas para nuestro código, ya que permite hacer un seguimiento detallado de la energética, con resolución tanto espacial como temporal.

El observatorio de rayos gamma CTA (Cherenkov Telescope Array), cuya construcción se prevé para un futuro cercano y que contará con una sensibilidad mejorada en un factor 10 con respecto a los instrumentos actuales, proveerá de una muestra estadísticamente importante de núcleos activos de galaxias a diferentes distancias (Reimer & Böttcher 2013; Sol et al. 2013), que esperamos provean mayores indicios sobre el problema de la propagación y reprocesamiento de la radiación gamma. Mientras tanto, tenemos mucho trabajo y preguntas concretas por delante.

Agradecimientos. La expositora agradece a la AAA por la invitación a presentar este trabajo. Las investigaciones fueron parcialmente financiadas con el subsidio PICT 2010-0213 de la ANPCyT.

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 723, 1082
 Ackermann M., et al., 2011, ApJ, 743, 171
 Ackermann M., et al., 2012, Science, 338, 1190
 Aharonian F., et al., 2007, A&A, 475, L9
 Aharonian F. A., 2004, Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe
 Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J., 1994, ApJ, 423, L5
 Aharonian F. A., Plyasheshnikov A. V., 2003, Astroparticle Physics, 19, 525
 Ando S., Kusenko A., 2010, ApJ, 722, L39

- Baring M. G., 1989, *A&A*, 225, 260
Bednarek W., 1997, *A&A*, 322, 523
Biteau J. f., 2013, *ArXiv e-prints* 1309.5738
Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
Cerruti M., et al., 2013, *ArXiv e-prints* 1307.8091
Cerutti B., et al., 2010, *A&A*, 519, A81
DÁvezac P., Dubus G., Giebels B., 2007, *A&A*, 469, 857
Dermer C. D., 2013, *Sources of GeV Photons and the Fermi Results*
Dolag K., et al., 2011, *ApJ*, 727, L4
Dwek E., Krennrich F., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 112
Elyiv A., Neronov A., Semikoz D. V., 2009, *Phys.Rev.D*, 80, 023010
Eungwanichayapant A., 2003, PhD thesis, University of Heidelberg, Germany
Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D., 2010, *ApJ*, 712, 238
Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, *A&A*, 487, 837
Gilmore R. C., et al., 2012, *MNRAS*, 422, 3189
Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*
Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Physical Review*, 155, 1404
Grieder P. K., 2010, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. Springer, Berlin, Heidelberg
Inoue Y., et al., 2013, *ApJ*, 768, 197
Kachelrieß M., Ostapchenko S., Tomàs R., 2012, *Computer Physics Communications*, 183, 1036
Kneiske T. M., Dole H., 2010, *A&A*, 515, A19
Murase K., et al., 2012, *ApJ*, 749, 63
Murase K., et al., 2008, *ApJ*, 686, L67
Neronov A., et al., 2011, *A&A*, 526, A90
Neronov A., et al., 2013, *A&A*, 554, A31
Neronov A., Vovk I., 2010, *Science*, 328, 73
Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, 199, 31
Orellana M., et al., 2007, *A&A*, 476, 9
Pellizza L. J., Orellana M., Romero G. E., 2010, *International Journal of Modern Physics D*, 19, 671
Pfrommer C., 2013, *ArXiv e-prints* 1308.6582
Plaga R., 1995, *Nat*, 374, 430
Protheroe R. J., 1986, *MNRAS*, 221, 769
Rao V., Sreekantan B., 1998, *Extensive Air Showers*. World Scientific
Reimer A., Böttcher M., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 103
Rossi B., Greisen K., 1941, *Reviews of Modern Physics*, 13, 240
Roustazadeh P., Böttcher M., 2010, *ApJ*, 717, 468
Roustazadeh P., Böttcher M., 2012, *ApJ*, 750, 26
Rutten R. J., 2003, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*
Ryu D., et al., 2008, *Science*, 320, 909
Sol H., Zech A., CTA Consortium 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 215
Stawarz L., et al., 2013, *ArXiv e-prints* 1307.4823
Takami H., Murase K., Dermer C. D., 2013, *ApJ*, 771, L32
Taylor A. M., Vovk I., Neronov A., 2011, *A&A*, 529, A144

PRESENTACION ORAL

Neutron production in black hole coronae

F.L. Vieyro^{1,2}, G.S. Vila¹ & G.E. Romero^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR, CCT La Plata, CONICET), C.C.5, (1984) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, 1900, La Plata, Argentina

Abstract. We study the injection of neutrons in the corona of Galactic black holes. Since neutrons are not coupled to the magnetic field, a fraction may escape and penetrate the base of the jet, later decaying to create protons. This is a possible mechanism to load Poynting-dominated outflows with protons. Additionally, since neutrons have a mean lifetime of ~ 880 s, the most energetic neutrons can escape the binary system and inject a considerable amount of energy far from the source. We also investigate the fate of those neutrons and their impact on the interstellar medium.

Resumen. Se estudia la producción de neutrones en la corona de agujeros negros galácticos. Los neutrones no están acoplados al campo magnético, por lo que una fracción de neutrones puede escapar y penetrar la base del jet, donde decaen creando protones. Este es un posible mecanismo para cargar flujos de Poynting con protones. Por otro lado, dado que el tiempo de vida medio de los neutrones es de ~ 880 s, los neutrones más energéticos pueden escapar del sistema binario e inyectar energía lejos de la fuente. De esta forma, también se estudia el destino de los neutrones que escapan del sistema y su impacto en el medio interestelar.

1. Introduction

There is clear evidence for the acceleration of relativistic particles in the vicinity of accreting Galactic black holes (Abdo et al. 2009; Tavani et al. 2009; Sabatini et al. 2010; Bodaghee et al. 2013). Some of these black holes are components of microquasars: X-ray binaries with relativistic jets. The content of such jets seems to include protons and nuclei (Migliari et al. 2002; Díaz et al. 2013).

Here, we study the production of neutrons in the corona of Galactic black holes. Since neutrons have not electric charge, they are not coupled to the magnetic field. Then, a fraction of these neutrons may escape and penetrate the base of the jet, later decaying to create protons. This is a possible mechanism to load Poynting-dominated outflows with protons. We study the characteristics of the proton distribution and the impact on the radiative spectrum of the jet. We also investigate the fate of those neutrons that escape the corona into the interstellar medium.

2. Basic scenario

The corona model we adopt is extensively described in Romero et al. (2010); Vieyro & Romero (2012). Table 1 summarizes the values of the relevant parameters of the model.

Table 1. Main parameters of the corona.

Parameter	Value
R_c : corona radius [cm]	$\sim 10^7$
ϵ_c : X-ray spectrum cut-off [keV]	150
α : X-ray spectrum power-law index	1.6
B_c : magnetic field [G]	5.7×10^5
n_i, n_e : plasma density [cm^{-3}]	6.2×10^{13}
kT : disk characteristic temperature [keV]	0.1

3. Neutron injection

We consider that neutrons are injected isotropically by two mechanisms: photo-hadronic interactions and pp inelastic collisions.

$$Q_n(E) = Q_n^{(pp)}(E) + Q_n^{(p\gamma)}(E). \quad (1)$$

To estimate the neutron injection due to pp inelastic collisions and photohadronic interactions, we use the approximations presented in Sikora et al. (1989) and Atoyan & Dermer (2003), respectively.

The left panel of Fig. 1 shows the injection function of neutrons due to pp and $p\gamma$ interactions. At low energies most neutrons are injected by pp inelastic collisions, whereas $p\gamma$ is the responsible mechanism for the injection of neutrons at higher energies.

Once neutrons are injected in the corona they can interact, in the same way as protons do, with the ambient material through np inelastic collisions and with the photon field through photomeson production $n\gamma$.

The right panel of Fig. 1 shows the cooling rates together with the decay and escape rates for neutrons, in a medium characterized by the parameters of Table 1. As can be seen in the figure, the escape rate, which is basically the inverse of the crossing time of the corona $t_{\text{cross}} = R_c/c$, dominates over the radiative losses for neutrons, then radiative losses are not relevant for the transport of neutrons (Sikora et al. 1989).

4. Neutron transport

The mean lifetime of neutrons is $\tau_0 = 881.5 \pm 1.5$ s, and then they decay according to

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2)$$

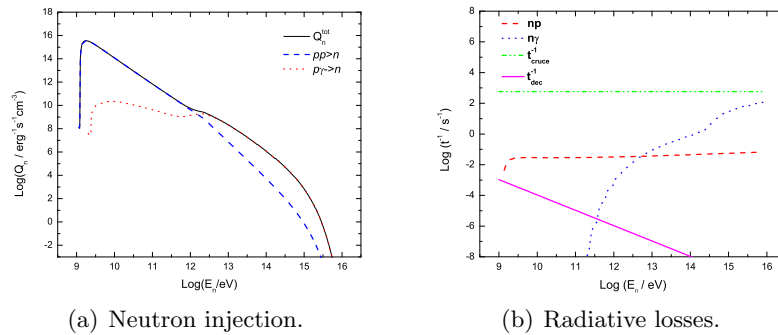


Figure 1. Neutron injection (left panel), and energy losses, decay and escape rate (right panel) in a corona characterized by the parameters on Table 1.

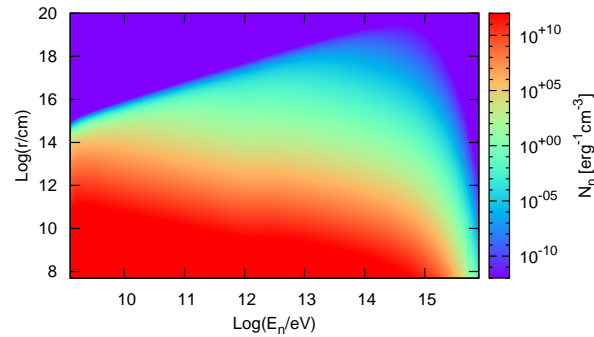


Figure 2. Neutron energy distribution at different values of r .

The distribution of neutron in steady state, $N(E, r)$ (in units $\text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-3}$), is governed by an inhomogeneous transport equation:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 v(E) N(E, r))}{\partial r} + \frac{\partial(b(E) N(E, r))}{\partial E} + \frac{N(E, r)}{t_{\text{dec}}(E)} = Q(E, r). \quad (3)$$

Here, $v(E)$ is the particle velocity, $b(E)$ contains all the radiative losses and $Q(E, r)$ is the neutron injection obtained in Sect. 3. for $r < R_c$, and $Q(E, r) = 0$ for $r > R_c$.

Figure 2 shows the neutron distribution for different values of the parameter r , where it has been considered that neutrons escape the corona without losing energy.

5. Results

Figure 3 shows the spectrum of protons and electrons produced by the decay of neutron.

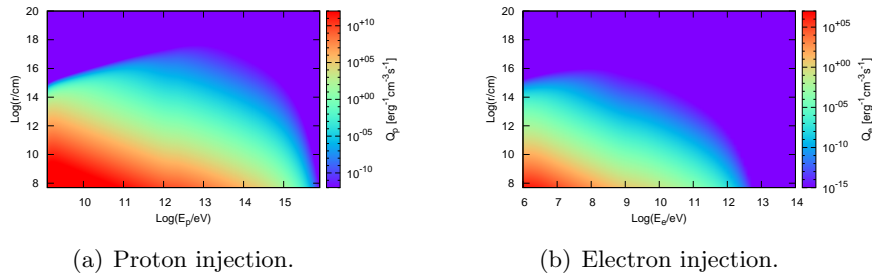


Figure 3. Injection function of protons as a result of neutron decay, at different values of z .

Approximately, 99.9% of the neutron energy goes into protons. The power injected in relativistic protons along the jet for our model results in $\sim 10^{34}$ erg s^{-1} . Then, this mechanism can account only partially for the estimated baryon power in the jet of Cygnus X-1 (Gallo et al. 2005).

On the other hand, only 0.01% of the neutron energy goes into electrons and neutrinos; this results in a total power of 10^{30} erg s^{-1} injected in relativistic electrons. Electrons injected within the binary system will interact with the magnetic field and the radiation field of the companion star. For typical values of a massive star, $B \sim 100G$ and $T_* \sim 10^4$ K, we roughly expect the formation of an extended radio synchrotron emission at \sim GHz frequencies. If most of the power injected in electrons were radiated through this channel, the emission would be detectable at the level of the mJy at 1 GHz for a source at 2 kpc. However, the cooling times are very long and the electrons will diffuse far from the site where they were created. A detailed calculation of the radiative spectrum of the electrons and of the morphology of the emission region must be carried out accounting for propagation effects.

Acknowledgments

This work was partially supported by the Argentine Agencies CONICET (PIP 0078).

References

- Abdo A. A., et al., 2009, *Science*, 326, 1512
- Atayan A. M., Dermer C. D., 2003, *ApJ*, 586, 79
- Bodaghee A., et al., 2013, *ApJ*, 775, 98
- Díaz María T., et al., 2013, *Nat*, 504, 260
- Gallo E., et al., 2005, *Nat*, 436, 819
- Migliari S., Fender R., Méndez M., 2002, *Science*, 297, 1673
- Romero G. E., Vieyro F. L., Vila G. S., 2010, *A&A*, 519, A109
- Sabatini S., et al., 2010, *ApJ*, 712, L10
- Sikora M., Begelman M. C., Rudak B., 1989, *ApJ*, 341, L33
- Tavani M., et al., 2009, *Nat*, 462, 620
- Vieyro F. L., Romero G. E., 2012, *A&A*, 542, A7

PRESENTACION MURAL

Search for extended gamma ray emission in Markarian 421 using VERITAS observations

M. Fernandez Alonso¹ for the VERITAS Collaboration

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

Abstract. Very high energy (VHE: >100 GeV) gamma rays coming from AGN can pair-produce on the intergalactic background light generating an electromagnetic cascade. If the Intergalactic Magnetic Field (IGMF) is sufficiently strong, this cascade may result in an extended isotropic emission of photons around the source, or *halo*. Using VERITAS observations of the blazar Markarian 421, we search for extended emission by comparing the source angular distribution (θ^2) from a quiescent period with one coming from a flare period, which can be considered as “halo-free”. χ^2 test showed no significant statistical differences between the samples, suggesting that the effect is either non-existent or too weak to be detected. We calculated upper limits for the extended flux considering different angle ranges, the most stringent being <8% of the Crab Nebulae flux (C.U), in the range $0^\circ \leq \theta \leq 0.1^\circ$.

Resumen. Los rayos gamma de muy altas energías (VHE: >100 GeV) provenientes de AGN pueden interactuar con fotones de los campos de radiación intergalácticos, generando una cascada electromagnética. Si el Campo Magnético Intergaláctico es suficientemente intenso, esta cascada puede resultar en una emisión isotrópica de fotones alrededor de la fuente, o *halo*. Utilizando observaciones del blazar Markarian 421 realizadas con VERITAS, se busca detectar emisión extendida comparando la distribución angular de la fuente (θ^2) proveniente de un período de baja actividad con otra proveniente de un período de flare, en la que la componente del halo puede considerarse despreciable. No se encontraron diferencias estadísticamente significativas entre las distribuciones de acuerdo al test de χ^2 , sugiriendo que el efecto es muy débil, o no está presente en absoluto. Se calcularon cotas para el flujo de emisión extendida considerando diferentes rangos de ángulos, siendo la menor de las cotas de <8% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo (C.U) en el rango $0^\circ \leq \theta \leq 0.1^\circ$.

1. Introduction

The Universe is not transparent for gamma rays in the VHE range. Photon absorption in the intergalactic (IG) backgrounds is energy dependent (Gould & Schröder 1966) and starts to become substantial at GeV energies when cosmological distances are considered. In particular, VHE gamma rays coming from AGN can interact with photons in the IR-UV range present in the Extragalactic Back-

ground Light (EBL), producing electron-positron pairs. These pairs carry most of the energy from the original photons and can interact as well with IG photons via Inverse Compton scattering, boosting them to energies in the HE (high energy)-VHE range (30 MeV-100 TeV). This triggers a cascade process that converts the initial VHE photons into photons of lower energies which can travel further. Moreover, if the Intergalactic Magnetic Field (IGMF) is sufficiently strong, the bending effect on the electron-positron pair trajectories results in an extended isotropic emission of photons around the source. From Earth, one would see the source surrounded by an isotropically emitting *halo* (Aharonian et al. 1994). A positive detection of this effect would have important implications on the determination of currently uncertain cosmological parameters, such as the densities of the IG backgrounds and the intensity of the IGMF.

Since the effect was proposed, several groups have tried to observe it using different methods (Aharonian et al. 2001; Aleksić et al. 2010; Fallon et al. 2010). In all cases only upper limits were calculated. In this work we study the possible extended emission in the blazar Markarian 421. For this we used VERITAS observations from the source in a quiescent state and compared them with observations from Markarian 421 April 2013 flare.

2. Methods

There are a few ways to search for extended emission and they all compare the measured angular distribution of excess events (θ^2) to the one expected from a point source (PSF). We chose to exploit the fact that during a flare period the observations can be considered as coming from a “point-like” source. This is because the pair-halo contribution from this period would take much longer to reach the observer than the direct photons from the source, resulting in a high flux ratio between direct and extended emission. In this way, we used the flare data to construct a template of the halo-free θ^2 distribution. The method for comparing both sets of data (quiescent and flare) goes as follows: in the first step we subtract the background and get the excess θ^2 distributions. If we forget about the halo component for a moment, then we are left with the PSF shape for each corresponding set of data. If the PSF is the same (this is a challenge itself given that the PSF depends on many things: system PSF, spectral slope, azimuth, mispointings, etc.), then one θ^2 plot should be the scaled version of the other (with the scaling factor being the fraction of gamma rays of each distribution). Now, if a halo component is present, then the θ^2 distributions will be different and, after scaling, the shape of the distributions will not match to each other. For comparing the samples we used the χ^2 test as follows:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\{(N_{NOflare}^i - B_{NOflare}^i) - F * (N_{flare}^i - B_{flare}^i)\}^2}{N_{NOflare}^i + B_{NOflare}^i + F^2(N_{flare}^i + B_{flare}^i)} \quad (1)$$

where $N_{NOflare}^i$ and N_{flare}^i are the contents of the i -bin of each ON source distribution, and $B_{NOflare}^i$ and B_{flare}^i are the corresponding estimations of the background distributions. F is the scale factor applied to the Flare distribution, calculated from the integral of the distributions between the same limits considered in the calculation of χ^2 . To clarify, in equation 1 the numerator is the “halo

excess” and the denominator its variance. We actually end up using the reduced χ^2 values: $\chi_\nu^2 = \chi^2/(\nu - 1)$, where ν is the total number of bins considered in the calculation (*d.o.f.*).

3. Results & Discussion

We used 9.6 hours of high quality observations from Markarian 421 in a quiescent state taken from January to April 2013, a few days before the source entered a high state period, or flare. We also used 8.6 hours of high quality observations from the flare. In Figure 1 we show the excess θ^2 distributions obtained after scaling and up to around $\theta^2=0.1$, which is a reasonable range where the halo effect is expected to be present.

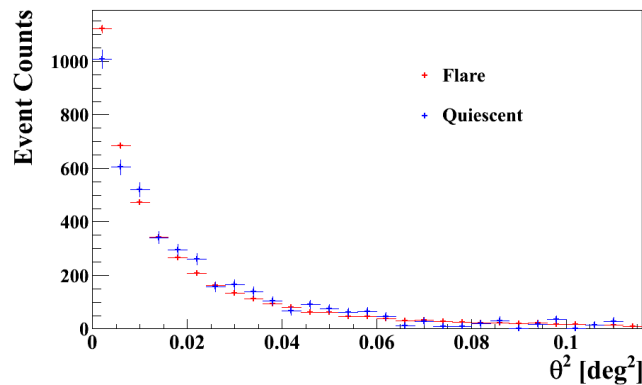


Figure 1. Scaled excess θ^2 distributions for last April flare (red) and for the quiescent state of Mrk 421 (blue) during the same season.

To apply the χ^2 test we considered different ranges from $\theta^2 = 0$ to $\theta^2 = \theta_{max}^2$. In Figure 2 we show the calculated reduced χ^2 values (χ_ν^2) as a function of θ_{max}^2 together with the critical values corresponding to 99% and 95% confidence levels (CL). χ_ν^2 values below the critical curves can be considered as coming from distributions with no significant statistical difference at the corresponding CL. We see here that there is correlation between both samples for the considered θ^2 ranges.

We conclude that there is no detectable halo effect in the sample for the ranges of θ^2 considered. Therefore, we proceed to calculate upper limits for the halo flux and for different angle ranges. The calculations were done following Helene’s method (Helene 1983) with a CL of 99% which corresponds to the detection threshold of 5σ . Results are shown in Figure 3. The most stringent upper limit is of $< 8\%$ C.U ($1 \text{ C.U} = 1.30 \times 10^{-6} \pm 1.99 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), in the range $0^\circ \leq \theta \leq 0.1^\circ$ and $< 11\%$ C.U in the range $0.1^\circ \leq \theta \leq 0.2^\circ$. This results are comparable to the ones reported in Aleksic et al. (2010), where they calculate upper limits for the same source using a different method and CL.

Acknowledgments. We thank Dr. D.A. Supanitsky for useful discussions. This research is supported by grants from the U.S. Department of Energy Office of Science, the U.S. National Science Foundation and the Smithsonian Institu-

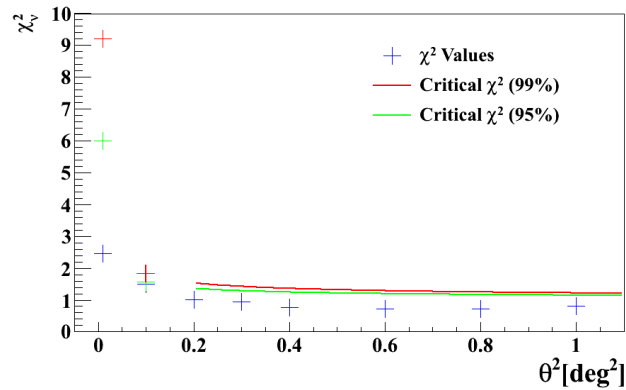


Figure 2. χ^2_ν values (blue crosses) calculated for different angle ranges, from $\theta^2=0^\circ$ to θ^2_{max} . The green (red) curve shows the critical χ^2 values corresponding to 95% (99 %) CL. These curves cease to have validity for small number of bins ($\nu < 30$), so for $\theta^2_{max}=0.1^\circ$ and $\theta^2_{max}=0.01^\circ$ we plot the corresponding χ^2_ν values found in tables.

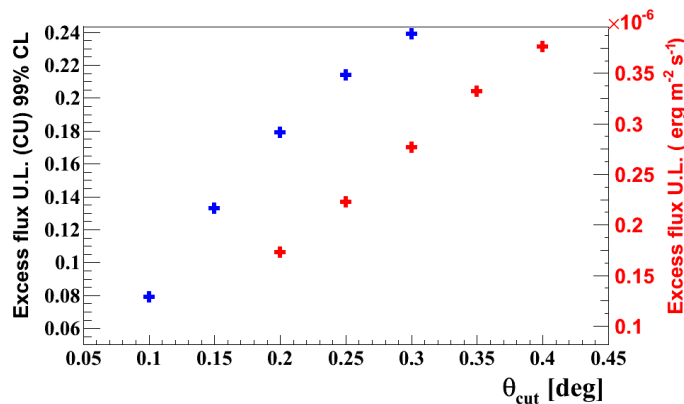


Figure 3. Upper limits on the flux of the extended emission in C.U and $\text{erg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$ for different angle ranges: $0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$ (blue crosses) and $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$ (red crosses).

tion, by NSERC in Canada, by Science Foundation Ireland (SFI 10/RFP/AST2748) and by STFC in the U.K. We acknowledge the excellent work of the technical support staff at the Fred Lawrence Whipple Observatory and at the collaborating institutions in the construction and operation of the instrument.

References

- Aharonian F. A., et al., 2001, *A&A*, 366, 746
- Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J., 1994, *ApJ*, 423, L5
- Aleksić J., et al., 2010, *A&A*, 524, A77
- Fallon L., et al., 2010, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics.
- Gould R. J., Schröder G., 1966, *Physical Review Letters*, 16, 252
- Helene O., 1983, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 212, 319

PRESENTACION ORAL

Molecular clouds as reservoir of cosmic rays

M.V. del Valle^{1,2}, G.E. Romero^{1,2} & R. Santos-Lima³

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

(3) Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo

Abstract. Giant molecular clouds (GMCs) are emerging as a new population of γ -ray sources, with detections by instruments such as HESS and *Fermi*. These dense clouds are targets for cosmic rays (CRs) – locally accelerated or not –. GMCs host very young star clusters where massive star formation takes place. Some of the early-type stars are usually ejected from the clusters, becoming runaway stars, that move through the cloud. These stars develop bowshocks where particles can be accelerated up to relativistic energies. As a result, the bowshocks present radio to γ -ray emission of leptonic origin, and inject relativistic protons in the cloud. These protons diffuse in the GMC interacting with the matter via $p - p$ inelastic collisions. This gives rise to extended γ -ray sources. We present a model for the non-thermal radiation produced by locally accelerated CRs in GMCs.

Resumen. Las nubes moleculares gigantes (NMGs) están emergiendo como una nueva población de fuentes de rayos γ , con las detecciones hechas por instrumentos tales como HESS y *Fermi*. Estas nubes densas son blanco para los rayos cósmicos (RCs) – localmente acelerados o no –. Las NMGs albergan cúmulos jóvenes donde las estrellas de gran masa se forman. Usualmente algunas de las estrellas de tipo espectral temprano son eyectadas de los cúmulos, convirtiéndose en estrellas fugitivas, que se mueven a través de la nube. Estas estrellas desarrollan *bowshocks* donde las partículas pueden ser aceleradas hasta energías relativistas. Como resultado, los *bowshocks* presentan emisión en radio hasta rayos γ de origen leptónico, e inyectan protones relativistas en la nube. Estos protones se difunden en la NMG interactuando con la materia via colisiones inelásticas $p - p$. Esto da lugar a fuentes de rayos γ extendidas. Presentamos un modelo para la radiación no térmica producida por RCs localmente acelerados en NMGs.

1. Introduction

Molecular clouds (MCs) are the perfect targets for galactic cosmic rays and they contain particle accelerators. The accelerated particles in these sources add to

the galactic CR population that illuminates the clouds producing γ rays (e.g., Aharonian & Atoyan 1996). GMCs are emerging as a new class of γ -ray source. Also smaller star forming regions have been detected by *Fermi*.

GMCs harbour young star clusters where massive stars form. Some young massive stars might be ejected from the clusters (Perets & Šubr 2012), becoming runaway stars (e.g., Gies & Bolton 1986). The supersonic interaction between the stellar wind with the interstellar medium (ISM) produces a bowshock (e.g., van Buren & McCray 1988). Both observational (Benaglia et al. 2010; López-Santiago et al. 2012; del Valle et al. 2013) and theoretical investigations (del Valle & Romero 2012,) support the idea that stellar bowshocks can accelerate particles up to relativistic energies.

In this work we propose that protons accelerated in bowshocks interacting with the molecular cloud matter contribute to the γ -ray emission observed in these systems.

2. The model

The gas density in MCs varies many orders of magnitude. Usually, the following profile is adopted for the density (e.g., Gabici et al. 2007): $n(R) = n_0/[1 + (R/R_n)^\beta]$, where R is the distance from the cloud centre and R_n is the core radius. We adopt $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $\beta = 1$. MCs are highly magnetized structures where the magnetic field is closely related to the gas density (Crutcher 1999), i.e. $B \propto n^\delta$.

In this work we consider a young spherical cloud of radius $R_{\text{MC}} = 50 \text{ pc}$ and core radius $R_n = 0.5 \text{ pc}$. This cloud hosts a massive young star cluster. We suppose that six massive stars are ejected from this cluster in random directions, in agreement with theoretical and observational evidence (Fujii & Portegies Zwart 2011; Gvaramadze et al. 2010). We consider one star of spectral type O4I (star #1), three of type O9I (stars #2, #5 and #6) and two intermediate cases (stars #3 and #4). Three of the stars have velocity $V_\star \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ (stars #1-#3), two have velocity $V_\star \sim 65 \text{ km s}^{-1}$ (stars #3-#5), and one has $V_\star \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (star #6).

The six runaway stars produce a bowshock and inject protons in the molecular cloud as they move away from the centre. The relativistic protons diffuse in the cloud and through $p-p$ interactions with matter γ -ray emission and secondary electron-positron pairs are produced. The pairs also diffuse in the cloud and produce further non-thermal emission.

3. Calculations

The relativistic protons obey the following transport equation:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_p}{\partial t} = D(E) & \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial N_p}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial E} (P(R, \theta, E) N_p) + Q_p(R, \theta, E, t), \end{aligned} \quad (1)$$

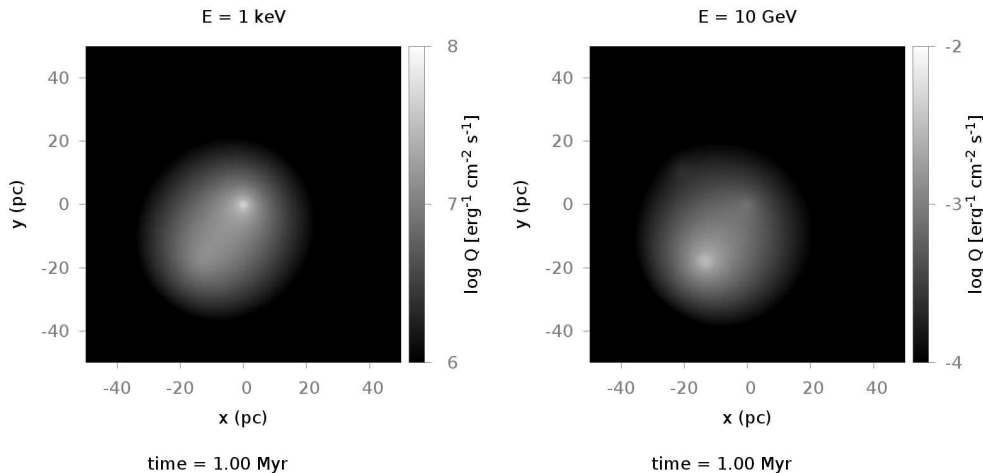


Figure 1. Total emissivity map for $E = 1$ keV (left) and $E = 10$ GeV (right), at $t = 1$ Myr.

where $D(\vec{r}, E)$ is the diffusion coefficient of the particles, $P(\vec{r}, E) \equiv -(dE/dt)$ is the radiative energy loss rate and $Q_p(\vec{r}, E, t)$ is the injection function. Here we adopt a scalar diffusion coefficient $D(E) = 10^{26} (E/10 \text{ GeV})^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (e.g., Gabici et al. 2007). The dominant losses for protons are $p-p$ inelastic collisions (Aharonian & Atoyan 1996). The e^\pm pairs follow a similar transport equation, but the injection function depends on the $p-p$ interactions (Kelner et al. 2006) and the radiative losses are dominated by synchrotron emission. We simultaneously solve the transport equations for protons and pairs using a finite volumes method.

We calculate the non-thermal emission as a function of time and position on the cloud. For protons we calculate the emission produced by neutral pion decay and for the e^\pm pairs we calculate the synchrotron emission (see e.g., Aharonian 2004).

4. Results

In Fig. 1 we show the emissivity maps, integrated along the line of sight, for two energies: 1 keV and 10 GeV, after 1 Myr of the ejection. The different properties of the injectors produce an important spatial anisotropy in the emissivity.

The Fig. 2 shows the spectral energy distribution (SED) at $t = 1$ Myr, integrated over the nuclear region (left) of the cloud and integrated over the whole cloud (right). We also consistently compute the background CR contribution to the non-thermal SED for two values of CR density (light and dark gray lines).

5. Conclusions

The level of protons and secondary pairs, under some assumptions, dominate over the CR sea that penetrates the MC. The γ -ray luminosity produced by the

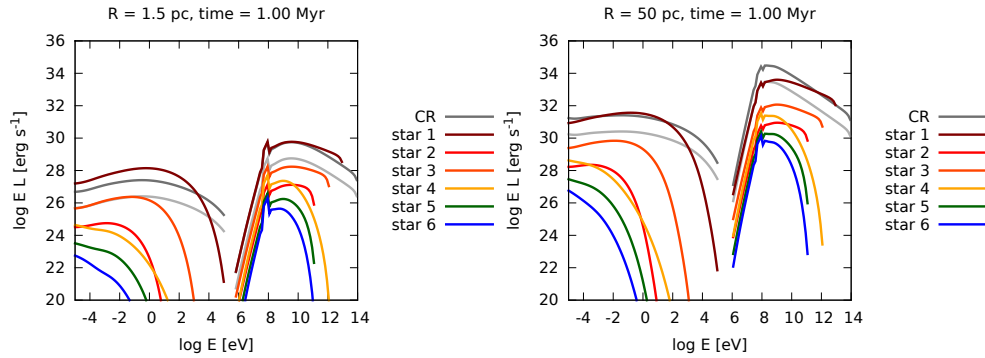


Figure 2. Integrated spectral energy distribution from the cloud core (left) and from the whole cloud (right). The background CR contribution is also shown (see the text for further details).

protons reaches values of $\sim 10^{34}$ erg s $^{-1}$. The non-thermal emission from radio to X-rays is significant, with luminosities of almost 10^{31} erg s $^{-1}$. However, in a MC thermal emission might dominate in many regions of this energy range.

The results we present here are very sensitive to the diffusion coefficient and to the ambient CR density. Both quantities are not very well known. However, the forthcoming γ -ray observatory, Cherenkov telescope array (CTA), is expected to obtain solid constraints on the particle diffusion coefficient (e.g., Pedalletti et al. 2013).

Acknowledgments. M. V. d. V. acknowledges FUPACA (Fundación para el Avance de la Ciencia Astronómica) for financial support. M. V. d. V. and G. E. R. are supported by PIP 0078 (CONICET) and PICT 2007-00848/2012-00878, Préstamo BID (ANPCyT). R. S. L. acknowledges support from the Brazilian agency FAPESP (2013/15115-8).

References

- Aharonian F. A., 2004, Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe
- Aharonian F. A., Atoyan A. M., 1996, A&A, 309, 917
- Benaglia P., et al., 2010, A&A, 517, L10
- Crutcher R. M., 1999, ApJ, 520, 706
- del Valle M. V., Romero G. E., 2012, A&A, 543, A56
- del Valle M. V., Romero G. E., 2014, A&A, 563, A96
- del Valle M. V., Romero G. E., De Becker M., 2013, A&A, 550, A112
- Fujii M. S., Portegies Zwart S., 2011, Science, 334, 1380
- Gabici S., Aharonian F. A., Blasi P., 2007, Ap&SS, 309, 365
- Gies D. R., Bolton C. T., 1986, ApJS, 61, 419
- Gvaramadze V. V., Kroupa P., Pflamm-Altenburg J., 2010, A&A, 519, A33
- Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V., 2006, Phys.Rev.D, 74, 034018
- López-Santiago J., et al., 2012, ApJ, 757, L6
- Pedalletti G., et al., 2013, A&A, 550, A123
- Perets H. B., Šubr L., 2012, ApJ, 751, 133
- van Buren D., McCray R., 1988, ApJ, 329, L93

PRESENTACION MURAL

High-Energy Radiative Processes in High-Mass Binary Systems

S. del Palacio¹, V. Bosch-Ramon², G.E. Romero¹

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

(2) Facultat de Física, Universitat de Barcelona, España.

Abstract. Binary systems in which one of the components is a massive star and the companion is either a similar star or a compact object, present non-thermal emission from radio to X- and γ -rays. The main goal of this work is to characterize the high-energy physics of gamma-ray binaries by implementing a general modeling for their most important high-energy processes. Specifically, we calculated the spectral energy distribution for emitters located in different positions of the binary system, which allowed to study the impact of the geometry in the resulting emission from the source. This was done for different cuts of the relevant state parameters. Finally, we used this procedure to produce emissivity maps which are an useful tool for exploring statistical properties of gamma-ray binaries as well as their expected distribution in the galaxy.

Resumen. Sistemas binarios en los que una de las componentes es una estrella masiva y la otra es un objeto similar o un objeto compacto, pueden presentar emisión no térmica desde longitudes de onda de radio hasta R-X y rayos γ . El objetivo principal de este trabajo es caracterizar la física de altas energías de las binarias de alta masa que emiten rayos γ mediante el modelado de sus procesos más relevantes a altas energías. Los resultados de este trabajo y sus futuras ampliaciones permiten evaluar la emisividad y el impacto de la absorción de rayos γ en los entornos de estrellas masivas. Para ello se calcularon distribuciones espectrales de energía en distintas posiciones relativas entre el emisor, la estrella masiva y el observador. También producimos mapas de radiación que permiten establecer cotas aproximadas para la cantidad de fuentes galácticas que podrían ser observadas, lo que posibilita abordar estudios poblacionales para estimar parámetros hoy en día poco conocidos.

1. Introduction

Many compact gamma-ray sources in the galaxy are binary systems in which one of the components is a massive star and the other is either a similar star or a compact object (i.e. neutron star or black hole). This type of massive binaries also presents non-thermal emission in the radio and X-R bands, which suggests the presence of a population of relativistic charged particles (e.g. Mirabel & Ro-

dríguez 1994, Barret 2004). Some possible scenarios where particle acceleration can take place efficiently have been proposed, mainly strong shocks related to powerful plasma flows. This could be the case in massive star binaries presenting a colliding winds (e.g. Eichler & Usov 1993, Benaglia & Romero 2003), or the interaction of either a relativistic jet (e.g. Bosch-Ramon & Khangulyan 2009) or a pulsar wind (e.g. Maraschi & Treves 1981) with the wind of a massive star. In all these cases the massive star plays a fundamental role in the generation of the high-energy radiation, as it provides a large quantity of UV photons for IC scattering, as well as target atomic nuclei for $p - p$ interactions and relativistic Bremsstrahlung with the particles coming from the acceleration region. The radiation coming from the inner region of the binaries is likely to undergo absorption and radiative reprocessing.

It is still an open problem to unambiguously identify the relevant radiation and absorption processes in high-energy astrophysical sources, and in particular massive γ -ray binaries. Considering the present and future observational developments, which imply an increase in the quantity of known sources, it is appropriate to investigate in detail the physical processes that underly their high-energy emission.

2. Model

We considered both the massive star and the accelerator (regardless its nature) as point-like objects in a zero-order model. In addition, the accelerator and the emitter were steady, homogeneous and co-spatial. We assumed the injection of relativistic electrons in the emitter with an energy distribution $Q(E) \propto E^{-2}$, consistent with a Fermi I acceleration process. These relativistic particles interacted with the stellar photon field and the wind of the massive star, and with the magnetic field in the medium, producing a broad radiation spectrum. We restricted our analysis to particles with a Lorentz factor $\gamma > 1000$ in order to concentrate on the emission above GeV energies. We neglected here adiabatic losses.

The dominant radiative processes were IC scattering and synchrotron, while the dominant absorption process was pair production by gamma-ray photons interacting with the massive star's photon field; we did not consider electromagnetic cascades and radiation reprocessing. Particles maximum energies were constrained through equating their gyroradius to the accelerator/emitter size.

There were two free parameters: the acceleration efficiency $\eta = t_{\text{acc}}q/B$, and the ratio of the magnetic field energy density to the radiation field energy density, $\delta = u_{\text{mag}}/u_{\text{rad}}$. We assumed a distance to the source of $d = 3$ kpc, and a characteristic scale of $a = 3 \times 10^{12}$ cm related to the size of the binary system; for the companion star, we adopted a luminosity of $L_* = 3 \times 10^{38}$ erg/s and an effective temperature of $T = 3 \times 10^4$ K; for the accelerator, we assumed an injection luminosity of $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s.

3. Results

The spectral energy distribution (SED) is a measure of the amount of energy emitted per unit time and unit area at a given frequency (or energy). Because

the radiative and absorption processes have a strong dependence with the interaction angle, the geometry of the system plays a crucial role in the resulting HE spectrum. In order to investigate this factor we produced emission maps in which we calculated the SED for different positions of the emitter with respect to the massive star and the observer. In Fig. 1 we present the SEDs for two different positions of the emitter in a case dominated by the radiation field ($\delta = 0.0001$) and a highly efficient accelerator ($\eta = 1$). The HE radiation produced by IC scattering in the observer direction is greater if the emitter is behind the massive star (with respect to the observer), but it's also more affected by absorption in this case.

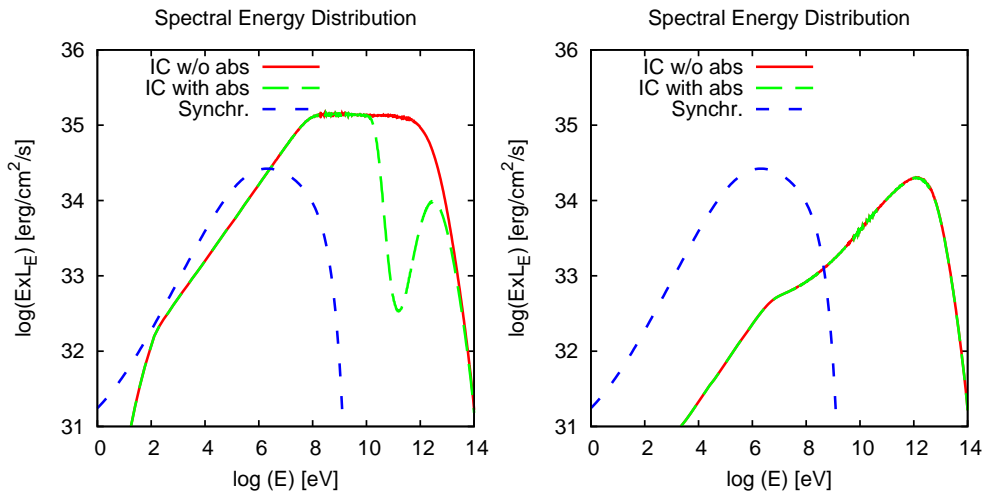


Figure 1. SEDs for $\delta = 0.0001$ and $\eta = 1$. The left figure was calculated for an emitter behind the star, located at $(-2a, a)$, while the right figure was calculated for an emitter in front of the star, located at $(2a, a)$. In both cases the observer is in the direction of the positive x -axis and the massive star is at $(0, 0)$.

The emissivity maps were studied in the context of physical constraints (related to energy requirements and confinement of the emitter), empirical constraints (scenarios which yield to a very intense HE emission are considered unlikely as there are very few known systems with such characteristics) and instrumental constraints (energy fluxes below the sensitivity of the present instruments cannot be detected).

4. Conclusions

We explored in detail the radiation coming from systems bigger than $a \sim 3 \times 10^{12}$ cm with a *one-zone* leptonic model. This model works well for sources with $L_{\text{iny}} < 10^{36}$ erg/s, and it reflects the relevant features of the emission and absorption processes, mainly the geometry role in the detectability of γ rays.

Some conclusions of our results are:

- Sources with low magnetic fields (small δ) have a higher TeV luminosity. They also accumulate more energy and are therefore harder to confine.

- There must be very few powerful sources ($L_{\text{iny}} \sim 10^{36}$ erg/s) with $\delta \ll 1$ at $d \lesssim 3$ kpc. However, there could be more sources with $\delta \ll 1$ if they are weaker and/or at a farther distance, and they would still be observable in the TeV range in at least some orbital phase.
- The detectability at X-R energies does not have a strong dependence with the geometry or the values of η , although sources with strong magnetic fields ($\delta \sim 1$) have a higher X-R luminosity and are thus observable at larger distances. This is in accordance with the empirical data that shows that there are more sources in the X-R band than in GeV or TeV bands.
- Perhaps most galactic sources at $d \sim 3$ kpc have a small η ($\ll 1$) and a large δ ($\lesssim 1$), although they would be not very intense γ -ray emitters, so they would be hard to detect at $d > 3$ kpc. Therefore, in this case there could be a considerable number of sources below the sensitivity of current instruments.
- Sources easily detectable in the GeV range (regardless their distance) and with a small δ are unlikely, because otherwise they would present a very high TeV emission inconsistent with the observational data.
- Low magnetic fields allow sources weaker than $L_{\text{iny}} \sim 10^{36}$ erg/s to be detectable in the GeV range, although they cannot be very powerful. Higher magnetic fields are possible in stronger sources ($L_{\text{iny}} > 10^{36}$ erg/s), although such powerful sources cannot be very numerous.

Adiabatic losses are probably important in the farther regions of the system, so we might have overestimated the emission. In future works we will explore how the introduction of adiabatic losses affects these results, as well as other effects like the radiation from the secondary pairs and the introduction of a hadronic component. We will also use the emissivity maps as a tool for studying properties such as the γ -ray luminosity function of high-mass binaries, their lifespan, etc.

References

- Barret D., 2004, AIPC, 703, 238.
 Benaglia P. & Romero G. E., 2003, A&A, 399, 1221.
 Bosch-Ramon V. & Khangulyan D., 2009, IJMPD, 18, 347.
 Bosch-Ramon V., 2013, A&A, 542, 125.
 Eichler D. & Usov V. V., 1993, ApJ, 402, 271.
 Maraschi L. & Treves A., 1981, MNRAS, 194, 1.
 Mirabel I. F. & Rodríguez L. F., 1994, Nature, 371, 46.

PRESENTACION MURAL

Búsqueda de un posible blazar débil brillando a través del Plano Galáctico en la región de HESSJ1356-645

A. C. Pichel¹ & A. N. Cillis¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

Abstract. H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) observatory detected the extended gamma-ray source HESSJ1356-645, localized at ~ 5 pc from the pulsar PSR J1357-6429. The most plausible scenario on the origin of the very high emission is a Pulsar Wind Nebula powered by the mentioned pulsar. PSR J1357-6429 is a young and energetic pulsar. X-ray emission from the pulsar was detected for the first time using data from XMM-Newton and Chandra satellites, but without seeing pulsed emission from the source due to low statistic. Afterwards Fermi and XMM-Newton were able to detect pulsations.

Recently, Danilenko et al. (2012, A&A, 540, A28) reported a possible optical counterpart of the pulsar, but the authors could not discard that this source could be associated to a faint Active Galactic Nuclei.

In order to unravel if the possible optical counterpart is or not a blazar, we applied the association method known as the WISE blazar Strip, based on the properties of Infrared colors using the Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE). According to this method we could not associate the possible optical counterpart to a blazar. Applying the same methodology, we also investigated if the sources seen in the field of HESSJ1356-645 by Chandra and XMM satellites could be blazars seen through the Galactic disk without a positive result either.

Resumen. El observatorio H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) detectó la fuente extendida de rayos gamma HESSJ1356-645 durante su relevamiento del Plano Galáctico, la cual se encuentra localizada a ~ 5 pc del púlsar PSR J1357-6429. El escenario más razonable para el origen de la emisión de muy alta energía es que dicha fuente sea una Pulsar Wind Nebula (PWN) generada por dicho púlsar. PSR J1357-6429 es un púlsar energético y joven. Por primera vez se detectó emisión X desde dicho objeto usando datos de los satélites XMM-Newton y Chandra, pero no fue posible detectar pulsaciones debido a la pobre estadística. Más tarde Fermi y XMM-Newton pudieron detectar pulsaciones.

Recientemente Danilenko et al. (2012, A&A, 540, A28) reportaron una posible contraparte óptica del púlsar, pero dichos autores no pudieron descartar que esta fuente estuviera asociada a una galaxia activa débil.

Con el objeto de discernir si la posible contraparte óptica es un blazar, aplicamos el método conocido como WISE Blazar Strip, el cual está basado en las propiedades de los colores en infrarrojo usando datos del

Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE). Nuestro estudio indica que no es posible asociar a la contraparte óptica con un blazar. Hemos aplicado esta metodología, para investigar también si alguna de las fuentes observadas en el campo de la fuente HESSJ1356-645 por los satélites Chandra y XMM, pudieran ser blazares vistos a través del Plano Galáctico. No hemos obtenido tampoco resultados positivos en dicha asociación en ninguna de las fuentes.

1. Introducción

El observatorio H.E.S.S. detectó la fuente gamma extendida HESS J1356-645 durante su estudio del Plano Galáctico. La misma se encuentra a ~ 5 pc del púlsar PSR J1357-6429, con un ancho Gaussiano intrínseco de (0.2 ± 0.02) grados (H.E.S.S. Collaboration 2011). El escenario más probable, de acuerdo a estudios hechos a distintas longitudes de onda, es que la emisión gamma de muy alta energía está asociada a una PWN, originada por el púlsar (H.E.S.S. Collaboration (2011); Chang et al. (2012); Acero et al. (2013)). PSR J1357-6429 tiene una edad característica de 7300 años, un spin-down de 3.1×10^{36} erg s⁻¹, y un período de 166 ms. Fue descubierto durante el Parkes Multibeam Survey del Plano Galáctico (Camilo et al. 2004). Lemoine-Goumard et al. (2011) detectaron pulsaciones usando datos de las observaciones de Fermi-LAT y XMM-Newton. Este púlsar tiene muchas similitudes con Vela (Esposito et al. (2007); H.E.S.S. Collaboration (2011); Acero et al. (2013)). Basado en mediciones de dispersión, la distancia al mismo se ha estimado en 2.4 kpc (Camilo et al. 2004).

Se ha reportado una posible contraparte óptica de este púlsar usando observaciones del Very Large Telescope (Danilenko et al. 2012). Sin embargo, los autores no descartaron la posibilidad de que el flujo medido provenga de una fuente extragaláctica débil y no sea el púlsar el responsable de la emisión en óptico. Los mismos autores detectaron también al púlsar en imágenes de archivo de Chandra. Las posiciones obtenidas para las distintas épocas de observación revelan el movimiento propio del mismo. Si el objeto observado en óptico es realmente el púlsar, sería el más veloz de su tipo.

Usando el Catálogo Preliminar del Wide-Field Infrared Survey Explorer en las cuatro longitudes de banda centradas en 3.4, 4.6, 12, y 22 μ m, Massaro et al. (2011); Massaro et al. (2012) y DÁbrusco et al. (2012), descubrieron que los blazares se encuentran en regiones bien diferenciadas en los diagramas color-color de infrarrojo medio, identificando a esta región como WISE Blazar Strip (WBS). Estudiaron además las propiedades de los blazares detectados por WISE y FERMILAT obteniendo en los diagramas color-color una región bien determinada a la que llamaron WISE Gamma-ray Strip (WGS).

En este trabajo estudiamos si las fuentes en las zonas de la contraparte óptica y X del púlsar pueden estar asociadas a fuentes extragalácticas, en particular blazares. Este análisis se realizó utilizando el método descrito en el párrafo anterior. El objetivo principal es discernir si la emisión proveniente del púlsar podía estar contaminada por alguna fuente extragaláctica que brillara a través

del Plano Galáctico. Usando el Catálogo de WISE se construyeron los diagramas color-color de las regiones de contraparte óptica y X del púlsar. La Figura 1 muestra las zonas elegidas para el análisis. Para el caso de la zona vista en X, se ha considerado una región que incluye las dos observaciones de Chandra.

2. Resultados

En la Figura 2 se muestran los diagramas color-color de las fuentes WISE indicando la zona donde deberían estar situados los blazares tipo BL Lac (rojo) y FSRQ (azul), según el método WGS, descrito previamente. Las figuras de arriba corresponden a la zona de la contraparte óptica del púlsar (zona marcada con círculo blanco) mientras que las de abajo corresponden a las contrapartes dadas por Chandra (las zonas marcadas en la Figura 1 con círculos amarillo y verde). Del análisis realizado se han encontrado 28 fuentes WISE, pero ninguna cumple con la condición de ser un blazar según la WGS en la zona de la contraparte óptica. Así mismo, se han encontrado 219 fuentes WISE en la zonas de contraparte X Chandra, pero tampoco ninguna cumple con las características asociadas a los blazares según dicho método.

3. Conclusiones

La fuente de muy alta energía HESS J1356-645 está catalogada como PWN y asociada al púlsar PSR J1357-6429. Haciendo uso de las distintas observaciones, se detectó la contraparte en la banda de rayos X asociado al púlsar con observaciones de XMM-Newton y Chandra. También se encontró una posible contraparte óptica, pero no fue posible descartar que dicha fuente pudiese estar asociada a una fuente extragaláctica débil.

Utilizando el método de WGS, buscamos candidatos a blazares dentro de la región delimitada por los círculos de error de la contraparte óptica y no se encontró ningún candidato a blazar. Se extendió la búsqueda a la región delimitada por las observaciones en emisión X, con resultado negativo. La no detección de un candidato a blazar en la región hace más favorable que la posible contraparte óptica se encuentre realmente asociada con PSR J1357-6429.

Referencias

- Acero F., et al., 2013, ApJ, 773, 77
- Camilo F., et al., 2004, ApJ, 611, L25
- Chang C., et al., 2012, ApJ, 744, 81
- DÁbrusco R., et al., 2012, ApJ, 748, 68
- Danilenko A., et al., 2012, A&A, 540, A28
- Esposito P., et al., 2007, A&A, 467, L45
- H.E.S.S. Collaboration 2011, A&A, 533, A103
- Lemoine-Goumard M., et al., 2011, A&A, 533, A102
- Massaro F., et al., 2011, ApJ, 740, L48
- Massaro F., et al., 2012, ApJ, 752, 61

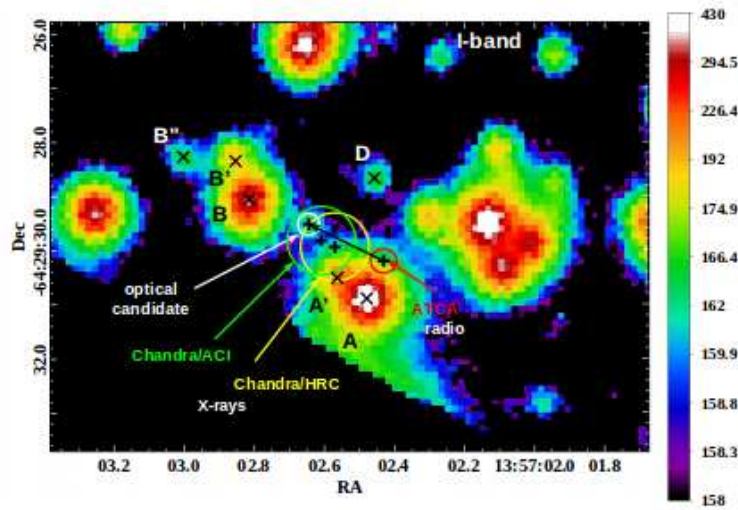


Figura 1. Imagen en banda I. Las cruces negras corresponden a las posiciones del púlsar y sus incertezas tomadas por ATCA (rojo) y Chandra (amarillo y verde). La posición de la contraparte en óptico se indica por una cruz y un círculo de incerteza blanco. Las flechas negras indican el movimiento del púlsar en los 9 años de diferencia entre que se realizaron las observaciones en radio y en óptico. Crédito: Danilenko et al. (2012).

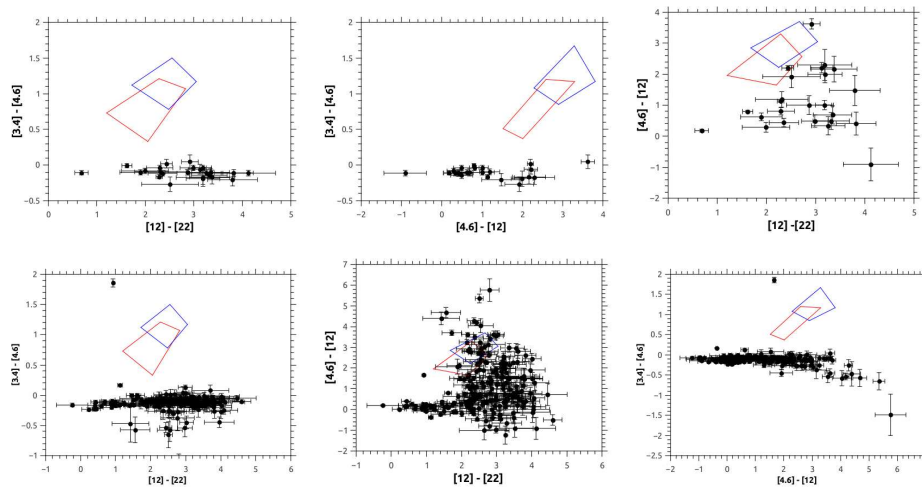


Figura 2. Diagramas color-color de fuentes WISE. Arriba, zona delimitada por incerteza de la contraparte óptica del púlsar. Abajo, zona delimitada por incerteza de la posición de Chandra del púlsar. Polígonos rojos (azules), zona que delimita la posición de fuentes BLLac (FSRQ) según el método WGS.

Agradecimientos. Este trabajo se encuentra parcialmente financiado por PIP 305/2011.

Parte VI

Sol, Heliosfera y Sistemas Solar y Extrasolares

PRESENTACION INVITADA

3D Reconstruction of the EUV Solar Corona

A.M. Vásquez^{1,2}

*(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE),
CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina*

*(2) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN), UBA, Buenos
Aires, Argentina*

Abstract. Due to its proximity, the Sun is studied with a much higher spatial and temporal resolution than the rest of the stars. The abundant availability of observational solar data has allowed the development of solar models of a high complexity level. Even so, every instrument performs observations from a single point of view, or two since the STEREO mission, and hence the three-dimensional (3D) information of each individual observation is rather limited. Knowledge of the 3D distribution of the solar physical parameters is of great interest per se, as well as to the development of models. This interest has pushed forward the development of a variety of methods to infer the 3D structure of the physical parameters that are derived from observations in different spectral ranges. In this talk we overview the current state of the 3D reconstruction methods of the solar corona based on EUV data. We will focus on stereoscopy and tomography, which are complementary techniques, each focusing on different spatial and temporal scales. We highlight some results obtained with these techniques, and discuss on the expected future development of them.

Resumen. Debido a su cercanía, el Sol se estudia con mucha mayor resolución espacial y temporal que el resto de las estrellas. La abundante disponibilidad de datos observacionales solares ha permitido el desarrollo de modelos solares de alta complejidad. Aun así, cada instrumento particular realiza observaciones desde un único punto de vista, o dos desde la misión STEREO, por lo que la información tri-dimensional (3D) en cada observación individual es limitada. El conocimiento de la distribución 3D de los parámetros físicos solares es de gran interés per se, así como también para la construcción de modelos. Este interés ha impulsado el desarrollo de una variedad de métodos para inferir la estructura 3D de los parámetros físicos que se derivan de las observaciones en distintas longitudes de onda. En esta charla describiremos el estado actual de los métodos de reconstrucción 3D de la corona solar en base a datos en el rango EUV. Nos focalizaremos en la estereoscopia y la tomografía, técnicas complementarias focalizadas en distintas escalas espaciales y temporales. Destacaremos algunos resultados obtenidos con estas técnicas, y comentaremos las expectativas de desarrollo futuro de las mismas.

1. Introduction

Being optically thin in the white light, EUV, X, and radio wavelengths, images of the corona in these spectral ranges are two-dimensional (2D) projections of an underlying 3D emitting structure. Advance of physical modeling of the corona requires information of the 3D distribution of its fundamental plasma parameters (\mathbf{B} , N_e , T_e). The most important observational techniques of the corona that allow us to infer 3D information are stereoscopy and tomography. A recent extensive and general review on these techniques, covering all spectral ranges detailed above and focusing more on stereoscopy, can be found in Aschwanden (2011). In this brief review, we specifically focus on the EUV range, with the aim of updating and detailing a bit more on tomography, as well as updating on stereoscopy.

Being an extremely hot and tenuous plasma with a very high electrical conductivity, the coronal magnetic field is *frozen* in the plasma (Priest 2014). As a consequence, EUV images of coronal loops reveal million-degree emitting plasma that demarcates the geometry of the (otherwise invisible) local magnetic field \mathbf{B} frozen to it, as shown by example in the left panel of Figure 1. Coronal stereoscopy makes use of pairs of coronal images like this, taken from different angles, to infer the 3D shape of the underlying magnetic field lines by means of triangulation techniques. An excellent introduction to solar stereoscopy can be found in Inhester (2006). The image pairs can be taken a few days apart when using a single instrument, or simultaneously if taken from two different instruments. In a subsequent step, the *differential emission measure* (DEM) of the plasma along each loop may be quantified by carefully subtracting foreground/background contamination.

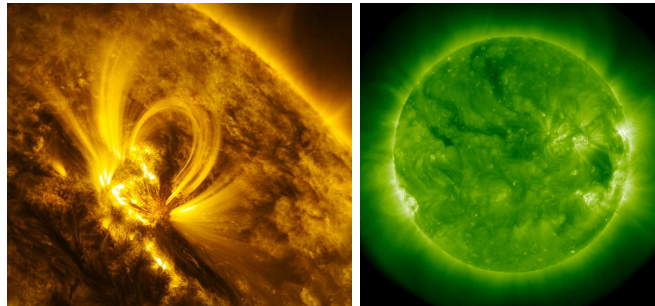


Figure 1. *Left*: 0.9 MK EUV loops seen by the 171 Å channel of the AIA instrument. *Right* Image of the 1.5 MK full corona seen by the 193 Å channel of the same telescope. Images appear by courtesy of the AIA/SDO team.

EUV tomography makes use of time series of full-corona EUV images, such as the one shown in the right panel of Figure 1, covering a full synodic rotation, to be used as a constraint to a linear global inversion problem. The linear system is solved for the 3D distribution of a quantity known as the *filter band emissivity* (FBE), for all instrumental bands independently. The FBE values at every coronal point are subsequently used as a constraint to a local inversion problem, solved to find the *local differential emission measure* (LDEM). The LDEM is a 3D version of the DEM lacking projection effects, previously accounted for

by the tomographic inversion. The technique, known as a whole as *differential emission measure tomography* (DEMT), has been originally developed by Frazin et al. (2009). Taking moments of the LDEM, the final product of DEMT are global 3D maps of the electron density N_e and temperature T_e .

As it becomes clear from the previous introduction, the two techniques can be considered as complementary, each focusing on different spatial and temporal scales. Indeed, while stereoscopy allows the fast study of active regions, tomography focuses on the slow global coronal structure.

Advances on EUV stereoscopy and tomography have mainly relied in the following spaceborne instruments: the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) on board the Solar and Heliospheric Observatory (SoHO) spacecraft (1996-2005), the Transition Region And Coronal Explorer (TRACE) (1998-2010), the Extreme UltraViolet Imager (EUVI) on board the twin Solar TERrestrial RElations Observatory (STeReO) spacecraft (2007-), and the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO) (2010-). Pioneering works on stereoscopy have used previous instrumentation. For a review on the history of the subject we refer the reader to the thorough review by Aschwanden (2011).

2. EUV Stereoscopy

EUV solar stereoscopy of coronal magnetic loops can be performed using pairs of images (left panel in Fig. 2) obtained with a single instrument taken days apart, with the sun rotation providing a shift in the observation angle of $\sim 13.2^\circ/\text{day}$, a technique dubbed *rotational solar stereoscopy* (RSS). Alternatively, *true solar stereoscopy* (TSS) uses simultaneous images taken from two instruments located at significantly different observation angles. While for RSS the targeted structures must be stable over the time shift between the two observations (usually a few days), TSS (which is routinely possible since the twin STEREO mission became operational in 2007) allows virtually instantaneous analysis, so that fast evolving loops in active regions (ARs) can also be studied.

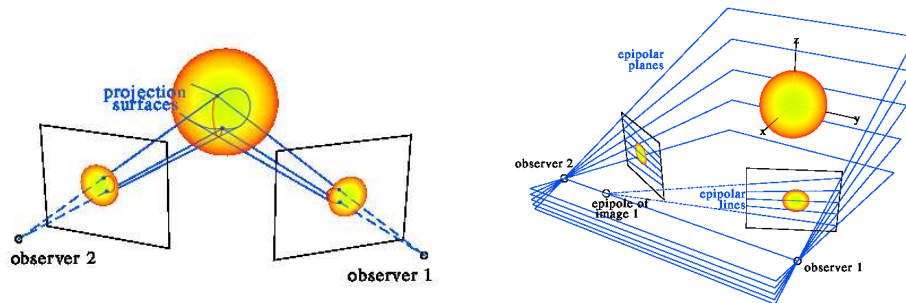


Figure 2. *Left:* Two 2D images of a coronal loop (red curvilinear structures in the images) allow, in principle, reconstruction of the 3D shape of the loop (red curve in anchored to the Sun). *Right:* Sketch of the epipolar geometry used for stereoscopic analysis of the image pair. Both sketches reproduced from Inhester (2006).

With both approaches, stereoscopy proceeds in the following three basic steps (Inhester 2006; Aschwanden 2011): 1) the image pair is co-aligned into the so called *epipolar* coordinate system (right panel in Fig. 2), 2) the target structures must be identified as curvilinear EUV features in both images and the *correspondence* between features in both images must be established, i.e. one must identify which pair of features in images *A* and *B* correspond to the same loop structure in the corona, and 3) for each target loop, each point along the loop geometry must be triangulated to find its 3D location in the corona. The second step is the most challenging one of the technique, as the corona is optically thin and identification of EUV features of loops may not be at all trivial, and the determination of correspondence may become ambiguous, especially for complex nested loops in ARs. For thorough discussions on these issues, uncertainty quantification, etc., we refer the reader to the works by Inhester (2006) and Aschwanden (2011), and references therein.

The first RSS reconstruction of the geometry of coronal loops was performed by Berton & Sakurai (1985) using EUV images of the Skylab mission. About a decade later, the EIT instrument became operational, with a much higher spatial resolution, and the first RSS study of coronal loops based on it was performed by Aschwanden et al. (1999, 2000). By carefully estimating background/foreground contamination, analyzing the EUV profiles *across* curvilinear EUV features of coronal loops, the authors were able for the first time to isolate the emission of reconstructed loops in all three bands of EIT, and used this information to constrain a parametrized model of the DEM along the loop. This was possible thanks to the improvement in spatial resolution brought in by EIT. With the birth of the STEREO mission TSS became possible in a routinely fashion, and first reconstructions of the 3D geometry of coronal loops were performed by Feng et al. (2007) and Aschwanden et al. (2008). The twin EUVI instruments allowed, for the first time, rigorous cross validation of background/foreground subtraction of the EUV emission from reconstructed coronal loops, and hence allowed a more reliable estimation of the DEM along the loops, as firstly published by Aschwanden et al. (2008). Being simultaneous image pairs, EUVI based stereoscopy allowed for the first time 3D study of rapidly evolving coronal loops, both in terms of their geometry and thermodynamical properties. EUVI based stereoscopic studies of dynamic loops are reviewed by Aschwanden (2011).

As already mentioned, identification of the EUV features in the image pair, and establishment of their correspondence, is usually affected by ambiguity issues. Wiegmann & Inhester (2006) proposed for the first time the use of magnetic models based on magnetograms of the region under study to resolve such ambiguities. The basic idea is that for every possible pair of corresponding features, a global distance measure to any given line in the model is quantified. Pairs of features that achieve a global minimum of such a measure to a given model magnetic field line are then identified as corresponding pairs, and that field line is identified as the best proxy of the model for the real field line that is stereoscopically reconstructed from the pair of features. The technique, dubbed *magnetic stereoscopy* (MS), was applied by the authors to synthetic images generated from an underlying coronal synthetic model. Feng et al. (2007) applied MS to real data for the first time, performing RSS based on TRACE images.

The 3D geometry of reconstructed coronal loops can be used to validate coronal magnetic models. To that end, a convenient tool is the quantification of the local angular misalignment between the direction of the magnetic field determined by stereoscopic reconstruction and that of the model, at every position along the loops. Sandman et al. (2009) measured the misalignment of a potential field source surface (PFSS) model along several tens of reconstructed loops of an AR. They found the statistical median misalignment to be $\sim 30^\circ$, with a standard deviation of $\sim 10^\circ$. A similar approach was applied in a though study by De Rosa et al. (2009), who used a variety of non-linear force-free (NLFF) models to model stereoscopically reconstructed loops of another AR (Figure 3). Interestingly enough, De Rosas’s study revealed a similar statistics for the misalignment. This may seem surprising, as NLFF models have the double advantage, over the PFSS ones, of having less restrictive assumptions and possessing free (α) parameters. In this context, the similar misalignment found between the models, either PFSS or NLFF, and stereoscopic reconstructions, is an indication of the break up of the assumptions of both type of models at the photospheric layers, where the magnetograms actually measure the magnetic field.

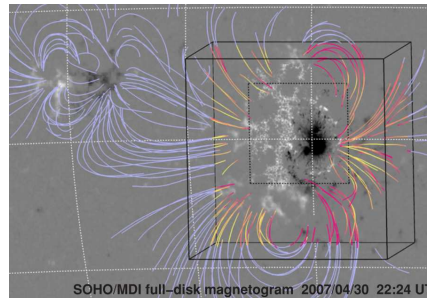


Figure 3. Stereoscopically reconstructed loops (blue curves) from an AR. Within the squared box, a subregion where a NLFF model was computed, the color scale along the loops indicates the misalignment of the model with the reconstructed loops. From yellow to red the local misalignment ranges from 5 to 45° . Reproduced from De Rosa et al. (2009).

Motivated by this ill-conditioning of coronal magnetic extrapolations with photospheric magnetograms, recent efforts have been directed towards the use of stereoscopically reconstructed loops as constraints for *parametric models* of the coronal magnetic field. The idea was originally proposed by Aschwanden & Sandman (2010), who modeled the magnetogram of an AR with $\sim 10^2$ buried (sub-photospheric) unipolar magnetic charges. The free parameters of the charges are initially set to better adjust the magnetogram, and subsequently further adjusted to minimize the global misalignment with the stereoscopic loops. Later on, Sandman & Aschwanden (2011) applied the same idea using a distribution of buried dipoles. Both works were able to reduce the misalignment by a factor of ~ 2 compared to non-parametric PFSS and NLFF models. In the latest effort in this direction, Aschwanden et al. (2012) produced a NLFF parametric model of the coronal field, by adding a parametric azimuthal component to the buried-charges model. They applied the approach to hundreds of reconstructed loops in several ARs, and were able to systematically further reduce the misalignment when compared to the previous parametric models.

As the STEREO spacecraft achieved full opposition (angular separation of 180°) on February 6th 2011, the archive data of the mission allows the TSS analysis of ARs for all possible stereoscopic angles. Aschwanden et al. (2012) analyzed a number of ARs observed by STEREO, using separation angles of 5, 45, 90, 135, and 180° . Combining the analysis of the stereoscopic uncertainty for the different separations, the orbit information of the STEREO mission, and the predicted evolution of the solar cycle, Aschwanden et al. (2012) anticipate that the most fruitful future periods for STEREO based TSS analysis will be 2014, 2016-2017, and 2021-2023. As mentioned before, the actual identification of loop features in EUV images is in itself a subtle task. Recently, Aschwanden et al. (2013) have developed a code for automated curvilinear feature recognition in EUV solar images, and successfully applied it to AIA images. Advances in this direction, as well as in correspondence determination, will greatly benefit the future stereoscopic analysis, as they will be performed in a much more automated fashion.

3. EUV Tomography (DEMT)

DEMT makes use of time series of full-sun EUV coronal images, covering a full solar rotation, to invert for the 3D distribution of the FBE, for all EUV bands independently. The number of bands ranges between 3 (for the EIT and EUVI instruments) and 6 (for the AIA instrument). At each coronal tomographic computational cell, the LDEM that best reproduces the FBE in all bands is then found. As the number of bands is small, the LDEM is parametrized, and the optimal values for the parameters is found at each coronal location. The temperature range to which DEMT analysis is sensitive depends on the instrumental suite being used. For EIT, EUVI, and the 3 lower temperature bands of AIA, the range is about 0.5 to 3.5 MK. In the case of AIA, this range is expanded (up to ~ 5 MK when adding extra bands (Nuevo et al., 2014, this same volume). A thorough technical explanation of all aspects of DEMT can be found in Frazin et al. (2009), and discussions on the uncertainty determination can be found in Vásquez et al. (2009, 2010, 2011).

Applications of DEMT have included the observational study of coronal structures, the use of tomographic results to validate coronal models, and its combination with magnetic extrapolations. Figure 4 shows an example of a tomographic density Carrington map at a sample height of the tomographic grid, and examples of LDEM functions obtained at specific points indicated in the map (Frazin et al. 2009).

The first published observational effort based on EUV tomography is a study of coronal prominence cavities by Vásquez et al. (2009). They applied DEMT to EUVI data of CR -2069, and were able to observationally study stable coronal cavities in 3D for the first time. Their study measured the density and temperature contrast between the plasmas in the cavity and in the surrounding helmet streamer. As it is characteristic of tomography, their study did not require any ad-hoc modeling, needed in forward modeling approaches (Kucera et al. 2012).

The tomographic technique can currently only be applied from a single or dual point-of-view. With such limited simultaneous information the temporal

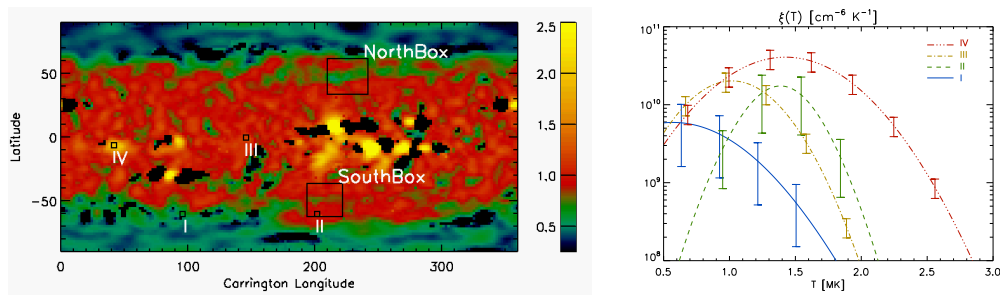


Figure 4. *Left:* Carrington map of the tomographic electron density N_e in units of 10^8cm^{-3} , at a height $1.075 R_\odot$. *Right:* Tomographically determined DEM curves for regions I, II, III and IV indicated in the left panel. Both figures reproduced from Frazin et al. (2009).

resolution of the technique is of the order of half solar rotation (or about two weeks). Of course, this is the most important limitation of the technique, which is then suitable for studying structures that are stable during their observed transit. Tomography works best at solar minimum, when stable regions such as coronal holes and the so-called quiet Sun dominate the corona. EUV tomography studies of the last solar minimum have been published by Vázquez et al. (2010) and Vázquez et al. (2011). In these works the large scale 3D thermodynamical structure of the solar minimum corona is analyzed, and discussed in relation to the fast and slow components of the solar wind. These works also showed the consistency between the tomographic studies and non-tomographic studies of the same periods, that account projection effects through forward modeling.

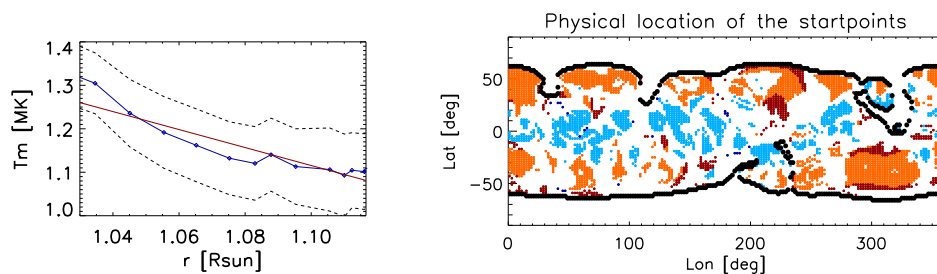


Figure 5. *Left:* The diamonds show the mean electron temperature of the tomographic LDEM as a function of height at grid points along a specific magnetic field line of a PFSS model, with the dashed curves showing the tomographic uncertainty. Private communication from Zhenguang Huang, see also Huang et al. (2012). *Right:* Carrington map of CR-2077, indicating the location of loops with negative (down) and positive (up) temperature gradient with height, in blue and red, respectively. From Nuevo et al. (2013).

More recently, DEMT has been combined with global PFSS magnetic extrapolations of the solar corona, an approach dubbed *Michigan Loop Diagnostic Technique* (MLDT). By tracing the DEMT results along the field lines of a corresponding PFSS model, MLDT allows, for the first time, studying the thermodynamical properties of magnetic field lines in the quiet corona, in a sta-

tistical fashion. Huang et al. (2012) applied MLDT to CR-2077, during the last minimum, and discovered for the first time the presence of magnetic structures along which the electron temperature decreases with height (left panel in Fig. 5). These structures, dubbed "down loops", appeared to be dominant in the latitude range $\pm 30^\circ$ in this period of low activity (right panel in Fig. 5).

Nuevo et al. (2013) extended the same type of study to a dozen CRs ranging from CR-2065 to CR-2106, in order to sample the minimum, the preceding phase of decreasing activity, and the following phase of rising activity. Their study revealed a clear anti-correlation between global activity and the number of down loops present in the corona (Fig. 6). The fact that down loops are a characteristic of deep minimum at low latitudes, while they are much less present away from the minimum, supports the idea of heating mechanisms being modulated by the evolving coronal magnetic field. The authors analyzed the 3D distribution of the plasma β of the corona based on the MLDT model. They found that down and up loops are characterized $\beta \approx 1$ and $\beta < 1$, respectively, and proposed an interpretation of their results in terms of Alfvén wave damping. Motivated by those results, modeling efforts using state-of-the-art 3D MHD coronal models have been carried on to simulate down and up loops (Huang et al., 2014, ApJ in preparation).

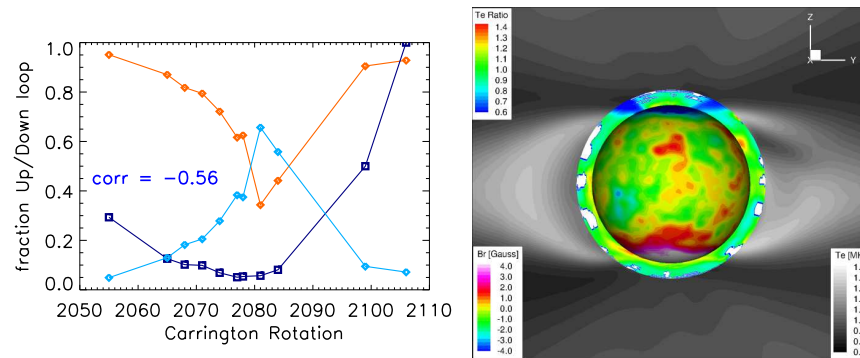


Figure 6. *Left:* Evolution of the fraction of down (up) loops indicated as light-blue (red) diamonds, and the sunspot monthly number divided by 32.1 (dark-blue squares), adapted from Nuevo et al. (2013). The correlation ρ between the fraction of down loops and the sunspot number is indicated. *Right:* Tomographic validation of the electron temperature of a 2-temperature MHD model of the solar corona. The color ring covering the height range 1.0 to 1.25 R_\odot shows, in a sample meridional cut of the corona, the ratio of the electron temperature of the MHD model and the tomographic reconstruction. Reproduced from Jin et al. (2012).

EUV tomographic reconstructions are also being used to constrain MHD models for space weather forecasting (van der Holst et al. 2010), as well as to validate MHD coronal and solar wind models that include Alfvén wave dissipation (Jin et al. 2012; Evans et al. 2012), see for example right panel in Figure 6.

The latest advances on DEMT concern the extension of the LDEM inversion to deal with more than three coronal channels, as provided by the AIA instrument. The problem of inverting the LDEM out of a limited number of bands is of course one of under determined nature. Current efforts are being

developed to explore different types of LDEM parametric models and be able to draw unique conclusions in terms of the lowest order moments of the models (Nuevo et al., 2014, this same volume; Nuevo et al., 2014, ApJ in preparation).

4. Concluding Remarks

EUV stereoscopy and tomography are complementary techniques, aiming to study the corona at different spatial and temporal scales. We highlight in a comparative fashion their main characteristics:

- EUV Stereoscopy:
 - Its central aim is to reconstruct the 3D geometry of the coronal magnetic field in active regions.
 - Its temporal resolution is of the order of the time shift between the pair of images being used. In the case of images provided by the STEREO mission this time is only a few seconds.
 - Its spatial resolution depends of the orientation of the reconstructed segment of the loop. The maximum resolution achievable is of the order of a few pixels of the image, or about $1 \rightarrow 10 \times 10^{-3} R_{\odot}$ for the different EUV space telescopes detailed in the introduction.
 - The identification of individual loop structures, as well as the determination of correspondence in image pairs are subtle tasks, not fully automated yet.
 - The measure of the DEM in a given point of any given loop requires a careful subtraction of background/foreground contamination. The STEREO nearly-simultaneous image pairs provide for the first time a mean to cross validate results.
 - Its implementation may require ad-hoc modeling.
- EUV Tomography:
 - Its central aim is to reconstruct the 3D distribution of the coronal DEM, and its lowest moments $\langle N_e^2 \rangle$ y $\langle T_e \rangle$.
 - Its temporal resolution is currently limited to the transit time of coronal features, or about half solar rotational time (~ 14 days).
 - Its spatial resolution depends on the grid size, which in turn is constrained by the cadence of the image series. Typically, one image every 6 hrs is used, a time over which the Sun rotates about 3.3° . The typical tomographic cell size is 2° in both angular directions and $10^{-2} R_{\odot}$ in the radial direction.
 - The image processing, tomographic inversion, and DEM determination, are fully automated tasks.
 - Its implementation does not require any ad-hoc modeling.
 - Finite FOV and finite computational grid effects, issues of relevance in white light tomography, are not important for EUV tomography.

EUV stereoscopy is a powerful tool to advance the development of realistic coronal magnetic models, our understanding of the complex photospheric-coronal transition of magnetic flux, and the modeling dynamic loops in active regions. EUV tomography is the only technique available to provide global constraints and validation to large scale MHD modeling of the corona and the solar wind. As such it plays a potentially important role in the development of global coronal models.

Both techniques will surely see continued application, but will also go through further technical development. A major advance that should be expected in EUV stereoscopy lies in the improvement of automated algorithms for both feature recognition and correspondence determination. EUV tomography will be expanded to the use of a greater number of corona bands (AIA/SDO) and more flexible DEM models. Hopefully, EUV tomography will someday be applied to spectral images (of the type provided by the EIS instrument), covering the full Sun with a reasonable cadence (one image every 6 hours could be enough). It would be highly desirable that such an instrument will be operational during the next solar minimum period, when single point-of-view tomography is most fruitful.

Acknowledgments. The author thanks Prof. Markus J. Aschwanden and Dr. Richard A. Frazin for their advice and collaboration, and Dr. Bernd Inhester for providing the sketches shown in Figure 2.

References

- Aschwanden M. J., 2011, *Living Reviews in Solar Physics*, 8, 5
 Aschwanden M. J., et al., 2013, *Solar Phys.*, 283, 5
 Aschwanden M. J., et al., 1999, *ApJ*, 515, 842
 Aschwanden M. J., et al., 2008, *ApJ*, 680, 1477
 Aschwanden M. J., Sandman A. W., 2010, *AJ*, 140, 723
 Aschwanden M. J., et al., 2012, *ApJ*, 756, 124
 Aschwanden M. J., et al., 2012, *Solar Phys.*, 281, 101
 Aschwanden M. J., et al., 2008, *ApJ*, 679, 827
 Berton R., Sakurai T., 1985, *Solar Phys.*, 96, 93
 De Rosa M. L., et al., 2009, *ApJ*, 696, 1780
 Evans R. M., et al., 2012, *ApJ*, 756, 155
 Feng L., et al., 2007, *ApJ*, 671, L205
 Frazin R. A., Vásquez A. M., Kamalabadi F., 2009, *ApJ*, 701, 547
 Huang Z., et al., 2012, *ApJ*, 755, 86
 Inhester B., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
 Jin M., et al., 2012, *ApJ*, 745, 6
 Kucera T. A., et al., 2012, *ApJ*, 757, 73
 Nuevo F. A., et al., 2013, *ApJ*, 773, 9
 Priest E., 2014, *Magnetohydrodynamics of the sun*; 2nd ed. Cambridge University Press
 Sandman A. W., Aschwanden M. J., 2011, *Solar Phys.*, 270, 503
 Sandman A. W., et al., 2009, *Solar Phys.*, 259, 1
 van der Holst B., et al., 2010, *ApJ*, 725, 1373
 Vásquez A. M., Frazin R. A., Kamalabadi F., 2009, *Solar Phys.*, 256, 73
 Vásquez A. M., Frazin R. A., Manchester IV W. B., 2010, *ApJ*, 715, 1352
 Vásquez A. M., et al., 2011, *Solar Phys.*, 274, 259
 Wiegmann T., Inhester B., 2006, *Solar Phys.*, 236, 25

PRESENTACION MURAL

Traceback of intermittent structures in the solar wind

M. S. Nakwacki^{1,2}, M. E. Ruiz^{1,2}, F. A. Nuevo^{1,2}, C. H. Mandrini^{1,2} & S. Dasso^{1,2}

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

(2) *Departamento de Física, FCEyN, UBA, Argentina*

Abstract. The intermittent structures identified in the solar wind (SW) are a key observable to study the nature of magnetohydrodynamic (MHD) turbulence in systems with low dissipation rate, and can be characterized by computing the degree of phase correlation of the magnetic field. Such indicator is, commonly, studied near the Earth using *in situ* observations, while the solar wind sources remain unknown. In this work, we analyse *in situ* observations of magnetic field intensity from the Advanced Composition Explorer (ACE) spacecraft, located near 1 AU from the Sun, and synoptic charts provided by the Wilcox Observatory. We complement our study computing Potential Field Source Surface (PFSS) models taking as boundary conditions synoptic maps from the Michelson Doppler Imager (MDI) onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). We identify one intermittent period by computing the phase coherence index. For these SW observations, we attempt to find the corresponding solar source identifying a particular pattern of the coronal magnetic field at the source surface, located at $2.5 R_{\odot}$ at the time the SW would have left the Sun considering its speed at 1 AU to be constant. To ascertain that this magnetic pattern plays a significant role as source of SW intermittence, more examples should be analyzed.

Resumen. Las estructuras intermitentes identificadas en el viento solar (VS) son un observable clave para estudiar la naturaleza de la turbulencia magnetohidrodinámica en sistemas de baja disipación, y pueden ser caracterizadas calculando el grado de correlación de fase del campo magnético. Tal indicador es, comúnmente, estudiado cerca de la Tierra usando observaciones *in situ*, mientras que las fuentes solares son desconocidas. En este trabajo usamos observaciones *in situ* de la intensidad del campo magnético provistas por la sonda Advanced Composition Explorer (ACE), ubicada a 1 UA del Sol, y mapas sinópticos provistos por el Observatorio Wilcox. Complementamos nuestro estudio con modelos Potential Field Source Surface (PFSS) que usan como condición de contorno mapas del Michelson Doppler Imager (MDI) a bordo del Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). Identificamos un período intermitente calculando el índice de coherencia de fase. Para estas observaciones del VS, intentamos encontrar su origen solar correspondiente identificando un patrón particular del campo magnético coronal en la superficie fuente, ubicada a $2.5 R_{\odot}$

R_{\odot} en el tiempo en el cual el VS debería haber dejado el Sol considerando que su velocidad a 1 UA es constante. Para establecer que este patrón magnético juega un rol significativo como fuente de la intermitencia del VS, se deberían analizar más ejemplos.

1. Introduction

The solar wind (SW) turbulence presents fluctuations in different spatial scales leading to intermittence phenomena (Chian & Miranda 2009). Such multi-scale phenomena correspond to localized regions of plasma with phase synchronization giving place to the presence of phase-coherent intermittent structures which dominate fluctuations at small scales and show departures from Gaussianity (Chian & Miranda 2009). In these coherent regions, the phase synchronization can be characterized by a local phase coherence index at 1 AU; however, the sources of such intermittence, either solar or interplanetary, remain unknown. In particular, outward traveling waves are generated at the Sun with a spectrum related to the turbulent processes in the solar atmosphere, instabilities at velocity shears give a local contribution of waves with inward and outward propagation, while nonlinear interactions between the two kinds of waves lead to an energy cascade and to a Kolmogorov spectrum (Chapman et al. 2008). Moreover, along a solar cycle, there are changes in the location and size of coronal holes (considered as sources of the SW) and in the shape of the interplanetary current sheet. The solar activity affects the global SW dynamics and leads to the appearance of transient events contributing to the SW turbulence.

In this work, we study the intermittent SW fluctuations and search their solar source near a solar maximum. We aim at determining the relation between intermittent features of the SW at 1 AU with particular global solar characteristics.

2. Observations and analysis of the SW at 1 AU and solar sources

We study magnetic field intensity ($B = |\vec{B}|$) observations from ACE spacecraft obtained at the time of one of the two peaks of the maximum of Solar Cycle 23: March 17, 2000. For these observations, we characterize the spatial compressible fluctuation of B by computing the structure function of 1st order $S(\tau) = \sum_{i=1}^n |B_{i+\tau} - B_i|$ for each temporal scale, τ , and over the n elements of the data series. In this case, we considered the 24hs of March 17, 2000. This procedure allows us to quantify the degree of phase synchronization from $S(\tau)$ using the phase coherence index C_{ϕ} . This index is defined as $C_{\phi}(\tau) = \frac{S_{prs}(\tau) - S_{org}(\tau)}{S_{prs}(\tau) - S_{pcs}(\tau)}$, where *org*, *prs*, and *pcs* stand for the original data series, random phase series, and constant phase series respectively; each of them obtained from the original (Chian & Miranda 2009; Nakwacki et al. 2014).

In order to search the solar sources of the SW, we compute an estimation of the launch time as $T = 1AU/V_{sw}$, where V_{sw} is the mean SW speed during the day of observation. Thus, we can define a possible temporal window for the SW origin. Taking into account this temporal range, we identify on synoptic charts from the Wilcox Solar Observatory (Carrington rotation (CR) 1960) the probable source region on the Sun. In particular, this CR presents a two-sector

pattern (Hoeksema et al. 1983) with a close configuration of the heliospheric current sheet during the estimated T . Using synoptic maps from MDI, which have a higher spatial resolution than the Wilcox ones, we constructed a PFSS model to obtain the magnetic field configuration at $2.5 R_{\odot}$ (Tóth et al. 2011).

3. Results

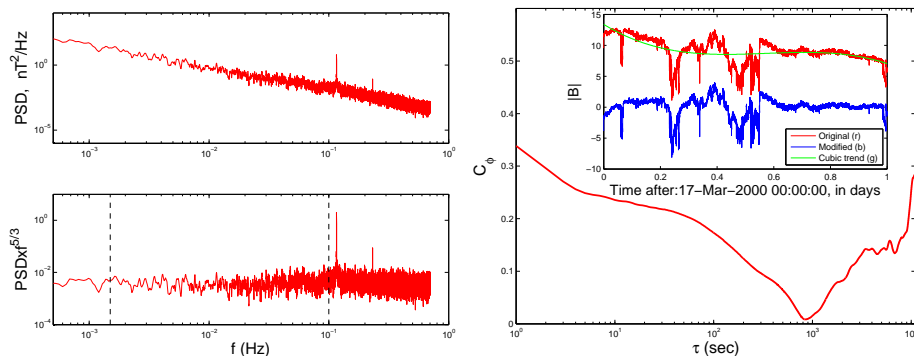


Figure 1. The left panels show the magnetic field spectrum (the lower one is multiplied by $5/3$ for comparison with the Kolmogorov spectrum), and the right panel shows $C_{\phi}(\tau)$, with an inset of $|\vec{B}|$ (red color corresponds to the original data, while blue corresponds to the data without the cubic trend). Colors mentioned in the figures can be seen in the electronic version.

The inset of the right panel of Fig. 1 shows sporadic bursts of large-amplitude spikes typical of intermittence after March 17, 2000, lasting less than 6 hr. The left panels suggest the presence of a subrange where fluctuations follow the Kolmogorov spectrum and the right main panel shows coherence ($C_{\phi}(\tau) \sim 0.5$) at lower temporal scales and a tendency toward Gaussianity as the scale increases ($C_{\phi}(\tau) \rightarrow 0$). The lower left panel of Fig. 2 shows the source surface field located at $2.5 R_{\odot}$. The black line indicates the position of the interplanetary current sheet, the blue lines indicate positive polarity, while the red lines indicate negative polarity. This source surface field presents a two-sector pattern structure which is typical during solar maximum. The V_{sw} at 1 AU is ~ 350 km/s, thus T is close to March 12, 2000. From this day up to March 14, 2000, a particular pattern of the current sheet can be observed in Wilcox synoptic charts.

The right panel of Fig. 2 shows the PFSS model obtained from MDI synoptic observations. The structure identified in grey in the lower left panel of Fig. 2 is shown facing Earth associated to open magnetic field lines anchored in negative magnetic field lines in the close neighborhood of the preceding negative polarity of an active region (AR) in the southern solar hemisphere. This is consistent with the negative sign of \vec{B} observed at 1 AU (sign of B_x in Geocentric Solar Ecliptic coordinates, not shown here.). The closed structure of the neutral current sheet, seen projected on the photospheric field in Wilcox synoptic map, corresponds to the top of the large scale closed loops anchored in the strong AR negative field, on one side, and the surrounding positive polarities, on the other side.

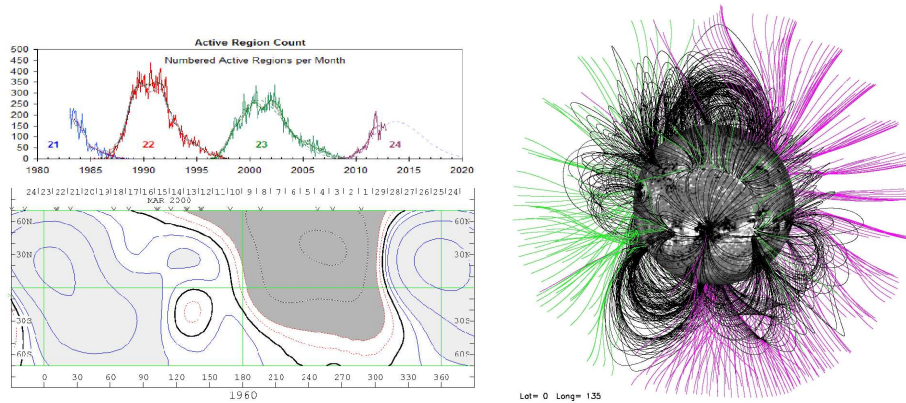


Figure 2. The upper left panel shows the peak of Solar Cycle 23 maximum, and the lower panel shows Wilcox PFSS model at $2.5 R_{\odot}$. The right panel corresponds to the PFSS model computed using MDI synoptic observations with the closed structure between March 12-14 (lower left panel) facing Earth. Red (green) lines show lines anchored in negative (positive) field regions.

4. Discussion, preliminary results and future work

We study compressible fluctuations of the solar wind during one peak of Solar Cycle 23 maximum. We apply numerical tools to analyze the intermittence of *in situ* observations at 1 AU on the ecliptic plane and we track back the possible solar source of the interplanetary observations. From this analysis, we have found that the interplanetary observations present phase coherence at the smallest scales which is consistent with intermittent structures in the turbulent solar wind. In this case, we have identified a particular configuration of the neutral current sheet in the Wilcox synoptic charts consistent with the launch time of the interplanetary observations. This pattern has been also obtained with a PFSS model at $2.5 R_{\odot}$ using MDI observations. The polarity of the open field in the neighborhood of an AR identified with the PFSS model is in agreement with the sign of the magnetic field observed at 1 AU.

We propose that the particular pattern of the neutral current sheet contributes to the solar wind turbulence enhancing coherent nonlinear wave-wave interactions, due to magnetic field reconnection. However, more cases should be analyzed.

Acknowledgments. We acknowledge NASA's Space Physics Data Facility, and Community Coordinated Modeling Center. We acknowledge support from grants: UBACyT 20020120100220, and CONICET PIPs 2009/0766. We thank the referee for providing useful comments.

Referencias

- Chapman S. C., Hnat B., Kiyani K., 2008, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 15, 445
 Chian A. C.-L., Miranda R. A., 2009, *Annales Geophysicae*, 27, 1789
 Hoeksema J., Wilcox J., Scherrer P., 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 9910
 Nakwacki M. S., Ruiz M. E., Dasso S., 2014, *IAU Symposium*, 300, 485
 Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, *ApJ*, 732, 102

PRESENTACION MURAL

Incertidumbre en los valores de la fuerza de oscilador de las líneas espectrales y su influencia en el cálculo de abundancias

P.E. Marchiano¹, H. O. Di Rocco^{2,3} y A. Cruzado^{1,4}

(1) *Fac. de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAGLP-UNLP)*

(2) *Instituto de Física de Arroyo Seco (IFAS-UNICEN). Tandil, Prov. de Bs. As.*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)*

(4) *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP)*

Abstract. In this paper, we compare oscillator strengths (gf) values from Xe II lines theoretically obtained with gf values obtained via experimentation. We put forward a working hypothesis aimed at reaching the best possible agreement, and applying it to the study of abundances of other elements in the atmospheres of chemically peculiar stars.

Resumen. En el presente trabajo comparamos valores de la fuerza de oscilador (gf) correspondientes a líneas de Xe II obtenidos teóricamente con valores de gf obtenidos experimentalmente. Presentamos una hipótesis de trabajo con el objetivo de obtener el mejor acuerdo posible y eventualmente aplicarla al estudio de abundancias de otros elementos presentes en las atmósferas de estrellas químicamente peculiares.

1. Introducción

El cálculo de abundancias químicas es de crucial importancia en el estudio de estrellas químicamente peculiares (Am, Ap, HgMn, He-weak, He-strong, λ Bootis). El procedimiento utilizado para el cálculo se basa en el concepto de curva de crecimiento y requiere el conocimiento de diversos parámetros, entre ellos la fuerza de oscilador gf de las líneas espectrales consideradas. El objetivo, a mediano y largo plazo, de este trabajo es *i*) estimar los errores cometidos en el cálculo de las abundancias químicas estelares, debido a la incertidumbre en los valores de gf de las líneas espectrales usados en los cálculos, *ii*) obtener teórica y/o experimentalmente valores de gf para aquellos elementos para los cuales no hay datos publicados o involucran un gran error.

Nos enfocamos en líneas que en las estrellas químicamente peculiares se observan con abundancias anómalas con respecto a las estrellas normales. Basándonos en valores de gf calculados teóricamente por nosotros, y valores experimentales extraídos de la literatura para el Xe II, obtuvimos resultados preliminares que mostramos en esta presentación.

2. Errores en las abundancias químicas obtenidas a partir del análisis del curvas de crecimiento

Graficando el ancho equivalente W de una línea de absorción como una función de la profundidad óptica de la línea, se tiene lo que se conoce como una curva de crecimiento. La profundidad óptica depende directamente del número de absorbedores, que a su vez depende de las condiciones físicas en la región de formación de la línea y de la abundancia A del elemento. Aunque no existe una expresión analítica que represente W como una función de A , teniendo en cuenta un modelo simple, W puede escribirse como una función de A para cada una de las tres zonas que pueden ser identificados en una curva de crecimiento (Mihalas 1978, parte lineal, correspondiente al desarrollo del núcleo de la línea por ensanchamiento Doppler térmico, la parte plana, que corresponde a la saturación de la línea, y la parte amortiguada, correspondiente al desarrollo de las alas de la línea por colisiones).

Las derivadas de esas expresiones aproximadas que representan W como una función de A , muestran explícitamente que un porcentaje X de error en gf implica un porcentaje X de error en W en la parte lineal de la curva, $\frac{X}{2\ln\beta_0}$ en la parte plana, y $\frac{X}{2}$ en la parte amortiguada, siendo β_0 el cociente entre el coeficiente de absorción en el centro de la línea y la opacidad del continuo adyacente. En qué porción de la curva de crecimiento se ubique una determinada línea dependerá de los parámetros atómicos de la línea y de las condiciones físicas del medio.

Todo esto debe ser tenido en cuenta y analizado al momento de calcular abundancias químicas a partir del estudio de curvas de crecimiento, siempre que consideremos que la incerteza en los valores de gf es la única fuente de error en el cálculo de abundancias.

3. Errores en los valores de la fuerza de oscilador gf

En este trabajo comparamos valores de gf correspondientes a líneas de Xe II obtenidos teóricamente con valores de gf obtenidos experimentalmente.

Los valores empíricos considerados son aquellos valores de gf de líneas de Xe II obtenidos por Yuce et al. (2011) mediante el ajuste de espectros de estrellas superabundantes en xenón observadas en alta resolución a espectros sintéticos (valores astrofísicos de gf).

Los valores teóricos de gf son obtenidos utilizando el método Hartree-Fock (HF) y la aproximación de ajuste por mínimos cuadrados (LSF), tal como se describe en Cowan (1981). Los parámetros LSF que utilizamos para hacer el ajuste son la energía media de la configuración, las integrales de Slater y las integrales spin-órbita, todos los cuales fueron extraídos del artículo de Hansen & Persson (1987).

De la Figura 1 se desprende que los valores gf teóricamente obtenidos son, en promedio, 1.5 veces más grandes que los que Yuce et al. (2011) han obtenidos a partir de los espectros estelares. El desfase entre los valores teóricos de gf obtenidos por nosotros y los experimentales astrofísicos obtenidos por Yuce et al. (2011), podría ser corregido mediante el ajuste de las integrales radiales que intervienen en el cálculo. Estas integrales radiales deben ajustarse para cada

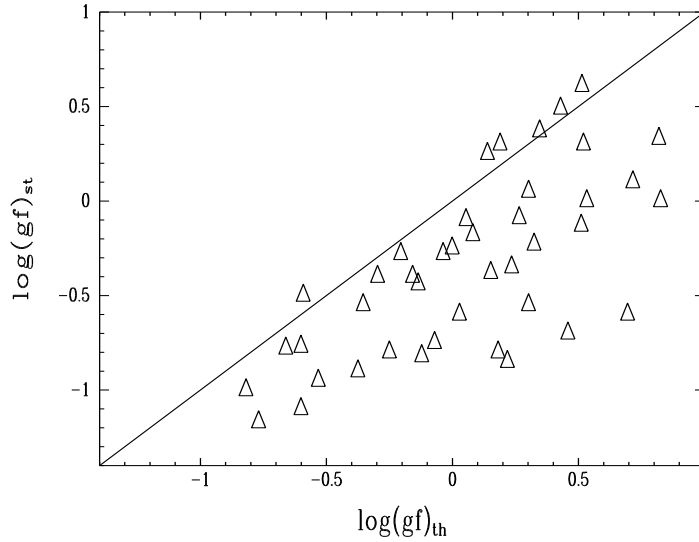


Figura 1. Valores astrofísicos de gf en función de los calculados teóricamente para líneas de Xe II

par de configuraciones atómicas con el fin de lograr el mejor ajuste posible para todas las líneas derivadas del par.

4. Conclusiones

A partir de nuestros resultados preliminares, podemos concluir que los valores de gf obtenidos con el método Hartree-Fock y aplicando luego la aproximación de ajuste por mínimos cuadrados, utilizando para ello los parámetros de ajuste dados por Hansen & Persson (1987) y las integrales radiales obtenidas por nosotros al hacer nuestro ajuste, darán valores de gf de las líneas del Xe II en el mejor acuerdo posible con los valores astrofísicos. Esto implicará luego el mínimo error en el cálculo de la abundancia del elemento.

Referencias

- Cowan R. D., 1981, University of California press, Berkeley, Los Angeles
 Hansen J. E., Persson W., 1987, Phys. Scr., 36, 602
 Mihalas D., 1978, W. H. Freeman & Co., San Fransisco, Second Edition.
 Yuce K., Castelli F., Hubrig S., 2011, A&A, 528, A37

PRESENTACION MURAL

Evolución de una protuberancia observada por el HASTA

M.L. Luoni¹ & C. Francile²

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA,*
Buenos Aires, Argentina

(2) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, Universidad Nacional de*
San Juan

Abstract. Prominence eruptions are one of the most spectacular manifestations of solar activity, in addition to flares and coronal mass ejections. Both filaments and prominences are chromospheric material suspended in the corona by the magnetic field. Hence their importance as tracers of field ejections. Some parts of their magnetic structure are not well understood, especially with regard to the loss of stability. On 06 December 2010 the H-Alpha Telescope for Argentina (HASTA) observed a prominence in the eastern solar limb including when part of it was ejected. In this paper the evolution of the filament is analyzed, its structure before and after the eruption, determining parameters that characterize it from HASTA data.

Resumen. Las eyecciones de protuberancias son una de las manifestaciones más espectaculares de la actividad solar, además de las fulguraciones y las eyecciones coronales de masa. Tanto los filamentos como las protuberancias son material cromosférico suspendido en la corona por el campo magnético. De aquí su importancia como trazadores de campos eyectivos. Algunas partes de su estructura magnética no son bien entendidas, especialmente en lo referente a la pérdida de estabilidad. El 06 de Diciembre de 2010 el “*H-Alpha Telescope for Argentina*” (HASTA) observó una protuberancia en el limbo este solar incluyendo el momento en que parte de ella era eyectada.

En este trabajo se analiza la evolución de la protuberancia, su estructura antes y después de la eyección, determinando parámetros que la caracterizan a partir de datos provenientes del HASTA.

1. Introducción

Los filamentos solares son estructuras densas ($10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), frías ($T \sim 10^6 \text{ K}$) de plasma suspendidas en la corona solar caliente, que se observan sobre el disco solar. Las protuberancias son las mismas estructuras observadas sobre el fondo del cielo. El campo magnético coronal es la clave para la existencia de estos filamentos solares ya que los sostienen contra la gravedad y aíslan del material frío de una corona caliente circundante. Además, juega un rol fundamental en su formación, estabilidad y eyección. Los filamentos pueden permanecer quiescentes

sobre el disco solar durante días, mientras que otros pueden exhibir una naturaleza eyectiva que puede deberse a un desbalance entre la presión ascendente y la tensión magnética descendente. El caso de estudio en este trabajo constituyó una eyección parcial seguida de una eyección coronal de masa (ECM). Nuestro propósito es el estudio de la estructura y dinámica del filamento antes y después de la eyección según las observaciones realizadas por el HASTA el 06 de Diciembre de 2010, tanto en el centro de línea como en las alas de $H\alpha$.

2. Evolución magnética fotosférica

El filamento observado por el HASTA el 06 de Diciembre de 2010 yacía en la zona remanente de la región activa (RA) NOAA 11121 (ver Fig. 1, izquierda).

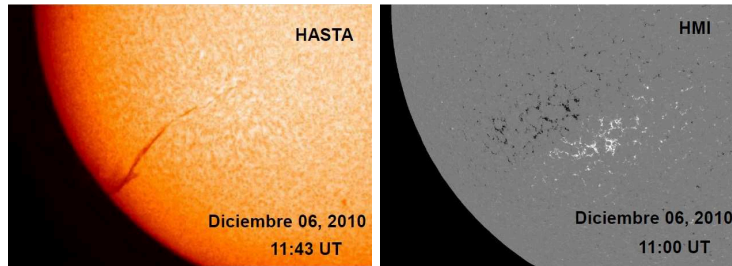


Figura 1. Imagen cromosférica obtenida por el HASTA de las 11:43 UT (izquierda) y magnetograma obtenido por el MDI a las 11:00 UT (derecha)

Esta región fue muy prolifera en fulguraciones, eyecciones de filamentos y ECM. Pese a presentar un campo magnético ya disperso el 06 de Diciembre, no cesó en su actividad cromosférica y coronal. En la rotación previa, durante Noviembre de 2010, la zona era un complejo anidado formado por dos RA: la precedente 11121 y la nueva emergente 11123, ambas ubicadas en el cuadrante izquierdo del hemisferio sur, siendo estudiadas por Mandrini et al. (2013) (en prensa). La RA precedente se había iniciado en el lado oculto del Sol, siendo visible en el disco solar en Julio de 2010 como la RA 11089. Inicialmente se constituye como una región bipolar, a pesar de presentar una emergencia significativa de flujo durante todo su período de vida. Ya en Agosto de 2010, se observa un decaimiento de la RA 11100, pero en setiembre, durante la nueva rotación, reaparece la RA 11106 debido a la emergencia de flujo nuevo. En Octubre, la RA 11112 se observa muy extendida y en fase de decaimiento aunque vuelve a observarse la emergencia de nuevo flujo con polaridad negativa. En Noviembre de 2010, las polaridades principales remanentes aparecen solamente como regiones faculares, llamada RA 11121, acompañadas por la emergencia de un bipolo inverso cuando la RA aparece por el limbo este. Durante esta rotación, una serie de bipolos emergen violentamente dentro de la polaridad siguiente y constituye la RA 11123. Teniendo en cuenta la evolución de la distribución espacial de las polaridades durante la primer rotación de la RA 11123, se infiere que el signo de la helicidad magnética es positiva (presencia de lenguas, Luoni et al. 2011). De igual manera esto se evidencia a partir de la forma de los bipolos emergentes de la rotación durante Octubre y Noviembre del 2010. La misma correspondencia se encuentra con la quiralidad de la parte del filamento que se eyecta el 06 de

Diciembre, y se corrobora con lo publicado por Thompson (2013), aunque dada la fragmentación del filamento también presenta alternancia de signos en la helicidad magnética.

3. Observaciones del HASTA: estudio cinemático del filamento

El HASTA obtiene imágenes en el centro de línea y en las alas ($\pm 0.5\text{\AA}$) de $H\alpha$ (6563\AA) con una cadencia temporal de 2 min y 5 min, respectivamente. El 06 de Diciembre el telescopio inicia la observación del filamento a las 11:43 UT.

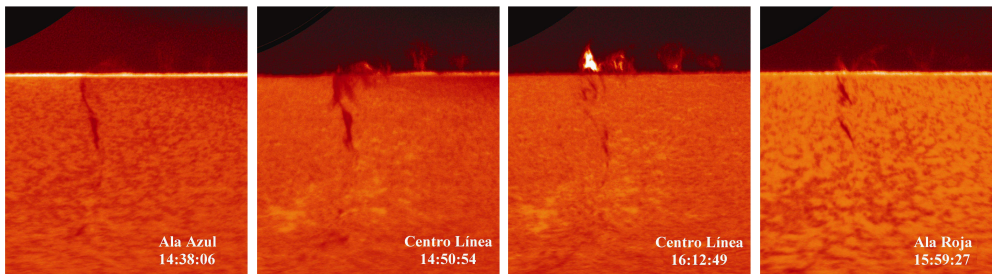


Figura 2. Sectores circulares de imágenes de HASTA en centro de línea y alas, desplegados en coordenadas cartesianas y orientadas con el Norte Heliosférico hacia la derecha, donde se observa la evolución del filamento. El tamaño de las imágenes es de 50° (eje X) y $1 R_\odot$ (eje Y), obtenidas entre 200° y 250° del Norte solar, y $0.25 R_\odot$ y $1.25 R_\odot$, respectivamente.

A fin de estudiar la evolución temporal de esta estructura compleja, tenue y difusa más allá del limbo en las imágenes $H\alpha$, se realizó la transformación de la región del evento de coordenadas polares a coordenadas cartesianas, con el objeto de identificar correctamente las estructuras sobre el disco con aquellas más allá del limbo (ver Fig. 2). Luego se obtuvo el diagrama altura-tiempo (Fig. 3) en las regiones angulares de interés, con el fin de graficar la evolución temporal del evento e identificar la evolución de diferentes estructuras. Por último, se interpolaron curvas cuadráticas sobre el trazo de estas estructuras a fin de obtener los parámetros cinemáticos de las mismas. En la Fig. 3 la curva A representa la eyección primaria del filamento observado en el centro de línea. Las curvas A' y A'' corresponden a otras porciones del filamento de la misma eyección. La curva B corresponde a fragmentos visibles en ala roja (15:59 UT) con mayor velocidad que A. La curva B' parecería ser parte de la eyección B. Las curvas D y D' representan arcos conectados hacia el lado oculto del Sol.

3.1. Cálculo de velocidades

A fin de identificar cuál de la eyecciones detectadas en HASTA se corresponde con la ECM registrada a las 17:24 UT con una velocidad de 538 km seg^{-1} en el Catálogo del “*Solar and Heliospheric Observatory*” (SOHO) LASCO CME, y a las 18:00 UT en el Catálogo CACTus CME con una velocidad de 523 km seg^{-1} , se realizó una extrapolación de la velocidad de la eyección basada en los parámetros cinemáticos obtenidos del diagrama altura-tiempo, a partir de un ajuste cuadrático sobre las curvas. Se consideró un movimiento rectilíneo

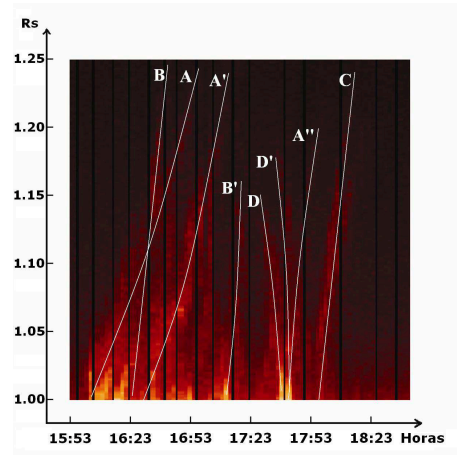


Figura 3. Diagrama de distancia recorrida por el material cromosférico vs. tiempo empleado. Superpuestas, las trazas sobre las estructuras.

uniformemente acelerado donde la velocidad estimada $v(t_1)$ en la hora en que se detecta la ECM (17:24 UT), se calcula como $v(t_1) = v(t_0) + a(t_1 - t_0)$. De esta forma se estimó una velocidad de $707.09 \text{ km seg}^{-1}$ y una aceleración de $0.014 \text{ km seg}^{-2}$ para la curva A, siendo la velocidad en $1.25 R_{\odot}$ de $78.35 \text{ km seg}^{-1}$. Y para la curva B la velocidad fue de $292.23 \text{ km seg}^{-1}$ a la misma hora, y una velocidad de $182.59 \text{ km seg}^{-1}$ en $1.25 R_{\odot}$.

4. Conclusiones

Como se pudo observar, según datos del HASTA, este filamento complejo está compuesto por diferentes segmentos. A través del seguimiento de las observaciones en las alas se pudo identificar y estudiar la evolución de la parte media, y la dinámica del fragmento derecho en dirección Sur. La parte media del filamento estaba ubicada en la RA remanente. Este primer estudio pudo identificar y determinar la ubicación de la primera eyección del 6 de Diciembre de 2010 y se pudo comprobar que concuerda con trabajos previos de Thompson (2013), pudiéndose establecer la velocidad de la ECM en valores cercanos a lo establecido por el Catálogo de SOHO-LASCO. Dado que ya existían trabajos previos en cuanto al filamento, nos pareció sumamente relevante la información en velocidad que se pudo obtener a partir de datos del HASTA, por cuanto estos valores permiten estimar la velocidad y aceleración de la ECM cerca de su origen, en la eyección de la parte media del filamento precisamente, y estos valores no fueron calculados en ningún trabajo a la fecha.

Referencias

- Luoni M.L. et al., 2011, Solar Physics, 270, 45L
Mandrini C. et al., 2013, Solar Physics (en prensa)
Thompson W. T., 2013, Solar Physics, 283, 489-504

PRESENTACION MURAL

Plasma outflows at the border of active regions and the solar wind

F.A. Nuevo^{1,2}, C.H. Mandrini^{1,2}, A.M. Vásquez^{1,2}, P. Déumoulin³, L. Van Driel-Gesztely^{3,4,5}, D. Baker⁴, G.D. Cristiani^{1,2}, M. Pick³ & J.L. Culhane⁴.

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN), UBA*

(3) *Observatoire de Paris, LESIA, UMR 8109 (CNRS)*

(4) *UCL-Mullard Space Science Laboratory*

(5) *Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences*

Abstract. We present a detailed topological analysis of active region (AR) 10978, based on a Potential Field Source Surface (PFSS) model. AR 10978 is a standard bipolar region which appears fully covered by the magnetic field lines of a coronal *streamer*. Despite this simple magnetic configuration, our analysis shows that it is possible for the AR plasma, contained in the outflows observed at the AR borders, to be released into the solar wind via magnetic reconnection.

Resumen. Presentamos un análisis topológico detallado de la región activa (AR) 10978, basado en un modelo de Campo Potencial con Superficie Fuente (PFSS). La AR 10978 es una región bipolar estándar que aparece completamente cubierta por las líneas de campo magnético cerradas de un *streamer*. A pesar de esta configuración simple, nuestro análisis muestra que el plasma contenido en los flujos de material salientes, ubicados en los bordes de la AR, puede ser liberado e incorporado al viento solar por reconexión del campo magnético.

1. Introduction

Recent studies show that active region (AR) upflowing plasma, observed by the EUV Imaging Spectrometer (EIS) onboard Hinode, can gain access to open field lines and be released into the solar wind via magnetic interchange reconnection at magnetic null-points in pseudo-streamer configurations (van Driel-Gesztelyi et al. 2012). When only one simple bipolar AR is present on the Sun (see Figure 1) and it is fully covered by a streamer (see left panel of Figure 2), like AR 10978 on December 2007 (Carrington rotation (CR) 2064), it seems unlikely that the upflowing AR plasma can find its way into the slow solar wind. However, Culhane et al. (2014), analyzing observations from instruments on board the Advanced Composition Explorer (ACE), find signatures of plasma with AR composition at 1 AU that appears to originate from AR 10978. In the

frame of this research, we study in detail the global topology of AR 10978 and its surroundings and discuss how this is possible.

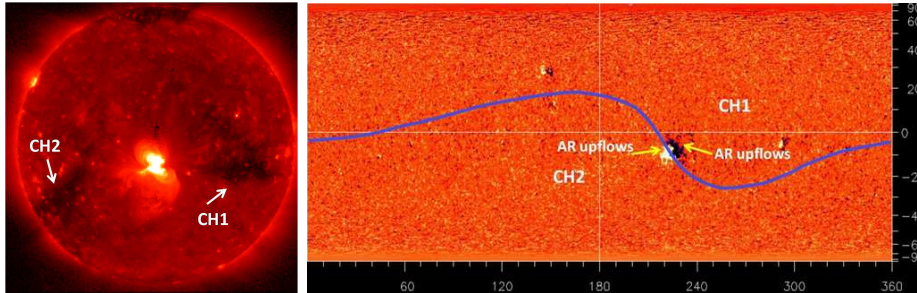


Figure 1. *Left:* Full Sun X-ray Telescope (XRT) image showing the coronal environment around AR 10978. The image corresponds to the AR central meridian passage on 12 December 2007. Two coronal holes (CHs) flanked the region. *Right:* Michelson Doppler Imager (MDI) synoptic map of CR 2064. The horizontal axis indicates the Carrington longitude and the vertical one corresponds to the Carrington latitude. The thick dark blue line overlying the figure is the inversion line at $2.5 R_{\odot}$ projected on the solar surface. This line has been calculated using a PFSS model and the Global Oscillation Network Group (GONG) synoptic map for CR 2064 as boundary condition. Colors in all figures correspond to the electronic version of this article.

2. Global Magnetic Field Model and Topology

Potential field source surface (PFSS) models assume a current-free coronal field, use a photospheric magnetic field synoptic map as a boundary condition at the photosphere, and assume the field becomes purely radial at a prescribed source surface (SS) height, usually taken at $2.5 R_{\odot}$. We compute a PFSS model using the Finite Difference Iterative Potential-field Solver (FDIPS) code by Toth et al. (2011). Our boundary condition is the synoptic map built using magnetograms from the Michelson Doppler Imager (MDI), onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), shown in the right panel of Figure 1. The PFSS model, for which selected field lines are shown in the left panel of Figure 2, indicates that AR 10978 is fully covered by a streamer. Notice the similarities between the modeled field lines and the soft X-ray loops in the left panel of Figure 1.

To understand how it is possible for the plasma, contained in the upflows observed at both sides of the AR (Démoulin et al. 2013), to circumvent the streamer and be released into the solar wind, we compute the locations of magnetic null-points in the AR neighborhood (right panel of Figure 2). For details about the computation and characteristics of null points see Mandrini et al. (2006). The null points labeled N2, N3, and N4 in the neighborhood of AR 10978 have a large-scale closed magnetic configuration. The only magnetic null-point associated with open field lines is null N1, with a height above the photosphere of $0.156 R_{\odot}$ (~ 108 Mm). Figure 3 shows the magnetic field structure in its vicinity. Magnetic interchange reconnection proceeding at the neighborhood of N1 can inject plasma into the open field. Numbers 1, 2, and 3 in Figure 3 indicate the location of photospheric polarities, while number 4 labels the SS. Closed

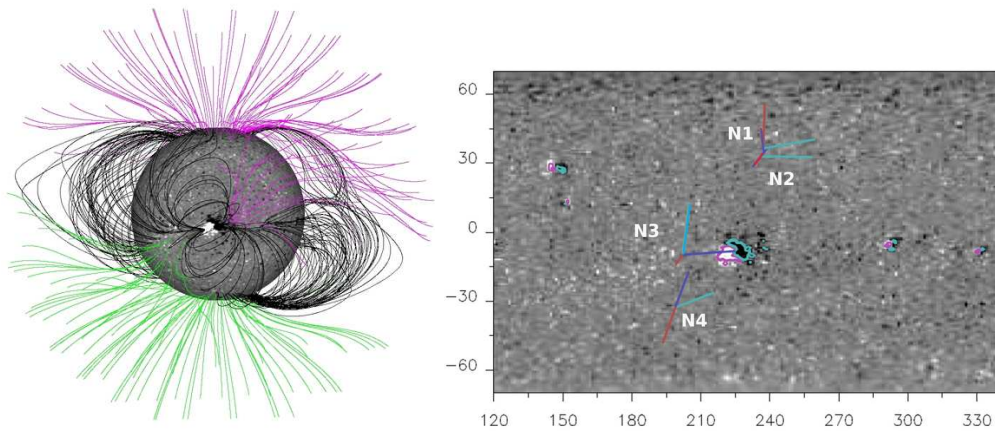


Figure 2. *Left:* PFSS model of CR 2064. Black lines indicate closed loops, while magenta and green indicate field lines with negative and positive photospheric footpoints, respectively. The magnetic field, which corresponds to the photospheric boundary of the PFSS model, is saturated above (below) 30 G (-30 G). *Right:* A section of the synoptic map for CR 2064. We have indicated with numbers all the nulls that are found at less than 20° in longitude from AR 10978. The horizontal (vertical) axis is the Carrington longitude (latitude). The three coloured segments correspond to the direction of the three eigenvectors of the Jacobian matrix in the Taylor expansion of the field around the nulls (see Mandrini et al. 2006).

field lines connecting 2-1 can reconnect with open ones anchored to 3 that reach the SS, these are labeled as 4-3. As a result of this process, closed connections are created as well as open ones anchored to 1, but slightly shifted towards the solar equator and, thus, the ecliptic at the SS.

3. Discussion

A detailed comparison of the AR upflows seen by EIS and non linear force free magnetic field extrapolations of the AR magnetogram, indicates that most of the upflowing plasma is located along closed magnetic field lines anchored at both sides of AR (Démoulin et al. 2013). Thus, the reconnection processes responsible of injecting the plasma of the upflows into the SW must involve closed loops of the AR. Such a mechanism requires at least two reconnection steps, as illustrated in Figure 4. In a first step the AR expansion forces reconnection (left panel) between the AR closed loops anchored at its borders and large-scale network fields to the East of the AR. In a second step (right panel), the further diffusion of the photospheric AR field induces reconnection with the open field lines in the neighborhood of the polar negative coronal hole to the north of N1 and associated separatrices. This process is the one illustrated in Figure 3 but from a different point of view. In this way, the AR upflowing plasma is able to get around the topological obstacle of the streamer, and can be eventually released into the solar wind.

Figure 3. A selection of four field lines computed from the vicinity of N1, chosen to illustrate interchange reconnection. Even (Odd) numbers at the photospheric level indicate positive (negative) polarity regions to which the field lines are connected. Number 4 is used for the source surface to where the open field directs. Numbers separated with a dash, set by each field line, indicate its connectivity.

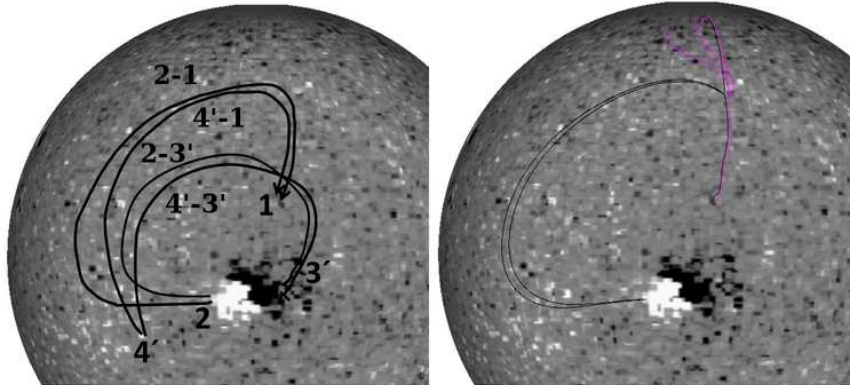
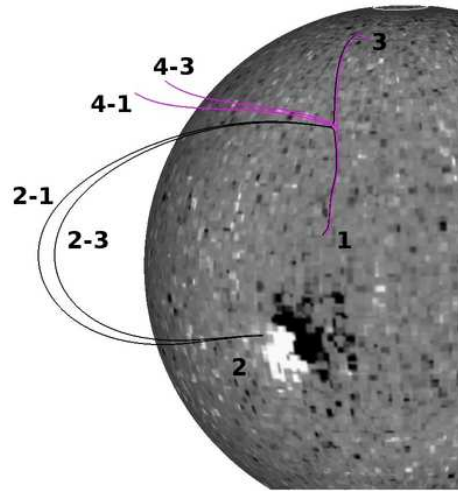


Figure 4. Sketch showing how the AR plasma can be injected in the solar wind after a minimum of two main reconnection processes. The left panel is a sketch of the first reconnection step. The AR expansion forces closed field lines of type 2-3' to reconnect with larger-scale closed structures of type 4'-1, as a result of which closed field lines of type 2-1 and 4'-3' are created. The right panel corresponds to the second reconnection step. In this latter case, we show the same four lines of Figure 3 but with the AR at central meridian.

References

- Culhane J. L., et al., 2014, *Solar Phys.*, in press
 Démoulin P., et al., 2013, *Solar Phys.*, 283, 341
 Mandrini C. H., et al., 2006, *Solar Phys.*, 238, 293
 Tóth G., et al., 2011, *ApJ*, 732, 102
 van Driel-Gesztelyi L., 2012, *Solar Phys.*, 281, 237

PRESENTACION MURAL

Emisión girosincrotrónica en arcos de fulguración

G. Cristiani¹, C.H. Mandrini¹ & C.G. Giménez de Castro²

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie*

Abstract. Flares are between the most energetic transient phenomena in the Sun. Nowadays the consensus is that magnetic-reconnection processes are in the origin of these events, when a sudden energy release produces radiation, charge acceleration and plasma heating. At radio-frequencies above a few GHz gyrosynchrotron is the main emission mechanism during flares. That emission depends on parameters vinculated to suprathermal electron population (energy distribution, density, etc.), and parameters related to ambient plasma (magnetic field, density, temperature, etc.). First codes for gyrosynchrotron emission only took into account homogeneous sources, that appropriately model small sources with moderate anisotropy. In this work we present calculations of the gyrosynchrotron emission due to inhomogeneous sources.

Resumen. Uno de los fenómenos transitorios más energéticos que podemos observar en el Sol son las fulguraciones. Actualmente hay consenso en considerar al proceso de reconexión magnética como origen de estos eventos, al generar una liberación súbita de energía que produce radiación, aceleración de partículas cargadas y calentamiento de plasma. En frecuencias de radio por encima de unos pocos GHz, el mecanismo más importante de emisión durante fulguraciones es el girosincrotrónico. La emisión depende de parámetros vinculados a la población acelerada de electrones (distribución energética, densidad, etc.) y relacionados con el plasma ambiente en el que se produce la emisión (campo magnético, densidad y temperatura, etc.). Los primeros códigos desarrollados para el cálculo de emisión girosincrotrónica consideran sólo fuentes homogéneas, y modelan en forma apropiada los casos en que la fuente no es muy extensa y con una anisotropía moderada. En este trabajo presentamos resultados obtenidos a partir de un código desarrollado para la emisión girosincrotrónica de fuentes no homogéneas.

1. Introducción

Son varios los parámetros que determinan la emisión girosincrotrónica que se produce en un plasma ambiente con las características de la corona solar, y que influyen en la transferencia radiativa. Por un lado tenemos los parámetros del plasma ambiente: campo magnético, densidad, temperatura, volumen, etc; y por otro, los que caracterizan al haz de partículas aceleradas emisoras: densidad, distribución energética y ángulo de paso. Los mecanismos teóricos de aceleración

de partículas durante fulguraciones, prevén una distribución energética de la forma de ley de potencias, con un exponente δ ($2 \lesssim \delta \lesssim 7$, Benz et al. 2006), originando, tanto en radio como en rayos X duros, espectros de forma de ley de potencias con índices espectrales $1 \lesssim \gamma \lesssim 6$ (Brown 1971) y $0.5 \lesssim \alpha \lesssim 4$ (Dulk 1985), respectivamente. El cálculo de la emisión girosincrotrónica en una fuente homogénea para un haz de electrones acelerados fue presentado por Ramaty (1969) y consiste en el cálculo de los coeficientes de emisión y absorción.

Nuestro código descompone la fuente inhomogénea en pequeños volúmenes elementales (*voxels*) para los cuales la hipótesis de homogeneidad es adecuada. Al definirse la orientación de la fuente 3D respecto del observador, los planos normales a esta dirección pasan a ser conjuntos de *voxels* en los que se calculan los coeficientes de emisión j_ν y absorción κ_ν (para cada frecuencia ν), comenzando con el plano más alejado del observador. Para el *voxel* (i, j) correspondiente al estrato n ($n \geq 0$), la radiación producida a la frecuencia ν será

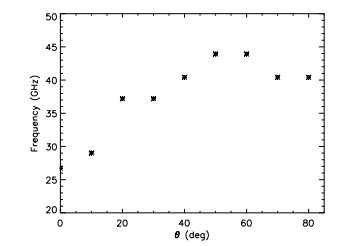
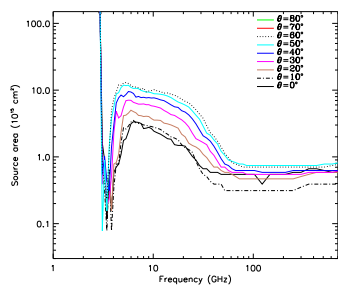
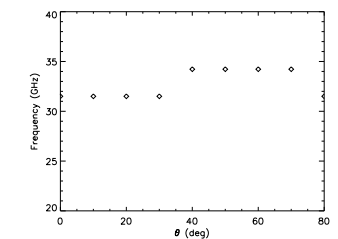
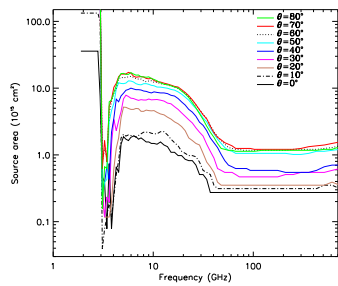
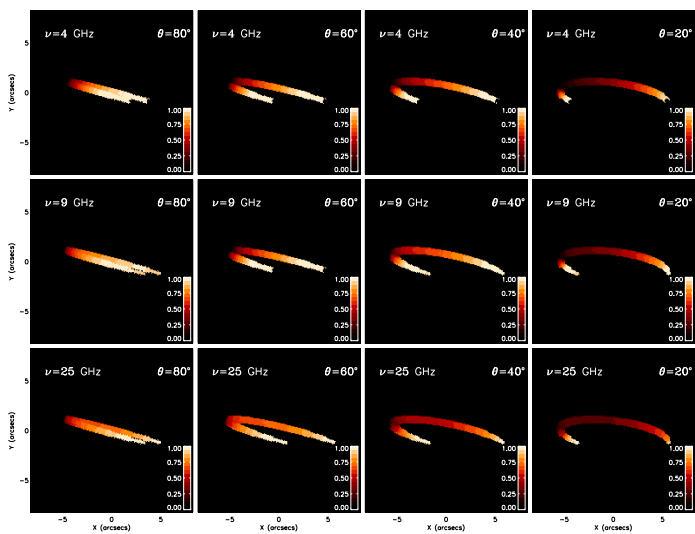
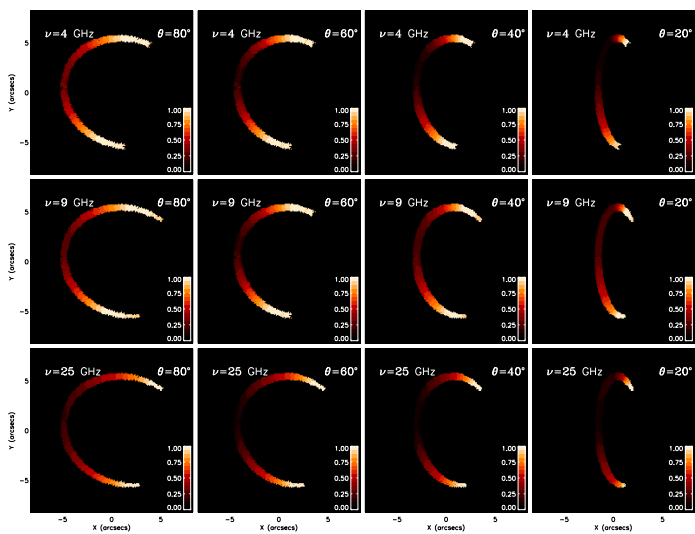
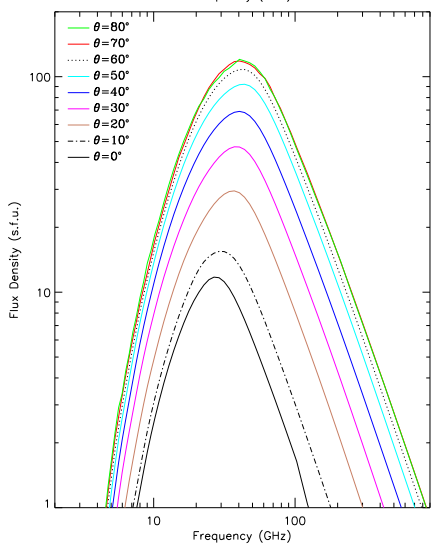
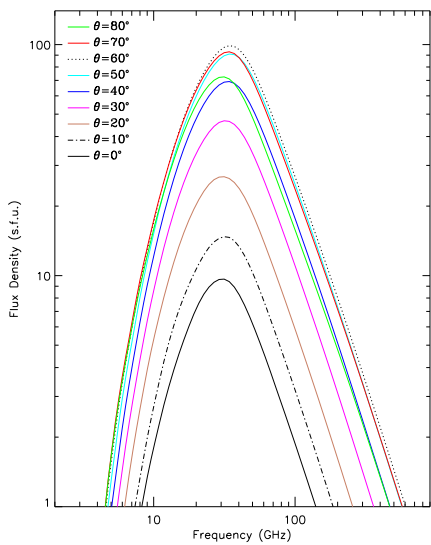
$$I_\nu^n(i, j) = I_\nu^{n-1}(i, j)e^{-\kappa_\nu^{n-1}(i, j)L} + \frac{j_\nu^n(i, j)}{\kappa_\nu^n(i, j)} \left[1 - e^{-\kappa_\nu^n(i, j)L} \right],$$

donde L representa la longitud del *voxel* (para $n = 0$ sólo debe considerarse el segundo término). El proceso de cálculo termina cuando se alcanza el estrato más cercano al observador, obteniéndose una distribución de densidad de flujo al considerar el ángulo subtendido por cada *voxel*. La emisión total (espacialmente integrada) corresponde a la densidad de flujo que mediría un radiotelescopio que no resuelve la fuente, el cual es el caso que se presenta para fuentes girosincrotrónicas solares en el rango de las microondas a los THz observadas por antenas *single dish*.

2. Algunos resultados

Para evaluar el desempeño del código se consideró un arco coronal de 10 Mm de altura, una distancia entre las bases del arco de 7 Mm; una distribución dipolar de campo magnético en el arco coronal, con una intensidad en las bases de 1000 G y de alrededor de 80 G en la cima. Se tuvieron en cuenta dos orientaciones del arco: las bases del arco a la misma latitud (orientación E-O) o longitud (orientación N-S) heliográficas. En ambos casos se calculó la emisión a diferentes longitudes entre 80° E y 0° (la latitud siempre fue 15° N). La distribución de densidades y temperaturas del plasma base se obtuvieron a partir del modelo de atmósfera en fulguración de Hawley & Fisher (1992,). Para los electrones acelerados se usó una distribución de ley de potencias con exponente $\delta = 3.5$, energía de corte inferior de 20 keV, superior de 10 MeV y densidad numérica 10^9 cm^{-3} .

Figura 1. (ver página 393) Izquierda: Espectros obtenidos para las dos fuentes consideradas a diferentes longitudes heliográficas(θ). Centro: Mapas de la distribución de brillo normalizada para las frecuencias de 4 GHz, 9 GHz y 25 GHz a las longitudes heliográficas $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ y 80° E. Derecha: área efectiva de la fuente en función de la frecuencia para diferentes longitudes heliográficas, y frecuencia del pico de emisión como función de la longitud heliográfica.



En el panel izquierdo se muestran los espectros obtenidos para las dos fuentes dependiendo de su longitud. Como predice la teoría, hay un decrecimiento de la frecuencia del pico de emisión al correrse el arco coronal desde el limbo hacia el centro del disco solar (más evidente en la fuente con orientación E-O). La forma de “V invertida del espectro no parece diferir demasiado del espectro correspondiente a una fuente homogénea. El panel central muestra la distribución de brillo normalizada a tres frecuencias (4, 9 y 25 GHz). Cuanto mayor es la frecuencia, en mayor medida la radiación proviene de regiones más cercanas a las bases del arco coronal (mayores valores de campo magnético). El código permite obtener el grado de polarización de la fuente en función de la frecuencia y mapas de polarización circular, asumiendo la aproximación cuasilineal. Los resultados coinciden con desarrollos previos en esta temática (Simões & Costa 2010). Los gráficos del panel derecho muestran el tamaño del área emisora (a la potencia media) como función de la frecuencia y la frecuencia de emisión máxima como función de la latitud heliográfica.

Las dos fuentes consideradas aquí no pretenden agotar la miríada de distribuciones de campo magnético, densidad, temperatura, etc. que pueden presentarse para cada situación particular de un dado haz de electrones acelerados; los dos ejemplos sólo intentan mostrar las potencialidades del código como diagnóstico teórico de fulguraciones observadas en ondas de radio.

3. Conclusiones y trabajo a futuro

Como las partículas que originan la emisión en radio durante fulguraciones, por emisión girosincrotrónica, son las mismas que al precipitarse a nivel cromosférico generan la emisión en rayos X duros, por bremsstrahlung no térmico, una herramienta computacional que modele la evolución temporal de las partículas aceleradas dentro del arco coronal junto con el código presentado en este trabajo y con otro a desarrollarse que considere la emisión bremsstrahlung permitirían obtener la evolución temporal teórica de la emisión en radio y en rayos X duros. La evolución de las partículas aceleradas en el arco coronal queda determinada por la ecuación de difusión de Fokker–Planck, para la cual existen tratamientos numéricos correspondientes a las condiciones de un arco coronal (Hamilton et al. 1990). El trabajo a desarrollar entonces sería el de crear un sistema de cálculo de la emisión en radio y en rayos X duros que integre los modelos teóricos existentes en forma armónica con el objetivo final de modelar los resultados observacionales en una forma más realista que las existentes en la actualidad.

Referencias

- Benz A. O., Grigis P. C., Battaglia M., 2006, in IAU Joint Discussion Vol. 1 of IAU Joint Discussion, Electron Acceleration in Solar Flares
 Brown J. C., 1971, *Solar Phys.*, 18, 489
 Dulk G. A., 1985, *ARA&A*, 23, 169
 Hamilton R. J., Lu E. T., Petrosian V., 1990, *ApJ*, 354, 726
 Hawley S. L., Fisher G. H., 1992, *ApJS*, 78, 565
 Hawley S. L., Fisher G. H., 1994, *ApJ*, 426, 387
 Ramaty R., 1969, *ApJ*, 158, 753
 Simões P. J. A., Costa J. E. R., 2010, *Solar Phys.*, 266, 109

PRESENTACION ORAL

Multi-modal DEM in the solar corona

F.A. Nuevo^{1,2}, A.M. Vásquez^{1,2}, R.A. Frazin³, E. Landi³

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE),
CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina

(2) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN), UBA, Buenos
Aires, Argentina

(3) Department of Atmospheric, Oceanic and Space Sciences, University
of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA.

Abstract. *Differential emission measure tomography* (DEMT) uses time series of coronal EUV images covering a full solar rotation to determine the three-dimensional (3D) distribution of the *local differential emission measure* (LDEM). The LDEM of each tomographic voxel is a measure of the thermal distribution of the plasma within the cell. The LDEM inversion problem is under-determined and solved by modeling the LDEM as a function with free parameters. In this work we implemented unimodal and non-unimodal LDEM models constrained by data of 3 to 4 bands of the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) instrument on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO) mission. Our study reveals a multi-modal nature of the LDEM distribution of the global coronal plasma at the tomographic resolution level.

Resumen. La *tomografía de la medida de emisión diferencial* (DEMT) utiliza series temporales de imágenes coronales EUV durante una rotación solar completa para determinar la distribución tri-dimensional (3D) de la *medida de emisión diferencial local* (LDEM). La LDEM de cada celda constituye una medida de la distribución térmica del plasma existente en la misma. El problema de inversión de la LDEM a partir de un bajo número de bandas EUV es sub-determinado, por lo que la LDEM se modela como una función con parámetros libres. En este trabajo implementamos parametrizaciones unimodales y no-unimodales de la LDEM condicionadas por datos de hasta 4 bandas del instrumento *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Nuestro estudio revela la naturaleza multimodal de la distribución LDEM del plasma coronal al nivel de la resolución tomográfica.

1. DEMT and the LDEM Models

Here we provide a brief introduction to the DEMT technique, for a detailed explanation see Frazin et al. (2009). The inner corona (1.0 - $1.25 R_{\odot}$) is discretized on a spherical grid with a voxel size of 2° in the angular directions and $0.01 R_{\odot}$ in the radial one. A time series of EUV images (Figure 1) covering a

full solar rotation is tomographically inverted to find the value of the *filter band-emissivity* (FBE) $\zeta_i^{(k)}$, at each tomographic voxel i and for each band k . Any given voxel of the tomographic grid is threaded by many coronal magnetic loops, and the plasma contained in it will not be isothermal. The LDEM $\xi_i(T)$ is a measure of the temperature distribution within the voxel i . As shown in Frazin et al. (2009) the FBE and the LDEM are related by

$$\zeta_i^{(k)} = \int dT Q_k(T) \xi_i(T), \quad (1)$$

where $Q_k(T)$ is the *temperature response function* (TRF) of the band (Fig. 1).

Due to the limited number of available bands the inversion of LDEM function is of an under-determined nature. The solution is implemented by modeling the LDEM by a family of functions $\xi_i(T) = F(T, \lambda_i)$, depending on a vector of parameters λ_i . In each tomographic voxel i the problem consists in finding the values of the parameters λ_i that allow to better reproduce the tomographically reconstructed values of FBE in that voxel for all bands. An objective function is defined, that measures the quadratic differences between the tomographic emissivities and the emissivities synthesized from the modeled LDEM.

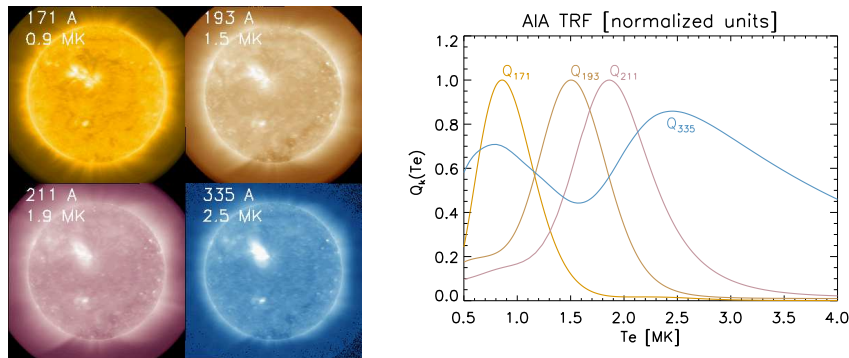


Figure 1. *Left:* An example of EUV images for the 4 AIA bands used in this work. *Right:* TRF of the AIA bands.

We implemented different parametric models $F(T, \lambda)$:

- Single normal function (named “1-normal” hereafter):

$$\xi(T) = A \mathcal{N}(T; [T_0, \sigma_T]), \quad (2)$$

where $\mathcal{N}(T)$ is the normal distribution of centroid T_0 and standard deviation σ_T , and A is a free multiplicative amplitude. This model will be applied when using the 3 bands: 171, 193 and 211 Å, a selection of bands named “AIA-3” hereafter. This is the same parametric model used for all previous DEMT work based on data provided by the (similar) 3 bands of the *Extreme Ultraviolet Imager* (EUVI) on board the *Solar TERrestrial RElations Observatory* (STEREO) mission (Vásquez et al. 2011).

- Double normal function (named “2-normal” hereafter):

$$\xi(T) = A_1 \mathcal{N}_1(T; [T_{0,1}, \sigma_{T1}]) + A_2 \mathcal{N}_2(T; [T_{0,2}, \sigma_{T2}]), \quad (3)$$

being a superposition of two normal functions. The first one has 3 free parameters (as in the previous item). The second one has 2 free parameters (amplitude and centroid), with its standard deviation set at $\sigma_{T2} \approx 0.25$ MK (which is half the temperature step between the peak response of the consecutive AIA bands 211 and 335 Å). This model has then a total of 5 free parameters, and will be applied when using the 4 AIA bands: 171, 193, 211 and 335 Å, a set named “AIA-4” hereafter.

- Other unimodal functions: For AIA-4 we experimented other unimodal functions, specifically: a) “top hat” distribution, characterized by 4 parameters; and b) “top-hat” distribution multiplied by a power law, characterized by 5 parameters to achieve unimodal asymmetrical distributions.

Once the LDEM is determined at every voxel i , we derive the squared electronic density (N_e^2) and the mean electronic temperature (T_m) by taking the first two moments of the distribution over temperature (Frazin et al. 2009). We also compute at every voxel i the following score, as a measure the degree of success of the LDEM in reproducing the tomographically reconstructed FBEs,

$$R_i \equiv (1/K) \sum_{k=1}^K \left| 1 - \zeta_{i,\text{syn}}^{(k)} / \zeta_{i,\text{tom}}^{(k)} \right|, \quad (4)$$

where $\zeta_{i,\text{tom}}^{(k)}$ y $\zeta_{i,\text{syn}}^{(k)}$ are the tomographic and synthetic FBEs. A perfect fit implies $R = 0$, and the higher the score the poorer the fit.

2. Results and Conclusions

We performed DEMT analysis of the *Carrington rotation* (CR) 2099 (2010, 13 July through 09 August), during the early rising phase of solar cycle 24 using AIA data. This period is one of the earliest periods for which full data from AIA is available, and the most quiet period observed by that instrument, which is preferred for global DEMT analysis.

Figure 2 shows the DEMT results at a sample height of $1.115 R_\odot$ using the following sets of filters and LDEM models: AIA-3/1-normal and AIA-4/2-normal. Similar maps are also obtained at all 25 height bins of the tomographic grid. We over-plot the boundaries between magnetically open and closed regions using a potential extrapolation (Toth et al. 2011), indicated as thick black curves. While the morphology of the corona is clearly more complex compared to solar minimum, there is an overall good agreement between the magnetic and the density/temperature-DEMT structures. Closed structures are characterized by larger values of both density and temperature.

The differences seen in Figure 2 between the results obtained with AIA-3/1-normal and with AIA-4/2-normal data sets are mainly due to the inclusion of AIA 335 Å band, sensitive to temperatures higher than the other three bands. As can be qualitatively seen in the left and central panels of Figure 2, the AIA-4/2-normal results have systematically larger values of N_e and T_m respect to the

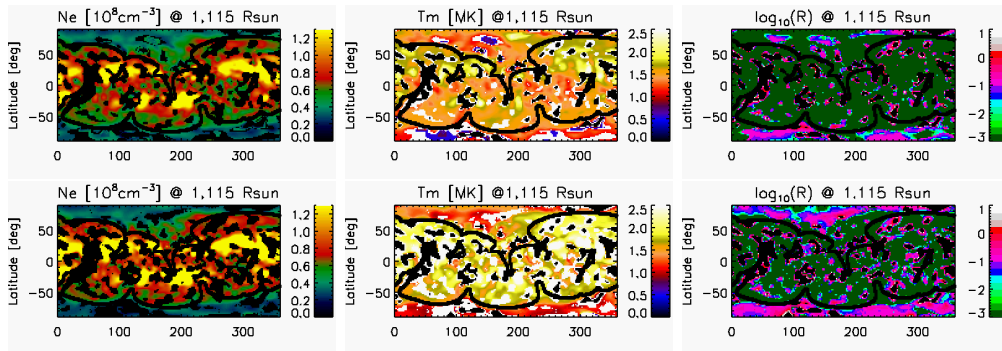


Figure 2. Period CR-2099. Carrington maps of N_e , T_m and the score R at $1.115 R_\odot$ using data of AIA-3/1-normal (top) and AIA-4/2-normal (bottom).

results obtained with AIA-3/1-normal. The systematic increment in the LDEM moments is more significant in the closed region, where the hotter plasma is located and, as a consequence, the second normal function contains more plasma.

Using the AIA-3 set and the 1-normal parametrization, the level of success is very similar to previous DEMT studies based on EUVI data, with a median value of $R_{\text{MED}} = 1.1 \times 10^{-3}$, and with 99% of the coronal volume having very low scores $R < 5 \times 10^{-3}$ (dark-green area in the top-right panel of Figure 2).

Using the AIA-4 set we tested several unimodal models, both symmetrical (1-normal, top-hat) and asymmetrical (top-hat times a power law). We do not include the maps here due to lack of space, but in all cases we obtain $R_{\text{MED}} \gtrsim \times 10^{-1}$ and more than 75% of the voxels having $R > 5 \times 10^{-2}$. In other words, unimodal models are a much poorer description of the information provided by the AIA-4 set over the temperature sensitivity range they provide, which is expanded respect to the AIA-3 set. When using the 2-normal distribution, the very high level of success is recovered: $R_{\text{MED}} = 1.1 \times 10^{-3}$ and 91% of the voxels having $R < 5 \times 10^{-3}$ (dark-green area in the bottom-right panel of Figure 2). Summarizing, at the tomographic resolution the corona emissivity seen in all 4 AIA bands can only be explained with bi-modal LDEM distributions.

The modest temporal resolution of the tomographic technique does not allow to discriminate if the successful bi-modal distribution is the result of unresolved dynamics along magnetic loops, or if it represents plasma simultaneously located along different loops. To investigate these issues, we are currently performing DEM analysis of AIA image sets using the same approach of this work (Nuevo et al. 2014). Future planned work is the combination of the DEMT results with magnetic models under the stationary assumption. Such an approach will allow derivation of the 3D distribution of the heating rate of the quiet corona.

References

- Frazin R. A., et al., 2009, ApJ, 701, 547
 Nuevo F. A, et al., 2014, ApJ, in preparation
 Toth G. et al., 2011, ApJ, 755, 86
 Vásquez A. M, et al., 2011, Solar phys., 274, 259

PRESENTACION MURAL

Study of the EUV intensity variation along observed coronal loops

M. López Fuentes¹, J.A. Klimchuk²

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA),
Buenos Aires, Argentina*

(2) *NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA*

Abstract. The variation of intensity along coronal loops observed in X-rays and EUV can be used to constrain different coronal heating theories. For instance, thermal nonequilibrium that results from heating located at the footpoints of the loops predicts an intensity structure that is highly non uniform and asymmetric. We study the intensity variation along coronal loops observed with the Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) in the 171 Å channel and find that loops present pronounced spatial fluctuations. Although during the data processing we carefully subtract the background contribution, part of the observed fluctuations is due to a residual effect of this contribution. Even allowing for the imperfect background subtraction, we conclude that most of the analyzed observations are inconsistent with the intensity profiles predicted by some numerical models.

Resumen. La variación de intensidad a lo largo de arcos coronales observados en rayos X y en el ultravioleta puede utilizarse para restringir distintas teorías de calentamiento coronal. Por ejemplo, la ausencia de equilibrio térmico que resulta del calentamiento concentrado en las bases de los arcos, predice una estructura de intensidad altamente no uniforme y asimétrica. Estudiamos la variación de intensidad a lo largo de arcos coronales observados con el Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) en la longitud de onda de 171 Å y hallamos que los arcos presentan marcadas fluctuaciones espaciales. Aunque durante el procesamiento de los datos restamos cuidadosamente la contribución del fondo de emisión, parte de las fluctuaciones observadas se deben a un efecto residual de esta contribución. Aún teniendo en cuenta estos efectos, concluimos que la mayor parte de las observaciones analizadas son inconsistentes con los perfiles predichos por algunos modelos numéricos.

1. Introduction

Due to the frozen-in condition of the magnetic field and the low plasma β , the solar corona is strongly dominated by the field and structured in the form of plasma loops. Any theory proposed to explain coronal heating must be consistent with the observed properties of these loops. Although loops observed in Soft

X-rays, with temperatures of millions of K, can be explained by static equilibrium and quasi-steady heating, cooler loops (1.2 MK) observed in the Extreme Ultraviolet (EUV) have a density excess and thermal scale heights that are not consistent with that kind of mechanism (see review by Reale 2010). Some of the models proposed to explain these observed properties are based on heating concentrated at the loop footpoints. Numerical studies show that this kind of process produces thermal nonequilibrium evolutions leading to highly non uniform and asymmetric loop intensity profiles (Klimchuk et al. 2010).

Here we study the intensity variation along coronal loops observed in EUV to investigate their consistency with the predicted profiles. In Section 2. we describe the data used and the procedure followed to obtain the loop intensities. In Section 3. we show our results and we discuss and conclude in Section 4..

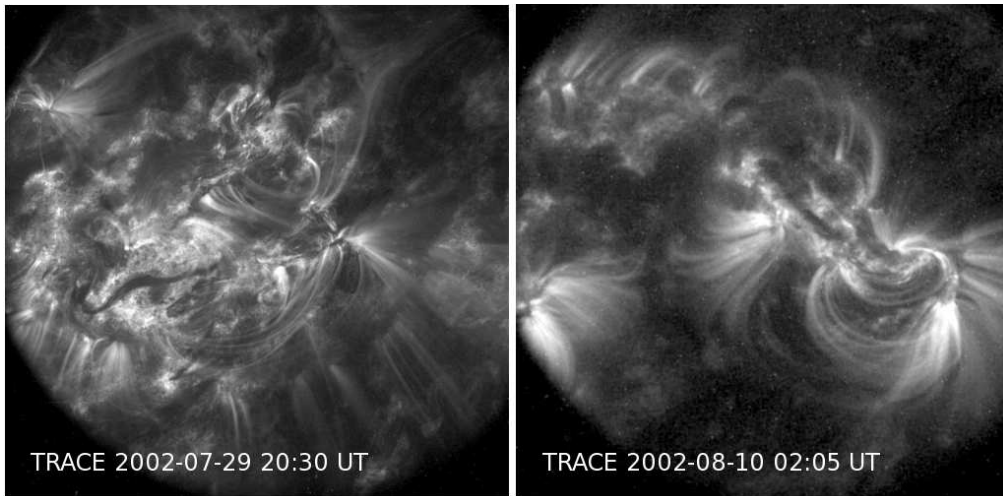


Figure 1. Examples of TRACE 171 Å images used in the analysis. The corresponding dates and times are provided in the panels.

2. Data analysis

We use data from the Transition Region and Coronal Explorer (TRACE, Handy et al. 1999) obtained in the 171 Å channel dominated by Fe IX. The observations correspond to the following active regions (ARs) and dates: AR 10045, 26 July 2002; AR 10039, 29 July 2002; AR 10061, 10 August 2002; AR 10134, 1 October 2002. In Figure 1 we show two examples of AR images (left panel: AR 10039, right panel: AR 10061) from which we selected and processed studied loops.

In Figure 2 we illustrate the method followed to obtain the intensity along loops. The steps are as follows:

- Panel (a): we select a loop in the TRACE image (indicated with the white arrow) and we make a polynomial fit of its main axis.
- Panel (b): we use the fit to make a “linear” version of the loop and its surrounding background.

- Panel (c): we subtract the background by linearly interpolating the intensity of the pixels at the sides of the loop for all positions along its axis. The panel shows the final version of the linearized loop with its background subtracted. We use the linearized versions of the loops to plot intensity versus position along the axis.

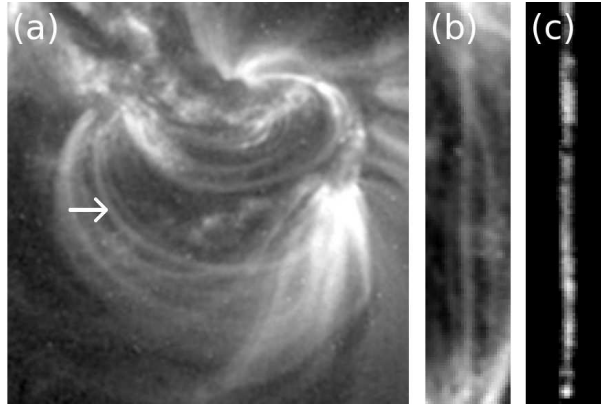


Figure 2. Description of the procedure followed to obtain the intensity along the loops. (a) We select a loop from a TRACE image (see arrow), (b) we obtain a linear version of the loop using a polynomial fit, and (c) we subtract the background (see text for details).

3. Results

Following the procedure described in Section 2. we analyzed 20 coronal loops. In Figure 3 we show some typical examples of the obtained intensity profiles. The plots show the normalized intensity as a function of position along the loop axis. The curves have been smoothed to filter the instrumental noise and the short scale variations due to the residual effect of the background.

Our results show that the background subtracted intensity has pronounced spatial fluctuations. This contrasts with the apparent uniformity of intensity observed in the original images. Visual inspection of the data shows that despite our careful treatment of the background a non negligible part of the fluctuations is due to this contribution. Although it is difficult to precisely separate the background contribution from the intrinsic loop intensity, an important part of the observed spatial variations corresponds to the proper loop intensity structure.

The cases shown in Figure 3 are examples of the typical profiles found in our set: (a) approximately constant mean intensity with pronounced short scale fluctuations (9 cases), (b) same as (a) with mild fluctuations (3 cases), (c) same as (b) with some degree of asymmetry (4 cases), and (d) a high degree of asymmetry (4 cases). The only profile that is potentially consistent with thermal nonequilibrium is the one shown in panel (d). There are only 4 cases like that in our set.

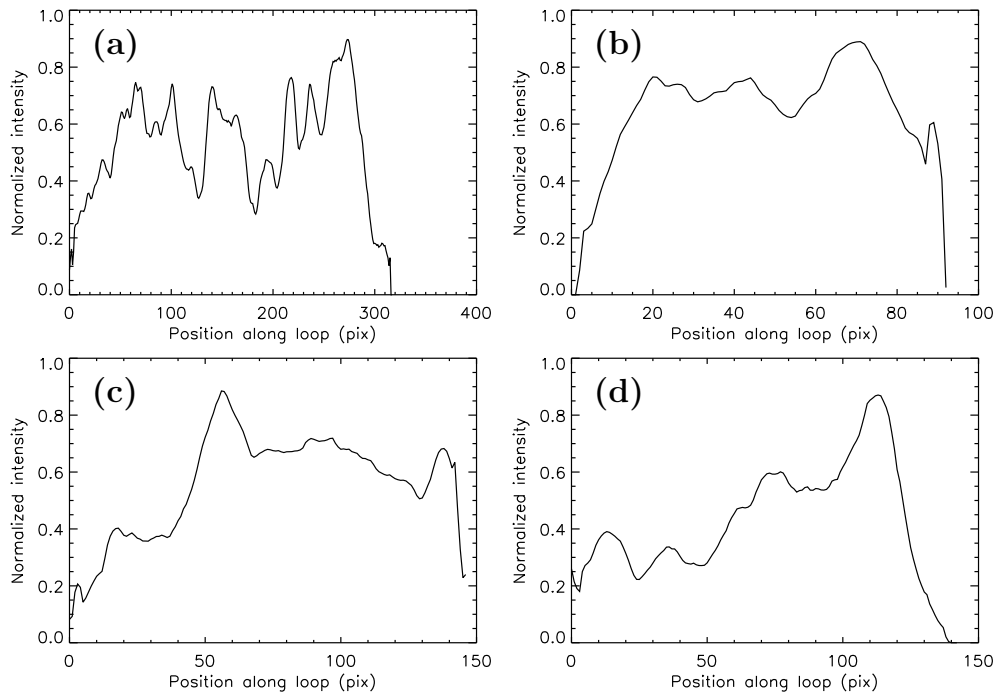


Figure 3. Intensity vs. position along loops (in pixels) for 4 examples from our studied set (see text for details).

4. Conclusion

We study the variation of intensity along observed coronal loops to test certain heating models. Our results show that the intensity along loops has pronounced spatial fluctuations. We are still not able to determine precisely what part of these fluctuations is due to a residual effect of the background and what part corresponds to the intrinsic intensity of the loops. In any case, in the majority of the analyzed cases the fluctuations are not consistent with the asymmetries and degrees of variation expected from numerical models of footpoint heating, which produce loops in thermal nonequilibrium (Klimchuk et al. 2010). Only the cases with a high degree of asymmetry between both ends of the loop, like the case shown in Figure 3, panel (d), are consistent with those predictions (see e.g., Lionello et al. 2013). That is not the case for most of the loops in the studied set. We cannot discard however that the highly asymmetric cases belong to a special sub-group of loops that are actually in thermal nonequilibrium.

References

- Handy B. N., Acton L. W., Kankelborg C. C., et al., 1999, *Solar Phys.*, 187, 229
 Klimchuk J. A., Karpen J. T., & Antiochos S. K., 2010, *Astroph. J.*, 714, 1239
 Lionello R., Winebarger A. R., Mok Y., Linker J. A., & Mikić Z., 2013, *Astroph. J.*, 773, 134
 Reale F., 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 5

PRESENTACION ORAL

Producción de eyecciones coronales de masa del complejo de regiones activas 11121 y 11123

H. Cremades¹, C.H. Mandrini², B. Schmieder³, M. Crescitelli⁴

(1) *Univ. Tecnológica Nacional, Fac. Regional Mendoza y CONICET*

(2) *Inst. de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA) y FCEN (UBA)*

(3) *Observatoire de Paris, Section de Meudon, LESIA*

(4) *Instituto Balseiro - Universidad Nacional de Cuyo*

Abstract. The complex formed by active regions 11121 and 11123 (NOAA numbers), approximately located on the solar central meridian on 11 November 2010, was site of emergence of new magnetic dipoles, which produced the destabilization of active and quiescent filaments that were ejected as coronal mass ejections (CMEs) toward Earth. From its perspective, the events are observed by the AIA telescope aboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) and the LASCO coronagraphs from the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). For this date the twin STEREO spacecraft were approximately 180° apart, i.e. observing the complex from the corresponding solar limbs and thus with an exceptional view of the CMEs originating there. The amount of events observed from Earth's perspective and from the orthogonal provided by STEREO differs significantly. This reveals deficiencies in current space weather forecasting, by missing alarms when there are no solar observations perpendicular to the Sun-Earth line.

Resumen. El complejo formado por las regiones activas 11121 y 11123 (números de NOAA), ubicado aproximadamente sobre el meridiano central solar el 11 de noviembre de 2010, fue sitio de emergencia de nuevos dipolos magnéticos que produjeron la desestabilización de filamentos activos y quiescentes que fueron eyectados en forma de eyecciones coronales de masa (CMEs) hacia la Tierra. Desde su perspectiva, los eventos son observados por el telescopio AIA a bordo del Solar Dynamics Observatory (SDO) y los coronógrafos LASCO del Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). Para esta fecha las naves gemelas STEREO se encontraban separadas aproximadamente 180°, es decir, observando al complejo desde ambos limbos solares y de manera privilegiada las CMEs que en él se originaron. Al comparar la cantidad de eventos observados desde la perspectiva terrestre y desde la ortogonal, provista por STEREO, se advierte que el número de eventos varía considerablemente. Esto pone de manifiesto falencias al elaborar pronósticos del clima espacial, al omitir avisos de alarma cuando no se cuenta con observaciones ortogonales a la línea Sol-Tierra.

1. El complejo de regiones activas

Del 9 al 11 de noviembre de 2010, cerca del meridiano central solar y aproximadamente 21° al sur del ecuador solar, la región activa 11123 (número de NOAA) emergió rápidamente dentro de la polaridad negativa de la región activa 11121, pre-existente durante cinco rotaciones. En tan sólo un día, el flujo magnético total se incrementó en un 70 % con la emergencia de los nuevos grupos de bipolos en la región 11123. El complejo de regiones activas fue sitio de cantidad de fulguraciones de rayos X de clases B y C durante el 11 de noviembre de 2010, ocurriendo la mayoría de ellas en el contexto de la región 11123 y algunas también en conexión con la 11121 (Mandrini et al. 2013). Varios filamentos activos pequeños fueron observados en la emergente región 11123 a partir de imágenes del telescopio SDO/AIA en longitudes de onda cromosféricas. Algunos de ellos fueron observados al eyectarse y en asociación con algunas de las fulguraciones. La excepcional configuración, actividad y ubicación del complejo, indicativa de eventos potencialmente geoeffectivos, motiva el estudio minucioso de los eventos eyectivos que en él se originan. Asimismo, la localización del complejo con respecto al disco solar permitió que variedad de instrumentos, tanto espaciales como terrestres, fueran capaces de observarlo de manera óptima dentro de un amplio rango de longitudes de onda.

2. CMEs desde la perspectiva terrestre

Las erupciones de filamentos activos descubiertas por Mandrini et al. (2013) sugieren la ocurrencia de CMEs con una componente importante de su velocidad en dirección a la Tierra, siendo por ello potencialmente geoeffectivas. En consecuencia, es esperable encontrar cierta cantidad de CMEs de tipo halo o halo parcial en el campo visual de los coronógrafos que monitorean la corona solar desde la perspectiva terrestre. En primera instancia, se investigó el Catálogo de CMEs de los coronógrafos SOHO/LASCO (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), el cual reporta CMEs encontradas en las imágenes de dichos coronógrafos por un operador experimentado. Para la fecha investigada, se informan seis CMEs, de las cuales cinco son candidatas a estar asociadas con el complejo de regiones activas debido a su apariencia y ubicación en el campo visual de los coronógrafos. Sin embargo, se trata de eventos angostos, débiles, y asimétricos (Schmieder et al. 2014), contrariamente a lo esperado a partir de la observación del complejo de regiones activas a nivel cromosférico y de baja corona. Por otro lado, resulta imposible la asociación precisa entre los eventos eruptivos detectados por SDO/AIA y las CMEs registradas por SOHO/LASCO, ya que éstas últimas son pasibles de sufrir efectos de proyección y deflecciones responsables de imprecisiones temporales y espaciales.

3. CMEs vistas desde STEREO

El día 11 de noviembre de 2010 las naves de la Misión STEREO se encontraban aproximadamente 180° separadas entre sí, y a 90° de la Tierra, en una posición privilegiada para observar las CMEs eyectadas por el complejo de regiones activas. Las naves gemelas de STEREO orbitan el Sol siguiendo aproximadamente la

órbita de la Tierra pero una por delante y la otra por detrás de ésta, alejándose de ella a un ritmo de 22° por año. Desde su punto de observación, el complejo se encuentra sobre el limbo solar este para STEREO A y sobre el limbo solar oeste para STEREO B (Figura 1). Los instrumentos de STEREO son entonces capaces de observar en detalle a las CMEs que se originan en el complejo, ya que desde allí son vistas propagándose en el plano del cielo y perpendicularmente a la línea de la visual.

Las asociaciones entre las CMEs registradas por SOHO/LASCO y los eventos eruptivos observados por SDO/AIA, se tornan viables al ser las CMEs también vistas “de perfil”, es decir, viajando en el plano del cielo de los instrumentos de STEREO. Más precisamente, el telescopio STEREO/EUVI observa el complejo sobre el limbo a nivel de baja corona, mientras que STEREO/COR1 y COR2 monitorean la corona solar a lo largo de $1.4-4$ y $2-15 R_\odot$ respectivamente. Esta combinación permite el seguimiento de un evento eruptivo desde su nacimiento en la baja corona y durante su propagación abandonando el Sol. De esta manera fue posible descubrir las contrapartes solares de las cinco CMEs mencionadas en la sección 2. Además se encontró que desde esta perspectiva las CMEs aparecían estructuradas y masivas, contrariamente a lo indicado por las observaciones de SOHO/LASCO desde la perspectiva terrestre.

Al ser investigados minuciosamente, los datos coronográficos de STEREO revelan también la ocurrencia de muchas más erupciones generadas por el complejo de regiones activas, que pasan absolutamente desapercibidas desde el punto de observación de SOHO/LASCO. Tal es el caso de la CME de la Figura 2, vista por los coronógrafos de las naves STEREO, pero inexistente en las imágenes de LASCO. Algunas de ellas tampoco se manifestaron de forma evidente en la baja corona, constituyendo ejemplos de CMEs “furtivas” (Robbrecht et al. 2009). En total, se identificaron doce erupciones vistas por ambas naves STEREO A y B, en contraposición a las cinco detectadas por SOHO/LASCO.

4. Discusión

El estudio del complejo conformado por las regiones activas 11121 y 11123 es de interés en sí mismo debido a la rápida emergencia de la segunda dentro del remanente de la decadente 11121. Por otro lado, la ubicación privilegiada que ofrece sobre el meridiano central lo torna en un perfecto objeto de estudio, aún más interesante al exhibir intensa actividad eruptiva con potencial influencia en nuestro planeta debido a su orientación. Sin embargo, las CMEs candidatas a estar asociadas al complejo son detectadas parcialmente y como eventos pobres por los coronógrafos SOHO/LASCO, debido a importantes efectos de proyección.

Al observar el complejo desde la ortogonal provista por STEREO, sus instrumentos revelan más del doble de eventos eyectivos, varios de ellos masivos y estructurados, y todos con una importante componente de su velocidad de propagación en dirección a la Tierra. Si bien la intensa actividad observada a través de SDO/AIA en el complejo de regiones activas sugiere la ocurrencia de erupciones de CMEs, incluso en mayor número al detectado por SOHO/LASCO, el potencial de desencadenar una tormenta geomagnética que poseen las CMEs originadas en el complejo es ignorada si no se tienen en cuenta las observaciones en cuadratura de las naves STEREO. Éste es sólo un ejemplo de las falencias,



Figura 1. La ubicación del complejo de regiones activas desde el punto de observación de cada una de las tres naves, el día 11 de noviembre de 2010 a las 06:00 UT. *Izquierda:* Desde STEREO B, indicada por la flecha. *Centro:* Desde SDO, encerrada por el óvalo. La flecha indica la ubicación de la emergente región 11123. *Derecha:* Desde STEREO A, indicada por la flecha.

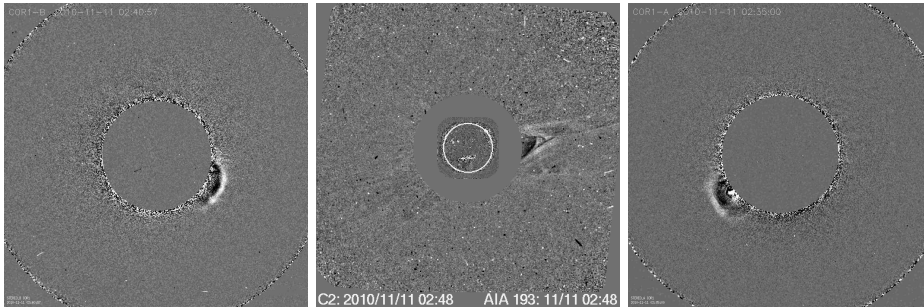


Figura 2. Tres vistas de la corona solar registradas el día 11 de noviembre de 2010, aproximadamente a la misma hora. *Izquierda:* CME naciendo en el campo visual de COR1-B a las 02:40 UT. *Derecha:* La misma CME pero desde la perspectiva de STEREO A, a las 02:35 UT. *Centro:* La CME no dejó ningún rastro en el campo visual del coronógrafo SOHO/LASCO C2, aquí en una imagen registrada a las 02:48 UT.

potencialmente graves, presentes en los pronósticos de clima espacial, al omitir alarmas de eventos con probabilidad de ser geoefectivos. Las cruciales consecuencias que puede acarrear un evento geoelectivo no vaticinado, torna esencial el uso rutinario de imágenes de la corona solar tomadas desde perspectivas alejadas de la línea Sol-Tierra.

Agradecimientos. HC y CHM son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET. Se agradece a los consorcios de SOHO/LASCO, STEREO/SECCHI, y SDO/AIA por los datos provistos. El catálogo de CMEs de SOHO/LASCO es generado y mantenido por NASA y CUA junto a NRL.

Referencias

- Mandrini C. H., et al., 2013, *Solar Phys.*
 Robbrecht E., Patsourakos S., Vourlidas A., 2009, *ApJ*, 701, 283
 Schmieder B., et al., 2014, in *IAU Symposium Vol. 300 of IAU Symposium, Recurrent filament eruptions and associated CMEs*. pp 489–490

PRESENTACION MURAL

Condiciones físicas de exoplanetas y microorganismos que habitan ambientes extremos

M. García¹, X.C. Abrevaya² & M. Gómez¹

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)

Abstract. In this work we identified exoplanet candidates that could host different types of microorganisms like those that inhabit extreme environments on Earth. Following this aim, we determined two physical parameters of the planets: the equilibrium temperature and atmospheric pressure. We identified microorganisms that can inhabit on Earth in the same ranges of temperature and/or pressure. We also analyzed the Stellar Habitable Zone around each planetary system and made some considerations taking into account the ultraviolet radiation that these planets would receive.

Resumen. En este trabajo se identificaron exoplanetas candidatos que podrían albergar algún tipo de microorganismo tal como los que habitan ambientes extremos en la Tierra. Para ello se determinaron dos parámetros físicos en los planetas: la temperatura de equilibrio y la presión atmosférica. Se identificaron microorganismos que habitan en la Tierra dentro de estos rangos de temperatura y/o presión. Además se analizó la Zona de Habitabilidad Estelar de cada sistema planetario y se realizaron algunas consideraciones con relación a la radiación ultravioleta que reciben estos planetas.

1. Introducción

A la fecha son más de 1000 los planetas extrasolares confirmados. Las diversas técnicas de detección (velocidad radial, tránsito planetario, etc.) han permitido no solamente detectar nuevos planetas, sino también determinar (directa o indirectamente) algunas propiedades orbitales o físicas, tales como: semieje mayor, excentricidad, radio y masa del planeta. A partir de estos parámetros planetarios y de las propiedades físicas de las estrellas huéspedes, se puede estimar la temperatura de equilibrio, la presión atmosférica, la radiación ultravioleta que recibe el planeta, entre otras condiciones físicas.

Por otro lado, en la Tierra existen distintos tipos de hábitats en los cuales microorganismos, denominados *extremófilos*, crecen óptimamente en condiciones físico-químicas que se apartan significativamente de los valores promedio de nuestro planeta ($T = 15\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{atm}} = 1\text{ bar}$, $E_{\text{UV}} = 116\text{ W/m}^2$). Por ejemplo, se han descubierto microorganismos que son capaces de crecer a temperaturas cercanas al punto de ebullición del agua ($100\text{ }^{\circ}\text{C}$), como es el caso de *Pyrococcus sp. strain*

CH1 (Zeng et al. 2009) con crecimiento óptimo a 98 °C; también aquellos que crecen óptimamente a presiones superiores a 1000 bar, como *Colwellia sp. strain MT41* que crece óptimamente a los 1030 bar, y no sobrevive a presiones inferiores a 500 bar (Yayanos et al. 1981; Yayanos 1986); y los que crecen a temperaturas inferiores al punto de fusión del agua (0 °C), como es el caso del microorganismo *Planococcus halocryophilus* que crece a una temperatura de -15 °C (Mykytczuk et al. 2013). Esto sugiere la posible existencia, al menos en teoría, que microorganismos de estos tipos pueden ser capaces de habitar ambientes similares en otros planetas.

¿Existen microorganismos terrestres que sean capaces de sobrevivir en condiciones extremas de temperatura, presión y/o radiación ultravioleta, como las que presentan los planetas extrasolares? Con el propósito de responder a este interrogante, se seleccionaron de la literatura y, principalmente de la Misión Kepler, aquellos planetas extrasolares para los cuales se dispone la mayor cantidad de parámetros físicos posibles, a partir de los cuales se estimaron las temperaturas, presiones y radiación UV (100 – 400 μm), que reciben de las estrellas en torno a las cuales orbitan. La muestra original consta de 92 planetas.

2. Determinación de parámetros físicos

En la determinación de la temperatura de equilibrio (T_{eq}) se asumió que tanto la estrella como el planeta se comportan como cuerpos negros y que existe equilibrio térmico. Se tuvo en cuenta el albedo Bond del planeta, y se llevó a cabo un proceso iterativo para determinar el valor final de T_{eq} . En el caso de la presión atmosférica (P_{atm}) se consideró que los gases que conforman la atmósfera del planeta se comportan como un gas ideal de una determinada composición química. Se asumió que los planetas que poseen una densidad media $\leq 2 \text{ g/cm}^3$, poseen una composición y abundancia química atmosférica similar a la de Júpiter (H_2 , He, H_2O , CH_4), mientras que aquellos con densidad $\geq 2 \text{ g/cm}^3$ tienen una composición y abundancia química como la de la Tierra (N_2 , O_2 , H_2O). Además se adoptó que el espesor y la masa de la atmósfera del planeta son aproximadamente el 1% del radio y 0.01% de la masa total del planeta, respectivamente. En estas determinaciones se estimó una incerteza del orden del 30%, razón por la cual en la Tabla 1 se listan los rangos de temperatura y presión de cada planeta teniendo en cuenta este error. Para la estimación de la radiación UV (100–400 μm) a la que está expuesto el planeta, se empleó la aproximación de Wien de la ley de Planck. Finalmente se consideraron los límites de la Zona de Habitabilidad Estelar (ZHE) usando un modelo de temperatura constante (ver, por ejemplo, Poffo & Gómez 2012). Esta zona considera la presencia de agua líquida sobre la superficie del planeta, la que resulta imprescindible para la vida tal como la conocemos.

3. Selección de microorganismos

Los microorganismos pueden ser clasificados de acuerdo al rango de parámetros físico-químicos dentro de los cuales habitan. Por ejemplo, de acuerdo a la temperatura óptima de crecimiento se clasifican en: Hipertermófilos ($80^\circ\text{C} < T_{\text{op}}$), Termófilos ($50^\circ\text{C} < T_{\text{op}} < 80^\circ\text{C}$), Mesófilos ($15^\circ\text{C} < T_{\text{op}} < 50^\circ\text{C}$) y Psicrófilos

($T_{op} < 15^{\circ}\text{C}$). Con respecto a la presión, se encuentran microorganismos capaces de soportar altas presiones ($1 \text{ bar} < P < 1100 \text{ bar}$), los que se denominan Piezófilos o Barófilos. En cuanto a la radiación, aquellos que son capaces de resistir altas dosis se denominan radiotolerantes.

Teniendo en cuenta que en la Tierra no se han encontrado microorganismos fuera del rango de temperaturas entre -20 y 130°C , éstos fueron considerados como los valores límites para este parámetro. Cabe mencionar que si bien la temperatura no es el único factor requerido para la existencia de la vida, sí puede ser condicionante. Para este trabajo, se consideraron 16 planetas de la muestra original que presentan valores de temperaturas compatibles con los límites mencionados para la existencia de microorganismos terrestres que pueden habitar en estos rangos (Tabla 1). A partir de esta muestra de 16 planetas, se seleccionaron 14 exoplanetas para los cuales es posible encontrar microorganismos terrestres capaces de habitar dentro del rango de presiones determinadas para estos exoplanetas. Considerando los dos parámetros, temperatura y presión, se observó que solamente dos planetas, Kepler 62-e y 55-c, cumplen la condición de tener microorganismos que pueden vivir o sobrevivir bajo estos dos parámetros de manera simultánea. Resulta de gran importancia, por otro lado, destacar que estos dos planetas se encuentran dentro de la ZHE. Dos planetas más, Kepler 61-b y 22-b, también se encuentran en dicha zona y otros como: Kepler 42-d, 49-c, 54-c, 55-b y HD80606-b, yacen cerca de la misma. Este hecho debe considerarse de relevancia ya que se postula a la ZHE como factor limitante para la existencia de vida tal como la conocemos.

La radiación UV a la que están expuestos los planetas de la Tabla 1, varía entre 244 y 2565 W/m^2 , con un promedio de 1404 W/m^2 , aproximadamente. Estos valores son, en general, muy superiores a lo que recibe la Tierra del Sol (116 W/m^2). Es sabido que la radiación UV puede dañar macromoléculas esenciales para las células, como el ADN, incrementando las tasas de mutación o incluso llevando a la muerte celular. Otras macromoléculas importantes pueden ser también afectadas (por ejemplo proteínas y lípidos). Por otro lado se ha visto que la radiación UV puede inhibir algunos procesos como la fotosíntesis (Cockell 1998; Horneck 1999).

Sin embargo, es posible que ciertos microorganismos sobrevivan a altas dosis de radiación, incluso mayores a las que son expuestos naturalmente en su entorno. Por ejemplo, Horneck et al. (1994) expusieron a la bacteria *Bacillus subtilis* a la radiación UV solar de la órbita terrestre, durante 6 años. Aproximadamente el 80 % de la muestra sobrevivió en forma de spora a una dosis de $\sim 10^9 \text{ J/m}^2$. Por otro lado, Cockell et al. (2011) expusieron a distintas cianobacterias, *Anabaena Cilíndrica*, *Nostoc commune* y *Chroococciopsis*, durante 548 días a la radiación UV solar en la órbita terrestre. Estos organismos presentaron supervivencia a altas dosis de radiación ($6.47 \times 10^8 \text{ J/m}^2$). Considerando dichos resultados, al presente no se podría descartar que en algunos de los exoplanetas de la Tabla 1 puedan sobrevivir microorganismos radiotolerantes. Algunos autores están trabajando en este aspecto. En otros trabajos fueron empleadas condiciones de laboratorio para simular altas dosis de radiación UV que recibirían microorganismos en diferentes contextos planetarios (ver, por ejemplo, Abrevaya et al. 2009).

Tabla 1. Muestra de planetas seleccionados y posibles microorganismos terrestres que podrían habitar en dichos cuerpos planetarios.

Planeta	ΔT_{eq} ($^{\circ}C$)	Microorg.**	ΔP_{atm} (bar)	Microorg.**
Kepler 30-d	(35,65)	<i>Tv</i>	(55,103)	<i>Pp</i>
HD 80606-b	(99,183)	<i>Gb</i>	(15,29)	<i>Pp</i>
Kepler 9-b	(110,204)	<i>Mk</i>	(34,64)	<i>Pp</i>
Kepler 20-d	(68,124)	<i>Gb</i>	(14,26)	<i>Pp</i>
Kepler 22-b	(-14,-8)	<i>Mf</i>	(27,51)	<i>Pp</i>
Kepler 32-d	(62,114)	<i>Mk</i>	--	--
Kepler 47-b	(124,230)	<i>Gb</i>	(124,230)	<i>Ss</i>
Kepler 49-c	(127,235)	<i>Gb</i>	(246,456)	<i>Pt</i>
Kepler 55-b	(72,132)	<i>Mk</i>	(483,897)	<i>Ps</i>
Kepler 55-c*	(38,68)	<i>Mt</i>	(416,772)	<i>Mt</i>
Kepler 30-c	(111,205)	<i>Gb</i>	(16,30)	<i>Pp</i>
Kepler 42-d	(124,230)	<i>Gb</i>	(85,159)	<i>Tl</i>
Kepler 11-g	(73,135)	<i>Mk</i>	(10,18)	<i>Pp</i>
Kepler 54-c	(91,167)	<i>Gb</i>	(991,1839)	<i>Cs</i>
Kepler 61-b	(-30,30)	<i>Mf</i>	--	--
Kepler 62-e*	(-33,27)	<i>Pp</i>	(91,169)	<i>Pp</i>

*Planetas que satisfacen temperatura y presión. ***Tv*:*Thermoplasmatales volcanium*, *Gb*:*Geogemma barossi*, *Mk*:*Methanopyrus kandleri*, *Mf*:*Methanogenium frigidum*, *Mt*:*Methanococcus thermolithotrophicus*, *Pp*:*Photobacterium profundum*, *Ss*:*Shewanella strain KT99*, *Pt*:*Piezobacter thermophilus*, *Ps*:*Pyrococcus strain CH1*, *Tl*:*Thioprofundum lithotrophica 106*, *Cs*:*Colwellia strain MT41*.

En la presente contribución se identificó una muestra de planetas extrasolares con estimaciones de temperatura o presión (o ambas a la vez) dentro de los límites en los cuales se encuentra vida en la Tierra. Si bien existen otros parámetros que deberían ser considerados como parte del criterio de habitabilidad planetario, la aproximación realizada en este trabajo podrá proveer información acerca de aquellos planetas con un potencial interés astrobiológico.

Referencias

- Abrevaya X. C., Cortón E., Mauas P. J., 2009, Proceedings of the International Astronomical Union, 5, 443
- Cockell C. S., 1998, Journal of theoretical biology, 193, 717
- Cockell C. S., et al., 2011, The ISME journal, 5, 1671
- Horneck G., 1999, Advances in Space Research, 23, 381
- Horneck G., Bücker H., Reitz G., 1994, Advances in Space Research, 14, 41
- Mykyteczuk N. C., et al., 2013, The ISME journal, 7, 1211
- Poffo D., Gómez M., 2012, Actas de las segundas jornadas de astrofísica estelar. p. 94
- Yayanos A. A., 1986, Proceedings of the National Academy of Sciences, 83, 9542
- Yayanos A. A., Dietz A. S., Van Boxtel R., 1981, Proceedings of the National Academy of Sciences, 78, 5212
- Zeng X., et al., 2009, The ISME journal, 3, 873

PRESENTACION MURAL

Exploring the solar system with Mega-Precovery data mining server: strengthening our database and functionalities

F. Char¹, O. Vaduvescu^{2,3} & M. Popescu^{3,4}

(1) *Unidad de Astronomía, Universidad de Antofagasta, Av. Angamos 601, Antofagasta 127300, Chile*

(2) *Isaac Newton Group of Telescopes, Apartado de Correos 321, E-38700 Santa Cruz de la Palma, Canary Islands, Spain*

(3) *IMCCE, Observatoire de Paris, 77 Avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris Cedex, France*

(4) *Astronomical Institute of the Romanian Academy, 5 Cultitul de Argint, RO-75212 Bucharest, Romania*

Abstract. Mega-Precovery is an online service focused on data mining few collections of instruments archives, with the aim to improve the orbital and physical knowledge of known asteroids and other Solar System objects. Mega-Precovery comprises a collection of millions of images which can be searched for serendipitous recoveries and *precoveries* (appearitions before discoveries). In this work we present a data mining of ESO WFI and INT WFC archives and some precoveries using this tool, developed within the European Near Earth Asteroid Research project (EURONEAR), in collaboration with the IMCCE Observatoire de Paris.

Resumen. Mega-Precovery es un servicio online enfocado en data mining de algunas colecciones de archivos de instrumentos, con el propósito de mejorar el conocimiento orbital y físico de asteroides conocidos y otros objetos del Sistema Solar. Mega-Precovery contiene una colección de millones de imágenes en que pueden buscarse recuperaciones casuales y *precoveries* (apariciones antes de descubrimientos). En este trabajo presentamos un data mining de archivos del ESO WFI e INT WFC y algunos precoveries usando esta herramienta, desarrollada en el contexto del proyecto European Near Earth Asteroid Research, en colaboración con el IMCCE Observatoire de Paris.

1. Introduction

Mega-Precovery is an online service focused on data mining few collections of instruments archives, with the aim to improve the orbital and physical knowledge of known asteroids and other Solar System objects. This paper is a detailed description of this online service aiming to enhance the search capabilities of important objects, such as Potentially Hazardous Asteroids (PHAs), Virtual Impactors (VIs) or newly discovered objects. Mega-Precovery is dedicated to

search among large collections of archives, using a big database able to scan among different instrument archives, speeding up data mining of asteroids in a flexible way, where the user even can add his/her own instrument archive. A sample of these capabilities is shown in this work, mining the ESO WFI and INT WFC archives during a decade sky coverage.

2. Data mining with Mega-Precovery

Mega-Precovery was developed in the frame of the EURONEAR project with the main science goal to ameliorate the NEA orbits and improve their ephemerides. It follows its precursor Precovery software and allows querying all catalogued asteroids (including all known NEAs and PHAs) and comets, looking for potential encounters of one or few object to report a candidate recovery or precovery (recovery before discovery date). Recoveries could enlarge the observed arcs, firm orbits by adding second-opposition data, ameliorate orbits and minimal orbital intersection distance with Earth (MOID). Mega-Precovery includes three huge archive collections in its database (the Mega-Archive): ESO (15 instruments), NVO (8 instruments) and CADC (11 instruments, including HST), and other important archives (CFHTLS, INT/WFC, Subaru/SuprimeCam, AAT-WFI, SDSS), totaling 39 instruments and 4.3 million images. New archives and up-to-day new searching capability functions are under development.

3. Mining the ESO WFI and INT WFC archives

This mining effort comprises ESO Wide Field Imager (WFI) and INT Wide Field Camera (WFC) archives. The WFI, mounted in the 2.2m ESO/MPG telescope in La Silla Observatory (Chile), was scanned during the period 25-10-1999 (first light) to 27-08-2009 (start of this project); the WFC, mounted in the 2.5m Isaac Newton Telescope (INT) in Observatorio Roque de los Muchachos, Canary Islands (Spain), was scanned during the period 20-06-1998 (first light) to 10-07-2009 (start of this project). The sky coverage of both projects is portrayed in Figure 1.

As published in Vaduvescu et al. (2013), the sky coverage of both hemispheres from La Silla (Chile) and ORM (Canary Islands) was appropriate for asteroid detection, as seen in Figure 1. In total, 152 objects were measured and reported in a team including students and amateurs: 44 PHAs and 108 other NEAs; 18 precoveries and 10 recoveries were achieved. The astrometry was performed using the Astrometrica software (Raab 2012) to resolve the astrometry of the fields. The asteroids are searched (and its positions measured) in the candidate images by blinking the previously aligned images of the same field. Finally, the astrometry is checked by possible errors (e.g. faint objects affected by bright stars, larger sky uncertainties, bad identification, etc.) using the FITSBLINK asteroid residual server calculator (Skvarc 2012) or the EURONEAR O-C calculator. Once this process is completed, the datasets are reported to the Minor Planet Center. The datasets for the ESO WFI and INT WFC archives included 316 positions of 55 objects found in the ESO archive and 445 positions for 97 objects found in the INT archive, in total 152 objects and 761 measurements.

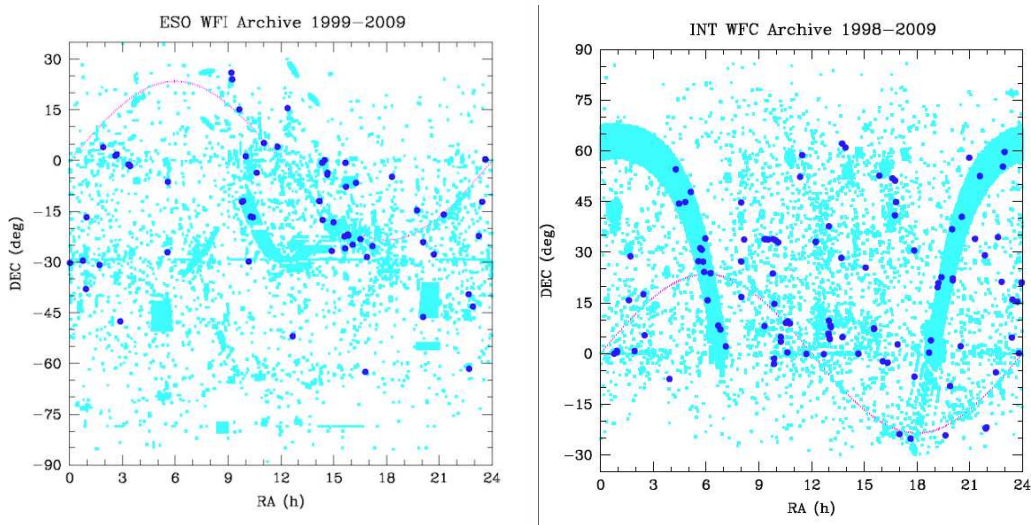


Figure 1. Sky coverage of the archives from ESO WFI (left) and INT WFC (right). The observed fields are marked as cyan (fainter) dots. Blue dots are the NEAs and PHAs encountered. Ecliptic is marked in magenta (Vaduvescu et al. 2013).

4. Mega-Precovery software

To retrieve the logs of images for a desired object, the Mega-Precovery tool (written in PHP) queries the selected archives extracted from the current observing logs (CCD imaging archives), as seen in the provided flowchart (Figure 2). The output is a list containing the candidate images holding the given search asteroid (NEA, PHA, MBA or other Solar System bodies (comets, MBCs, etc.), and soon to be extended to other Solar System bodies; the result is displayed both via web interface and sent by email. The user can download the images for a further analysis of the desired asteroid. The ephemeris calculation is done through the Miriade server developed by J. Berthier et al. at IMCCE (Berthier, 2009). Few recent examples of precoveries using Mega-Precovery in SuprimeCam and SDSS archives include the NEAs 2012 RX16 (3 month arc extended to 8 years; MPEC 2013-Y11, Vaduvescu & Hudin 2013), 2007 TK15 (one month arc precovered 1.5 years), 2011 GM44 (one month arc prolonged to 5 years), the PHA 2012 KC6 (2 month arc to 4 years), 2012 HC34 (6 month arc extended back to 10 years), 2009 UE2 (5 month arc extended to 2 years) and 2011KW19 (2 month arc precovered to 7 years), etc. (all to be published soon).

5. Conclusions

The Mega-Precovery software is presented as a new and improved data mining service (similar to the North-American Skymorph and SDSS), allowing to explore large datasets and search for serendipitous encounters of known NEAs and PHAs. For this data mining study involving ESO WFI and INT WFC, and using its precursor software, Precovery, an important number of NEAs were

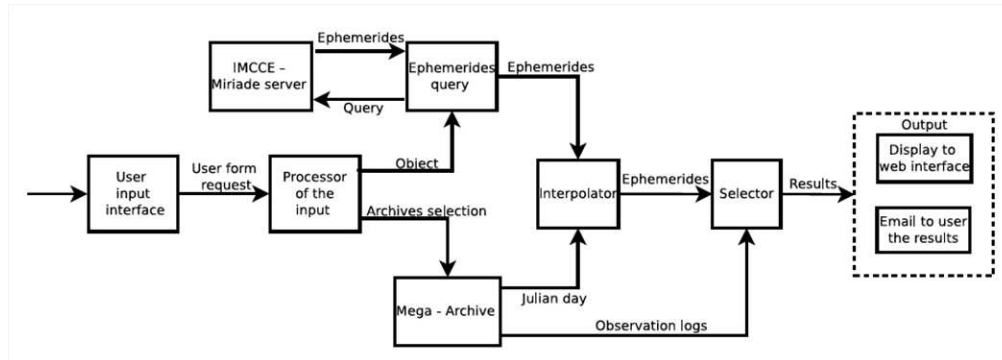


Figure 2. Flowchart of Mega-Precovery (Vaduvescu et al. 2013).

identified and measured, and their astrometry reported to the Minor Planet Center (MPC). The current Mega-Precovery tool will continue this effort focusing on data mining of many instrument archives, while many different capabilities are being added to its database: Mega-Archive will include ING (all imaging cameras), new search tools (query by orbital element or by observational arc) and new Solar System objects, such as bolides, planet satellites, etc. (we added comets recently), extending our mining capabilities. Currently, there are two main projects to be added: one is just to add new search options, and also to write some code in order to automatically and daily update the major archives (at least those served by major 3 archive servers).

Acknowledgments. This work includes observations from the ESO/MPG telescope of European Southern Observatory (ESO) in La Silla Observatory, Chile and the Isaac Newton Telescope (INT) owned by the Isaac Newton Group (ING) in La Palma, Canary Islands. The images were retrieved from the ESO Science Archive Facility (<http://archive.eso.org/cms.html>), CASU Astronomical Data Centre (<http://casu.ast.cam.ac.uk/casuadc>) and the Isaac Newton Group Archive (<http://casu.ast.cam.ac.uk/casuadc/ingarch/query>). The author also acknowledge all the BAAA organizing committee due to its great effort organizing the AAA conference, and the editorial staff due its useful guidance in preparing this paper under the AAA terms.

References

- Berthier J. et al., 2009, European Planetary Science Congress 2009, p. 676
 Raab H., 2012, Astrometrica software, <http://www.astrometrica.at>
 Skvarc J, 2012, Calculation of residuals of asteroid positions, <http://www.fitsblink.net/residuals>
 Vaduvescu, O. et al., 2013, Astron. Nachr., 334, 718-728.

PRESENTACION MURAL

Relación entre distribuciones de colisiones de baja energía y trayectorias de escape

F.A. Zoppetti¹, A.M. Leiva¹, C.B. Briozzo²

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. In the restricted three-body problem, the impact distributions on the secondary mass originated by low-energy trajectories exhibit peculiar properties concerning the positions and directions of the impacts. In particular, for low energies there are regions on the surface of the secondary mass where no collisions happen. On the other hand, similar surface distributions can be obtained when only considering those test particles whose low-energy trajectories satisfy the escape condition. In this work, taking into account the Earth-Moon problem, we analyze the relations between these two distributions and discuss their possible applications.

Resumen. En el problema circular de tres cuerpos restringido, las distribuciones de colisiones sobre la masa secundaria que originan trayectorias de baja energía presentan características peculiares respecto de las posiciones y direcciones en las que ocurren los impactos. En particular, para bajas energías existen regiones sobre la superficie de la masa secundaria donde no ocurren colisiones. Por otro lado, se pueden obtener distribuciones superficiales similares cuando solamente se consideran partículas de prueba que se corresponden con trayectorias de baja energía que satisfacen la condición de escape. En este trabajo, considerando el problema Tierra-Luna, se analizan las relaciones que existen entre estas dos distribuciones y se discuten sus posibles aplicaciones.

1. Introducción

Las trayectorias de baja energía en el problema circular de tres cuerpos restringido (PC3CR) y las distribuciones de colisiones que ellas originan sobre la masa secundaria, han cobrado interés reciente por las posibilidades de aplicación en problemas actuales. En particular, relacionado con distribuciones de impactos de baja energía producidos por trayectorias que proceden desde el exterior del sistema y que ingresan a través del punto Lagrangeano L_2 , Leiva y Briozzo (2013) proponen una nueva explicación para las semillas iniciales de polvo que deberían haberse depositado sobre la superficie de Iapetus, satélite natural de Saturno, para que actúen efectivamente mecanismos complejos conocidos (segregación térmica, evaporación del hielo superficial, etc.), los cuales permiten

modelar la dicotomía de albedo que se observa en este satélite. El gran inconveniente que se presenta es que a estas energías tan bajas resulta difícil justificar la existencia de una población originaria de este polvo, la cual debería provenir de regiones relativamente próximas al sistema Saturno-Iapetus. Por otro lado, Alvarellos et al. (2005), analizando numéricamente las trayectorias que origina el material superficial eyectado desde la superficie de un satélite después de sufrir una colisión y asumiendo ciertas cotas para las velocidades de escape, concluyen que una colisión genera una población secundaria de material de baja energía que sería en un principio prácticamente coorbital con la masa secundaria y luego se depositaría en su superficie. Este análisis fue aplicado a tres satélites de Saturno. Las distribuciones de impactos de baja energía presentan características peculiares respecto de las distribuciones obtenidas mediante abordajes clásicos que focalizan el problema como un problema típico de dispersión de partículas (alta energía). En general se observan asimetrías que presentan valores máximos en las distribuciones en la dirección contraria del ápex de movimiento y en algunos rangos de energía, existen regiones sobre la superficie de la masa secundaria donde no se registran colisiones. Esto fue analizado en trabajos anteriores para los modelos de tres cuerpos Tierra-Luna (Leiva & Briozzo 2007) y Saturno-Iapetus (Leiva & Briozzo 2013). Con el fin de completar la caracterización de este tipo de distribuciones peculiares, en este trabajo analizamos las distribuciones de condiciones iniciales sobre la superficie de la masa secundaria y las posibles direcciones de la velocidad superficial con la vertical local que se corresponden con trayectorias que *escapan* del sistema Tierra-Luna cuando se integran numéricamente hacia atrás en el tiempo.

2. Integraciones numéricas

Se utilizó el formalismo estándar del PC3CR (Szebehely 1967) normalizando las unidades de masa y de distancia entre las masas primarias ($m_1 + m_2 = 1$; $d_{12} = 1$), adoptando un valor unitario para la constante de gravitación universal G , e introduciendo el parámetro de masa $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$ respecto del cual, los valores de las masas primarias resultan $m_1 = 1 - \mu$, $m_2 = \mu$. Para el caso Tierra-Luna se asume $\mu = 0.0121505$, radio de masa secundaria $R = 0.004527$ (~ 1740 km) y los valores unitarios de distancia, velocidad y tiempo resultan equivalentes a 384400 km, 1024 m/s y 104 h, respectivamente.

Para ocho valores equiespaciados de la constante de Jacobi comprendidos entre $-1.5860 \leq h \leq -1.5790$ (Leiva & Briozzo 2007), se construyó un conjunto de 259920 condiciones iniciales sobre la superficie lunar a partir de una grilla uniforme en el espacio de parámetros (θ, γ) con incrementos $\Delta\theta = \Delta\gamma = \pi/360$ en los rangos $0 \leq \theta < 2\pi$ y $\pi/2 \leq \gamma \leq 3\pi/2$ (ver Fig 1). Cada condición inicial se integró numéricamente hacia atrás en el tiempo, utilizando una rutina en lenguaje Fortran90 y un algoritmo Bulirsch-Stoer de paso variable de precisión 10^{-12} (Press et al. 1992) y hasta registrar una condición de escape o un retorno a la superficie de la masa secundaria. La condición de escape se estableció cuando la trayectoria abandona la región de influencia de la masa secundaria a través de alguno de los puntos Lagrangeanos $L1$ y $L2$ ($x < X_{L1} = 0, 836915547$ o $x > X_{L2} = 1.155681836$). Las trayectorias que no escapan y que retornan nuevamente a la superficie fueron descartadas.

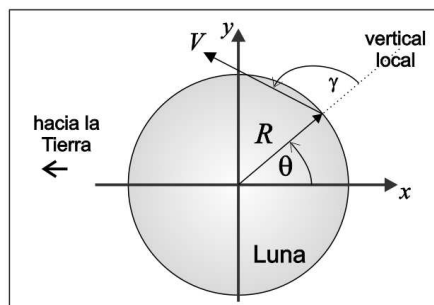


Figura 1. Sistema de coordenadas sinódico centrado en la masa secundaria. θ es la posición angular de la partícula sobre la superficie y γ es el ángulo que forma la velocidad con la dirección de la vertical local.

3. Resultados y discusión

En todos los casos analizados, los resultados obtenidos son consistentes con las distribuciones identificadas por Leiva y Briozzo (2007). A modo de ejemplo, en la Figura 2 se comparan para dos valores de h las distribuciones de colisiones de baja energía con los mapas dinámicos obtenidos en este trabajo.

Mediante la consideración de condiciones iniciales superficiales que proceden de trayectorias de escape del sistema se logran reproducir las direcciones de impacto y las regiones de colisión que se observan cuando se consideran directamente trayectorias externas que ingresan al sistema Tierra-Luna a través de la vecindad del punto Lagrangeano L_2 . El acuerdo es muy bueno, pero a diferencia de este último caso, no observamos las subestructuras fractales observadas por Leiva y Briozzo (2007). Esto permite deducir que:

- Existen condiciones iniciales sobre la superficie lunar que se corresponden con escapes de la vecindad de la masa secundaria pero que no tienen correspondencia con la dinámica de trayectorias que ingresan al sistema a través de L_2 .
- Las regiones obtenidas son *completas* y representan una envolvente de las distribuciones de las colisiones originadas por trayectorias de baja energía. En todos los casos analizados, para valores angulares $0 < \theta/\pi < 1$ se obtienen pequeñas diferencias que no resultan significativas respecto al comportamiento global de las direcciones de impacto.

El procedimiento implementado en este trabajo permite identificar las regiones de interés con menos esfuerzo de cómputo respecto de las exploraciones numéricas realizadas por Leiva y Briozzo (2007), en las cuales consideraron grillas uniformes de condiciones iniciales sobre una superficie de sección fija en L_2 ($x = x_{L_2}$). Para cubrir todas las posibles trayectorias que pueden ingresar al sistema Tierra-Luna, el número de condiciones iniciales crece significativamente a medida que la constante de Jacobi aumenta. Así, nuestros resultados abren la posibilidad de acotar y modelar rápidamente las distribuciones de impactos de baja energía y las direcciones en las que ocurren las colisiones, sólo a través de considerar condiciones iniciales sobre la superficie de la masa secundaria que se

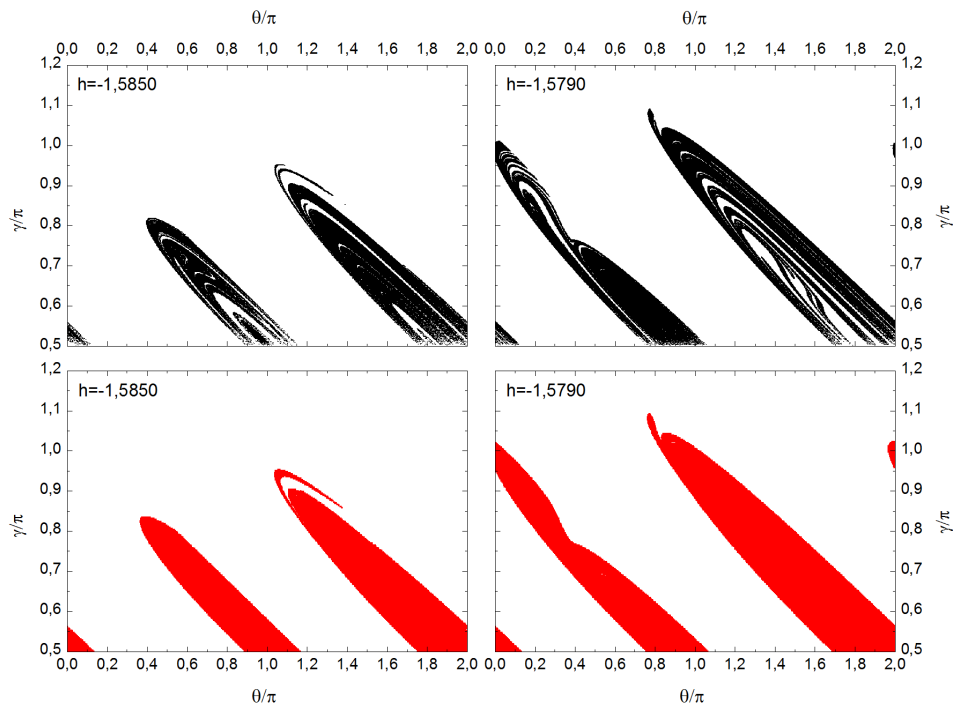


Figura 2. Comparación de resultados en el plano (θ, γ) . *Sup.*: distribuciones de colisiones de baja energía obtenidas por Leiva y Briozzo (2007). *Inf.* distribuciones obtenidas en este trabajo.

corresponden con trayectorias que *escapan* cuando se integran numéricamente hacia atrás en el tiempo. En trabajos futuros aplicaremos este análisis al caso tridimensional.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SeCyT) de la Universidad Nacional de Córdoba junto con el Consejo Interuniversitario Nacional (CIN) mediante el programa de Becas de Estímulo a la Vocaciones Científicas por resolución P. N° 230/13.

Referencias

- Alvarellos J. L., Zahnle K. J., Dobrovolskis A. R. and Hamill P., 2005, *Icarus* 178, 104-123.
- Leiva A. M. & Briozzo C. B., 2013, *MNRAS*, 430(2), 858-868.
- Leiva A. M. & Briozzo C. B., 2007, *BAAA* 50, 31-34.
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, Cambridge Univ. Press, New York.
- Szebehely, V.: 1967, Academic Press, Nueva York.

PRESENTACION MURAL

Espectros en el infrarrojo medio de discos de escombros

L. García¹ & M. Gómez¹

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

Abstract. In this contribution we report mid-infrared spectra of 3 stars (ages $10^7 - 10^9$ yrs) with known debris disks. These spectra are compared with the absorption profiles of crystalline and amorphous silicates. The presence of absorption bands can be explained by considering the existence of amorphous compounds together with those of the crystalline type. In addition, dust particles may have typical sizes $> 1.5 \mu\text{m}$. This would indicate that the material in the debris disks is in a more advanced evolutionary state than in disks around T - Tauri stars ($\sim 10^6$ years) or in the interstellar medium, populated by dust particles with sizes $\sim 0.1 \mu\text{m}$ consisting of amorphous silicates.

Resumen. Se presentan espectros en el infrarrojo medio de 3 estrellas (edades de $10^7 - 10^9$ años) asociadas con discos de escombros. Los espectros se compararon con perfiles de absorción de compuestos de tipo amorfo y cristalino. La presencia de bandas de absorción no puede explicarse considerando sólo compuestos del tipo amorfo sugiriendo la existencia de compuestos del tipo cristalino. Además, las partículas de polvo tendrían tamaños $> 1.5 \mu\text{m}$. Esto evidenciaría que el material de los discos de escombros se encuentra en un estado evolutivo más avanzado que en los discos en estrellas de tipo T - Tauri ($\sim 10^6$ años) o del medio interestelar, poblados principalmente por partículas de polvo con tamaños de $\sim 0.1 \mu\text{m}$ constituidas por silicatos del tipo amorfo.

1. Introducción

Los discos de escombros (o *debris*) son discos circunestelares asociados a estrellas de secuencia principal. Se encuentran poblados por partículas de polvo que se originan en colisiones entre cuerpos remanentes o “escombros” resultantes de un proceso de formación planetaria (Backman & Paresce 1993). La mayor parte del conocimiento acerca de los discos de escombros proviene del modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs). Este método permite estimar parámetros fundamentales de los discos como radio y masa. Sin embargo, la composición química y el tamaño de las partículas de polvo son aspectos difíciles de abordar mediante esta técnica (García & Gómez 2014).

Distintos compuestos mineralógicos producen transiciones en la región espectral del infrarrojo medio, y los espectros en esta región podrían ayudar a caracterizar el tipo de polvo presente en los discos (Kessler-Silacci et al. 2006).

En este trabajo se presentan espectros en el infrarrojo medio de tres estrellas con discos de escombros. Las observaciones se describen en la Sección 2. junto con el análisis de los espectros. En la Sección 3., se discuten las implicaciones de la comparación y se presentan las conclusiones.

2. Observaciones y análisis

Se seleccionaron 3 estrellas con evidencias de discos de escombros: HD 191089 ($d = 52.1$ pc, edad = 1.7×10^9 años), HD 197481 ($d = 9.9$ pc, edad = 0.01×10^9 años) y HD 202917 ($d = 42.9$ pc, edad = 0.03×10^9 años). Los espectros se tomaron en la banda N, alrededor de $\lambda = 10 \mu\text{m}$ con el instrumento TReCS (*Thermal - Region Camera Spectrograph*) del observatorio Gemini Sur (programa GS-2010B-Q-35). Se empleó la técnica de *Chop & Nod* para adquirir las observaciones y se aplicaron las rutinas estándares del observatorio Gemini para extraer los espectros y realizar la correcciones por absorciones telúricas. A cada espectro se le extrajo el continuo y se lo normalizó.

Para analizar las características de los espectros, se los comparó con los coeficientes de eficiencia de absorción (Qabs) de los silicatos del tipo amorfo olivina y piroxeno, y con los de silicatos del tipo cristalino enstatita y forsterita. Los coeficientes Qabs se calcularon asumiendo que las partículas de polvo son esféricas y tienen una composición química homogénea. Se utilizaron las constantes ópticas de Dorschner et al. (1995) y van Boekel et al. (2005) para los silicatos del tipo amorfo y las constantes de Chihara et al. (2002) y Koike et al. (2003) para la enstatita y la forsterita, respectivamente. En el caso de la olivina y el piroxeno se consideraron dos tamaños de partículas con radios de $D = 0.1$ y $D = 1.5 \mu\text{m}$. Para la enstatita y la forsterita se tomó un único radio $D = 1.0 \mu\text{m}$.

La Figura 1 muestra en línea continua roja los espectros finales en comparación con los perfiles de absorción de los silicatos del tipo amorfo. Los 3 gráficos de la fila superior corresponden a las partículas con $D = 0.1 \mu\text{m}$, los de la fila inferior, a las partículas con $D = 1.5 \mu\text{m}$. Considerando el aspecto general de los espectros, éstos parecen guardar cierta similitud con los perfiles de los compuestos del tipo amorfo. Además, cuando se incrementa el tamaño de las partículas a $D = 1.5 \mu\text{m}$, el máximo de los perfiles se desplaza hacia una λ mayor y la semejanza parece mejorar. Sin embargo, si se inspeccionan los espectros en detalle, éstos presentan diversas características a distintas λ que no pueden ser reproducidos con los perfiles de silicatos del tipo amorfo.

En la Figura 2 se presentan nuevamente los espectros (paneles centrales), junto con los perfiles de los silicatos cristalinos. Los paneles superiores corresponden al perfil de la enstatita mientras que los paneles inferiores corresponden a la forsterita. La característica más prominente en los espectros de HD 197481 y HD 202917 se encuentra en $\lambda \sim 10.5 \mu\text{m}$ el cual podría deberse principalmente a la enstatita. Alrededor de $\lambda \sim 11.3 \mu\text{m}$ la forsterita presenta un pico que podría estar presente en HD 202917 pero que no es evidente en HD 197481. Tanto en el espectro de HD 191089 como en el de HD 197481 se sugiere un pequeño pico

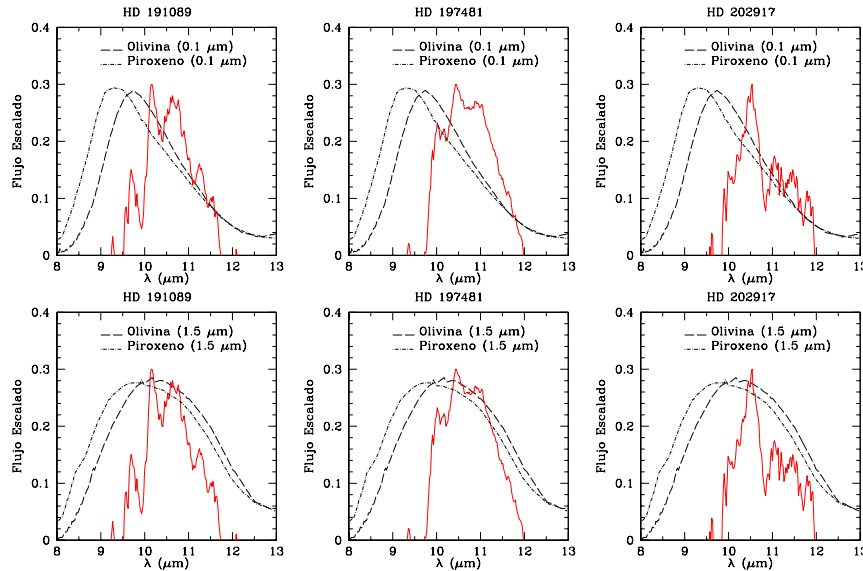


Figura 1. Las líneas continuas en rojo representan los espectros luego de sustraído el continuo, haber sido normalizados y escalados a los valores de los coeficientes de absorción. La línea de trazos corresponde a la olivina y la línea trazos y puntos al piroxeno. Los gráficos de la fila superior e inferior corresponden a partículas de polvo con $D = 0.1 \mu\text{m}$ y $D = 1.5 \mu\text{m}$, respectivamente.

alrededor de $\lambda \sim 9.3 \mu\text{m}$ que podría corresponder a la enstatita.

La naturaleza más compleja de los perfiles de los silicatos cristalinos, parece guardar una mejor correspondencia con los detalles más conspicuos de los espectros que no se encuentran en los perfiles de compuestos del tipo amorfo. Este comportamiento, donde el aspecto general de los espectros es reproducido por compuestos de tipo amorfo y aquellas características más intrincadas son reproducidas por compuestos de tipo cristalino, ya ha sido identificado en discos de escombros bien estudiados como el caso de β Pictoris. Los espectros en el IR medio de este sistema son reproducidos de manera satisfactoria considerando granos de polvo con radios $D \sim 2 \mu\text{m}$, constituidos por una mezcla de silicatos cristalinos y amorfos (Li et al. 2012).

3. Conclusión

Las características de los espectros sugieren que el polvo en los discos de escombros de HD 191089, HD 197481 y HD 202917 podría estar constituido en parte, por compuestos del tipo amorfo. Además, la población de partículas tendría radios $> 1.5 \mu\text{m}$. Sin embargo, las características más complejas de los espectros, no pueden ser reproducidas por los perfiles suaves de los compuestos de tipo amorfo, siendo necesario considerar la presencia de compuestos del tipo cristalino, con un mayor grado de procesamiento y con perfiles de absorción más complejos. Estas características diferencian al polvo de los discos de escombros de aquél que se

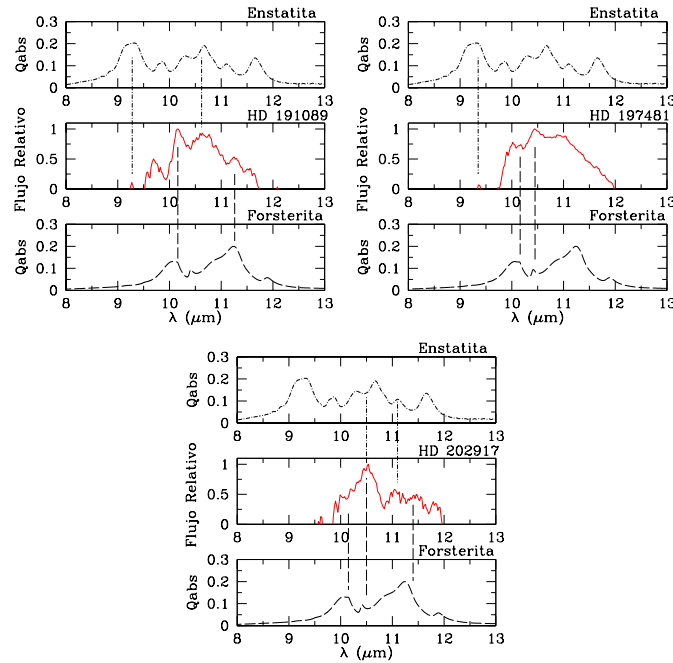


Figura 2. Comparación de los espectros (paneles centrales) con los perfiles de coeficientes de absorción (Q_{abs}) de los silicatos del tipo cristalino enstatita (paneles superiores) y forsterita (paneles inferiores). Las líneas verticales indican algunas características de los perfiles de la enstatita en $\lambda \sim 9.3$ y $10.5 \mu\text{m}$ y la forsterita en $\lambda \sim 10.1$, 10.5 y $11.3 \mu\text{m}$.

encuentra en los discos proto-planetarios de estrellas en formación (edades de $\sim 10^6$ años) los cuales se caracterizan por espectros en el infrarrojo medio dominados por la presencia de silicatos de tipo amorfo en partículas con tamaños $< 1 \mu\text{m}$ (ver, por ejemplo, Sargent et al. 2006). Estas diferencias conducen a la idea de que el material de los discos de escombros ha experimentado efectivamente una evolución en su estructura, composición y tamaño.

Referencias

- Backman D. E., Paresce F., 1993, in Levy E. H., Lunine J. I., eds, Protostars and Planets III Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon. pp 1253–1304
- Chihara H., et al., 2002, *A&A*, 391, 267
- Dorschner J., et al., 1995, *A&A*, 300, 503
- García L., Gómez M., 2014, Modeling of debris disks in binary and single stars, en preparación
- Kessler-Silacci J., et al., 2006, *ApJ*, 639, 275
- Koike C., et al., 2003, *A&A*, 399, 1101
- Li D., Telesco C. M., Wright C. M., 2012, *ApJ*, 759, 81
- Sargent B., et al., 2006, *ApJ*, 645, 395
- van Boekel R., et al., 2005, *A&A*, 437, 189

PRESENTACION MURAL

Orbital parameter refinement and transit timing variation analysis of the *hot-Neptune* Gliese 436b

C. von Essen^{1,2}, R. Miculán³, R.I. Páez⁴

(1) *Institut für Astrophysik Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 33037 Göttingen, Germany*

(2) *Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112, 21029 HH - Germany*

(3) *FCAG - UNLP and IALP CONICET - UNLP, Paseo del Bosque, B1900FWA - Argentina*

(4) *Dep. of Mathematics, Roma Uni. "Tor Vergata", Via della Ricerca Scientifica 1, 00133 Roma - Italy*

Abstract. Around the late dwarf star Gliese 436A orbits Gliese 436b, the first *hot-Neptune* ever discovered. Due to its high eccentricity ($e \sim 0.16$) Gliese 436b offers an ideal scenario to perform stability studies of the system orbital parameters, such as Transit Timing Variation analysis (TTVs), from which further exoplanets with masses potentially as low as the Earth mass can be detected. With the observations carried out using the Oskar Lühning Telescope in Germany, and further data provided by a public data base, we analyzed six new primary transit light curves. These, along with already published ones, were jointly studied in this work with the main goal to test the existence of TTVs in the system.

Resumen. En torno a Gliese 436A, una enana de tipo espectral tardío, orbita Gliese 436b, el primer *hot-Neptune* descubierto. Debido a su alta excentricidad ($e \sim 0.16$), Gliese 436b es un candidato ideal para estudiar perturbaciones en los parámetros orbitales, como variaciones en el instante de mínimo (TTVs), a través de las cuales se pueden detectar planetas de masa similar a nuestra Tierra. A través de las observaciones obtenidas con el telescopio Oskar Lühning (Alemania) y de una base de datos pública, hemos obtenido 6 curvas de luz nuevas. Estas observaciones, junto a otras previas de otros autores, han sido estudiadas en conjunto en este trabajo, en pos de comprobar la existencia de TTVs en el sistema descrito.

1. Introduction

The first discovery of an extrasolar planet around a Sun-like star happened in 1995. Since then, the number of detected exoplanets has increased to more than one thousand. Although most efforts are invested towards the discovery of a planet able to sustain life, most exoplanets that have been detected from the ground belong to the *hot Jupiter* class, i.e., exoplanets that are comparable in size to Jupiter but with elevated temperatures due to the proximity to their hosts.

These are the easiest ones to detect, in principle because they are massive and very close to the parent star, so the effects they induce in the latter are large enough to be measured even using middle-class telescopes. On the contrary, smaller planets require larger telescopes and more refined techniques. In fact, even though the discovering rate has been increasing exponentially, it was not until 2004 that the first *hot Neptune* was found: Gliese 436b. Clearly, our understandings of the vast exoplanetary sample is governed by the observing capabilities.

This work is based on the TTV method. In the simplified case where a planetary system is conformed by a central body (the star) and one secondary body (the planet), the movement of the latter around its host can be described by a Keplerian orbit in a very high degree of precision. If the orbital configuration is such that the planet happens to eclipse the star as seen from the Earth, the transits will occur exactly periodically. However, if further bodies are present in the system, due to mutual gravitational interactions their orbits will no longer be Keplerian. In turn, they will speed up and slow down by small amounts that will lead to deviations from exact periodicity. This timing shifts can, in principle, be measured from the ground. Once an exoplanet is detected via the transit method, the variations of the observed mid-transit times allow the subsequent detection of non-transiting exoplanets with masses potentially as low as the Earth mass.

The exoplanet is orbiting the host Gliese 436A, a dwarf with spectral type M2.5 and a mass of $0.44 M_{\odot}$. Gliese 436b is a planet with a mass of $0.073 \pm 0.003 M_J$, an orbital period of 2.65386 ± 0.00003 days, and an eccentricity of 0.016 ± 0.019 (Shporer et al. 2009). Two hypothetical scenarios could explain the observed large eccentricity: either the system is too young and, therefore, the circularization time scale has not been reached, or there is another body in the system perturbing its orbit. The latter motivated us to produce this analysis.

2. Observations and data reduction

Our observations comprise two transits of GJ-436b obtained on February 2 and April 18, 2012, and four extra transits available in the Exoplanet Transit Database¹ (ETD). The two transit observations were carried out using the 1.2 m Oskar-Lühning telescope (OLT) at Hamburg Observatory, Germany (Figure 1, top). The data were acquired with typical exposure times of ~ 60 seconds, strongly depending on the star's altitude and the night quality, and using a Johnson-Cousins Schuler R filter. For OLT data bias and flat field images were obtained each observing night. We used the IRAF task *ccdproc* for bias subtraction and flat-fielding on the individual data sets, followed by the task *apphot* to carry out aperture photometry on all images. We measured fluxes using different apertures centered on the target star and three more reference stars with similar brightnesses as Gliese 436A. The differential light curves were produced by dividing the flux of the target star and the reference stars. The final selected aperture

¹<http://var2.astro.cz/ETD/>

and reference star were the ones that minimized the scatter of the differential light curves.

2.1. Data preparation

Our time stamps are given as heliocentric Julian dates. For TTV analysis we converted them into barycentric Julian dates using the web tool provided by Eastman et al. (2010)².

3. Fit approach

3.1. Correlated noise analysis

Any ground-based observation is likely to present not only Gaussian "white" noise, but correlated noise as well, related mostly to changes in the atmospheric conditions and the altitude of the star during observations, as well as other instrumental effects such as poor guiding or flatfielding, the so-called systematic effects. To account for correlated noise in our light curves, we followed the steps indicated in Carter & Winn (2009) and Pont et al. (2006). Basically, the authors measure to which extent are the light curves affected by correlated noise, enlarging the individual photometric errors to account for it. This would increase the parameter errors without changing the parameter estimates. After correlated noise was accounted for in the OLT and EDT light curves, we proceed with the estimation of the orbital parameters.

3.2. Orbital parameters

To fit the primary transit data we used the Mandel & Agol (2002) transit model, along with a quadratic limb-darkening law with fixed coefficients $u_1 = 0.343$ and $u_2 = 0.398$. The orbital parameters that we can infer from primary transit fitting are the orbital period, P , the mid-transit time, T_0 , the planet-to-star radius ratio, $p = R_p/R_s$, the semi-major axis in stellar radii a/R_s , and the orbital inclination i . Fitting the six light curves simultaneously, we determined the best-fit orbital parameters. To this end we used a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) approach. After 10^8 iterations we discarded a suitable burn-in ($\sim 10^6$ samples) and determined the combination of parameters resulting in the lowest deviance, i.e., our global best-fit solution. The errors were derived from the 68% highest probability density or credibility intervals (1σ). Our results are summarized in Table 1.

4. Transit timing variation analysis: the OC diagram

From the best-fit ephemeris P and T_0 we then obtained the calculated mid-transit times (C) (i.e., the expected timings under the absence of a perturbing body). To calculate the observed (O) mid-transit times we considered the best-fit values of p , a , i , and P . Then, we specified Gaussian priors on these parameters and refitted each one of the individual light curves. The OC diagram was then

²<http://astrutils.astronomy.ohio-state.edu/time/>

Table 1. Best-fit (lowest deviance, 1σ errors) parameters from Cáceres et al. (2009), in comparison with the ones obtained in this work.

Parameter	Cáceres et al. (2009)	Our work
i ($^\circ$)	86.5 ± 0.2	85.45 ± 0.12
p (R_p/R_s)	0.082 ± 0.005	0.0807 ± 0.0009
P (days)	2.64385 ± 0.00009	$2.643893 \pm 2 \times 10^{-6}$
T_0 (BJD _{TDB})	2454222.616 ± 0.001	2455959.65848 ± 0.0002

simply obtained doing the difference between the observed (O) and calculated (C) mid-transit times. The latter is plotted in Figure 1, bottom. We applied a Lomb-Scargle periodogram to search for any significant periodicity contained in the OC diagram. As a visual inspection clearly suggests, our Fourier analysis reveals no TTV-associated periodicity.

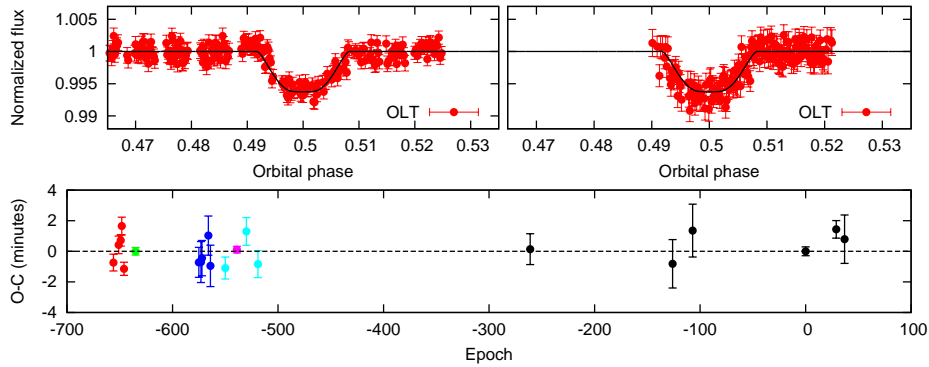


Figure 1. Top: Primary transit light curves of OLT in red, along with the best-fit model in black continuous line. Bottom: OC diagram for Gliese 436b. Our data points are plotted in black, while the rest corresponds to other author's work (see e.g., Cáceres et al. 2009, and references therein).

5. Conclusions

In this work we have obtained and analyzed six new primary transit light curves, extending the TTV analysis on Gliese 436b. We have calculated new system orbital parameters and studied the presence of TTVs in the system. After constructing an OC diagram, a Fourier analysis reveals no significant TTV signal.

References

- Cáceres C., et al., 2009, *A&A*, 507, 481
 Carter J. A., Winn J. N., 2009, *ApJ*, 704, 51
 Eastman J., Siverd R., Gaudi B. S., 2010, *PASP*, 122, 935
 Mandel K., Agol E., 2002, *ApJ*, 580, L171
 Pont F., Zucker S., Queloz D., 2006, *MNRAS*, 373, 231
 Shporer A., et al., 2009, *ApJ*, 694, 1559

Parte VII

Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos

MESA REDONDA

Participación argentina en el *Gemini Observatory*

S. A. Cellone, F. R. Faifer, A. V. Smith Castelli, D. Ferreiro, G. Ferrero
Oficina Gemini Argentina, Subsecretaría de Coordinación Institucional,
Secretaría de Articulación Científico Tecnológica, MinCyT

Abstract. Since the beginning of the present century, Argentina has access to two twin telescopes each 8.1 m in diameter. The Observatory covers both celestial hemispheres, and is equipped with modern instrumentation spanning from the optical to the mid-infrared. This paper gives a brief description of present instruments as well as those available in the near future, pointing to their possible impact on different research lines. The present situation of the Argentine participation in Gemini is illustrated with a few relevant statistical data, focusing the attention on the new agreement that should be signed by all the partners in 2015.

Resumen. A través de su participación como miembro pleno del consorcio internacional que opera el Observatorio Gemini, la Argentina tiene acceso desde principios de este siglo a dos telescopios de 8.1 m de diámetro, capaces de cubrir ambos hemisferios celestes, y provistos de instrumentación moderna en un rango que va del óptico al infrarrojo medio. Se presenta una breve descripción de la instrumentación actual y disponible en el futuro inmediato, señalando su posible impacto sobre distintas líneas de investigación. Se ilustra con algunos datos estadísticos el estado actual de la participación argentina en Gemini, con vistas a la inminente firma del nuevo convenio de operación que deberá firmarse en 2015.

1. Objetivos, instrumental, sitio, organización

El Observatorio Gemini opera dos telescopios gemelos de 8.1 m de diámetro dotados de la más moderna instrumentación astronómica, ubicados en Mauna Kea, Hawaii (EEUU) y Cerro Pachón (Chile), cubriendo los hemisferios Norte y Sur, respectivamente. Este emprendimiento pertenece a un consorcio de cinco países: Estados Unidos de Norteamérica, Canadá, Australia, Brasil y Argentina, que comparten su presupuesto, y a los que se suma Chile como país anfitrión de Gemini Sur. Cada socio tiene total soberanía para disponer de su parte del tiempo de observación, proporcional al aporte económico de cada uno.

Se ha propuesto como objetivo científico del Observatorio alcanzar un liderazgo en la investigación en astrofísica, para dar respuestas a una diversidad de temas, que van desde formación y evolución del Sistema Solar a cosmología, materia oscura, y “energía oscura”. Para lograrlo, se implementó el siguiente conjunto de soluciones técnicas y operativas:

- gran área colectora de luz → sensibilidad a fuentes débiles/lejanas;

- acceso a ambos hemisferios celestes;
- amplio cubrimiento en longitud de onda: óptico \rightarrow infrarrojo (IR) medio;
- óptica activa y adaptable (AO) \rightarrow óptima calidad de imagen;
- instrumentación variada \rightarrow versatilidad en los proyectos;
- reacción rápida ante fenómenos no predecibles (*Targets of Opportunity* — ToO);
- observación “en cola” \rightarrow uso eficiente del tiempo.

Esto se ha concretado en dos telescopios gemelos, de 8.1 m de diámetro y espejos primarios de ~ 20 cm de espesor, optimizados para óptico – IR, y diseñados para lograr altísima calidad de imagen. La Tabla 1 da las características básicas de los sitios Norte (GN: Mauna Kea, Hawaii, EEUU) y Sur (GS: Cerro Pachón, Chile).

Sitio	φ	h	$\langle FWHM \rangle$
GN	+19° 49'	4213 m	$\simeq 0.6''$
GS	-30° 14'	2737 m	$\simeq 0.8''$

Tabla 1. Sitios: latitud, altura sobre el nivel del mar, *seeing* promedio.

1.1. Instrumentación actual y futura

El cumplimiento de los objetivos científicos propuestos requiere además una continua renovación de los instrumentos. Actualmente operan instrumentos de la llamada “2^a generación” así como instrumentos del conjunto original con sus detectores CCD renovados. Algunos de los instrumentos de la tercera generación ya están operando en distintas etapas de prueba, y se espera que el último de ellos comience a operar próximamente.

Se resumen a continuación las características de los instrumentos en operación al momento de escribir el presente texto.

Gemini Norte (GN)

GMOS: imágenes (fov: $5'5 \times 5'5$) y espectros ópticos ($0.36 - 1.10 \mu\text{m}$); modos: ranura larga, multiobjeto, espectroscopía de campo integral (IFU).

NIRI: imágenes y espectros IR cercano ($1 - 5 \mu\text{m}$).

NIFS: espectroscopía de campo integral en IR cercano ($0.95 - 2.40 \mu\text{m}$); modo coronográfico.

GNIRS: espectros IR cercano, modo simple ($1 - 5 \mu\text{m}$), y de alta dispersión ($0.9 - 2.5 \mu\text{m}$).

ALTAIR: Sistema de óptica adaptable con estrella natural/láser.

Gemini Sur (GS)

GMOS: imágenes (fov: $5'5 \times 5'5$) y espectros ópticos ($0.36 - 1.10 \mu\text{m}$); modos: ranura larga, multiobjeto, IFU.

Flamingos-2: imágenes y espectros IR cercano ($0.95 - 2.4 \mu\text{m}$), modos: ranura larga y multiobjeto.

GSAOI + GeMS: cámara de alta resolución en IR cercano ($0.9 - 2.4 \mu\text{m}$) + sistema de óptica adaptable multiconjugada.

1.2. La tercera generación de instrumentos

Flamingos-2 (F2): comenzó a operar a partir del semestre 2013A, en sus modos imagen (sobre un campo circular de $6.1'$ de diámetro) y espectroscopía de ranura larga ($R = 1200 - 3000$). El modo de espectroscopía multiobjeto se espera esté disponible próximamente, tras el reemplazo de una lente dañada. Más detalles en Smith Castelli et al. (2013).

GSAOI + GeMS: el *Gemini South Adaptive Optics Imager* (GSAOI) es una cámara de alta resolución espacial ($0.02'' \text{ pixel}^{-1}$) en el IR cercano, especialmente diseñada para trabajar con el sistema *GeMS* de óptica adaptable multiconjugada. GeMS es un sistema único en el mundo que utiliza una combinación de estrellas naturales y 5 estrellas artificiales creadas con láser para producir imágenes al límite de difracción ($\lesssim 0.1''$ en la banda K) sobre un campo de $85''$ de lado, significativamente mayor al de un sistema de AO tradicional (Neichel et al. 2014). Se encuentra operativo desde 2013B.

Gemini Planet Imager (GPI): es una cámara IR de alta resolución, diseñada para detección directa y estudio de planetas extrasolares. Características básicas:

- AO: al límite de difracción entre 0.9 y $2.4 \mu\text{m}$.
- Imágenes, modo coronográfico: relación de contraste 10^7 en $0''.2 \rightarrow 1''$.
- Polarimetría (ideal para discos circumestelares).
- Espectroscopía de campo integral ($\text{fov} = 2''.8$).

La “primera luz” de GPI se produjo a fines de 2013, con excelentes resultados, y en febrero de 2014 se abrió el llamado a propuestas en modo “*early science*” para observar durante 2014A.

1.3. Próximos instrumentos

La cuarta generación de instrumentos está actualmente en distintos grados de desarrollo. Los dos instrumentos que se planea instalar en Gemini Norte durante 2014 son:

Gemini High-resolution Optical Spectrograph (GHOS): espectrógrafo óptico de alta resolución ($R \sim 40\,000$), capaz de trabajar en simultáneo entre $\lambda = 370 \rightarrow 1000 \text{ nm}$, con una estabilidad de $1/3 \text{ pixel/hora}$ (ideal: $1/10 \text{ pixel/hora}$).

Algunas aplicaciones:

- determinación de abundancias químicas de estrellas;
- estudio de la estructura e historia de la Vía Láctea;
- observación de cúmulos globulares extragalácticos.

Acceso remoto al espectrógrafo ESPaDOnS del CFHT: mediante el tendido de 270 m de fibra óptica se planea unir el telescopio GN con el espectrógrafo de alta resolución del CFHT¹. Los usuarios de Gemini tendrán así acceso a un espectrógrafo echelle de $R \sim 50\,000$ entre $\lambda = 400 \rightarrow 1\,000$ nm, con alta eficiencia para $\lambda > 600$ nm.

La participación argentina

La cantidad, variedad temática, y calidad de los trabajos en base a datos Gemini que se han presentado en esta Reunión Anual son una muestra de que Gemini está sólidamente instalado como herramienta fundamental para el trabajo de los astrónomos argentinos. Las estadísticas revelan que tanto la participación en propuestas como la producción científica de investigadores y tesis de instituciones argentinas exhiben un nivel saludablemente alto, con tendencias crecientes (ver Ferrero et al. 2013). Destacamos aquí algunos números particularmente significativos (completos a mayo de 2013):

- número de astrónomos de instituciones argentinas participando en propuestas de observación (2001 - 2013B): 123;
- publicaciones internacionales con referato: 41;
- presentaciones en reuniones nacionales e internacionales: 159;
- tesis doctorales finalizadas: 8;
- tesis doctorales en curso: 17.

Estos resultados han sido posibles gracias al esfuerzo personal de quienes a lo largo de estos años se involucraron positivamente en distintas funciones dentro de la estructura argentina de Gemini, y particularmente al marco institucional brindado por el MinCyT a partir de 2007. Destacamos también el aporte de la FCAG-UNLP y del OAC, que han contribuido con cargos rentados para personal que realiza tareas para la Oficina Gemini Argentina.

Es por lo tanto crucial en el futuro inmediato tomar las acciones que permitan afianzar y ampliar la participación argentina en Gemini, con vistas a situar favorablemente a nuestro país frente al desafío que implican los telescopios de más de 30 m de diámetro que operarán en las próximas décadas. El nuevo convenio de operación de Gemini se discutirá durante 2014, con vistas a su firma el año siguiente, entrando en vigencia a partir de 2016. Como se ve, los tiempos apremian, y de nuestro accionar depende el futuro científico de la generación de astrónomos que actualmente están completando su formación.

Referencias

- Ferrero, G. et al. 2013, 56a. Reunión Anual AAA
(ver poster completo en <http://www.geminiargentina.mincyt.gob.ar/>)
- Neichel, B., Vidal, F., Rigaut, F., et al. 2014, arXiv:1401.2009
- Smith Castelli, A. V. et al. 2013, 56a. Reunión Anual AAA
(ver poster completo en <http://www.geminiargentina.mincyt.gob.ar/>)

¹Canada-France Hawaii Telescope, también ubicado en Mauna Kea.

MESA REDONDA

Observatorio Cordón Macón

D. García Lambas^{1,2} & P. Recabarren^{2,3}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET/UNC)*

(2) *CONICET*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales-UNCba*

Abstract. We provide a brief summary of the ABRAS, ISON and TOROS projects being under development in the new observatory at Cerro Macon in Salta Province, Argentina.

Resumen. Se describen brevemente los proyectos ABRAS, ISON y TOROS que se desarrollan en el nuevo observatorio del Cerro Macón, en la Provincia de Salta, Argentina.

1. Introducción

A partir de la búsqueda de un sitio para el European Extremely Large Telescope (EELT) del Observatorio Europeo Austral (ESO), el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) decidió la instalación de un observatorio astronómico en el Cordón Macón, a 4650 msnm, en la puna salteña, motivado por las excelentes condiciones del lugar para la astronomía observacional, la experiencia adquirida y las obras de infraestructura realizadas. Este sitio registra un porcentaje de noches despejadas del 93 % y seeing medio de 0,9". El sitio se localiza en las coordenadas $24^{\text{deg}} 36.6'S$ y $-67^{\text{deg}} 19'$ y se encuentra a 10 Km. de distancia en línea recta del pueblo de Tolar Grande. Su altitud, el escaso contenido de vapor de agua, y la prácticamente inexistente contaminación lumínica, hacen al lugar excepcionalmente apto para la observación astronómica, en particular en la banda del infrarrojo cercano.

2. Infraestructura

En el Cerro Macón se están llevando a cabo diferentes proyectos de colaboración con instituciones, nacionales y extranjeras, algunos de los cuales necesitan de edificaciones e instrumentos propios, funcionando en conjunto como un complejo astronómico, compartiendo parcialmente facilidades de infraestructura, tales como la provisión eléctrica, las comunicaciones y los servicios de asistencia a los diferentes programas de trabajo, como operación y mantenimiento. A requerimiento del Proyecto ABRAS (Argentina-BRASil), se erigió un edificio cilíndrico de hormigón de 6,5 metros de altura, rematado con una cúpula de 8 metros de diámetro. Fue realizado en varias etapas y tras denodados esfuerzos, demandando el traslado de los materiales en 6 viajes desde Córdoba y más de



Figura 1. Edificio del Proyecto ABRAS



Figura 2. Prototipo del telescopio IR de 1m

25 viajes desde la base de la montaña hasta el sitio. El edificio está finalizado, restando completarse interiores e instalaciones. La motorización de la cúpula es adecuada para su operación en forma remota y automática. La fuente de potencia eléctrica consiste en un sistema fotovoltaico con capacidad de 4,5 KW en 220 VCA capaz de proveer de energía eléctrica a la totalidad de las instalaciones básicas, aunque se prevé el aumento de la potencia instalada con el consecuente aumento de las necesidades de infraestructura.

El instrumento que albergará esta cúpula es un telescopio de 1 m de diámetro que operará en el infrarrojo cercano, aprovechando las cualidades del sitio (gran altura, bajo porcentaje de humedad). El telescopio estará montado sobre un pilar central de 6 m de altura, empotrado hasta la roca a 3 m de profundidad. Las ventanas del edificio en su gran mayoría contarán con un sistema de apertura controlable remotamente, por lo que su diseño mecánico debe ser de gran confiabilidad. En el interior del edificio existirán comodidades para el personal y su utilización para diferentes operaciones. Se cuenta con un enlace de microondas entre el sitio astronómico y la base de operaciones en el pueblo de Tolar Grande lo que permite suministrar de conexión WIFI a todo el sitio astronómico. Además esta base cuenta con un enlace satelital propio para el servicio de Internet con una velocidad de 256 kbit simétricos que esperamos mejorar en el futuro próximo. Se cuenta además, con una estación meteorológica, registrando toda la información del sitio. Se arriba al campo de instrumentos, a 4560 msnm, a través de un camino de 15 Km, desde la Ruta Provincial 27, construido al efecto por Vialidad de la Provincia de Salta, con financiación provista por el ESO y el Gobierno de la Provincia de Salta.

3. Proyectos

Como se anticipó, se desarrollan varios trabajos en colaboración, compartiendo infraestructura, además de las bondades astronómicas de este sitio. Se presentan resumidamente los proyectos científicos ABRAS, TOROS y KIAM.

3.1. Proyecto inicial del sitio: ÑAWI PUNA

Este proyecto, de doble propósito, científico y turístico, lanzado en el año 2010, fue un gran motor de la construcción de la infraestructura existente. Participaron en el mismo el IATE, la Municipalidad de Tolar Grande, el Gobierno de la pro-

vincia de Salta, Universidad Nacional de Córdoba (UNC) y el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET). Además del observatorio, se construyeron un Centro de Interpretación Astronómico y Geológico, y el Mirador. Esta etapa permitió acercar a turistas y lugareños el conocimiento de las ciencias del cielo y de la tierra; la instalación de un telescopio para visitantes en el Centro de Interpretación, posibilitar el acceso a un sitio de privilegio visual paisajístico y concretar la erección de una cúpula albergue del telescopio de observación astronómico. Esta situación impactó en la comunidad científica, a nivel nacional e internacional y particularmente, de la Provincia de Salta.

3.2. Proyecto ABRAS

Este proyecto consiste en la instalación, conjuntamente con el Instituto de Astronomía, Geodesia y Ciencias de la Atmósfera de la Universidad de Sao Paulo, Brasil, de un telescopio de 1 m de diámetro provisto con un detector en el IR cercano. Este instrumento, como los restantes que se instalarán en el sitio, deberán ser operados en forma remota lo que implica un considerable desarrollo informático y de control mecánico. ABRAS se encuentra en un importante grado de progreso a través de la construcción de la cámara y telescopio. El telescopio de 1m de diámetro ya está en actual proceso de construcción por la empresa austro-alemana ASA, a través de los fondos provistos por el MinCyT y la USP, habiéndose cancelado al momento casi el 30 % del costo del telescopio. El detector ha sido adquirido por la USP a la empresa Teledyne, USA, y se ha encargado la construcción de la cámara, actualmente en proceso de desarrollo, a la empresa chilena Astroinventions. La motorización de la cúpula esta en proceso de desarrollo y durante el presente año 2014 se completará la etapa final del pilar del telescopio y los pisos del edificio del observatorio.

3.3. Proyecto TOROS

La Universidad Nacional de Córdoba (referida de aquí en más como UNC) y la Universidad de Texas en Brownsville (referida de aquí en más como UTB) han firmado un convenio de cooperación e intercambios en todas las áreas de interés comunes académicas y de investigación durante los próximos 10 años. El Proyecto Transient Optical Robotic Observatory of the South, TOROS, tiene como objetivo el estudio y detección de ondas gravitacionales y transitorios ópticos. El financiamiento de este proyecto está en actual etapa de evaluación por parte de la NSF esperando contar con el financiamiento para iniciar la construcción del telescopio de 60 cm y la cámara de amplio campo antes del fin de 2014. El proyecto piloto, TORITOS, actualmente en instalación en el sitio consiste en un Telescopio Meade LX200 de 16" y una cámara CCD Alta Apogee, U10 con una rueda de filtros. El emplazamiento del telescopio y las primeras pruebas, han tenido lugar recientemente por lo que se espera poder contar con esta facilidad en pleno funcionamiento, en un breve lapso de tiempo.

3.4. Proyecto KIAM-ISON

En virtud del plan de Acción de Cooperación estratégica entre la Republica Argentina y la federación de Rusia, se ha firmado un acuerdo de cooperación científico-técnica entre el instituto Keldysh de Matemática Aplicada de la Academia Rusa de Ciencias (KIAM RAS, RUSIA), y la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) para la observación de desechos orbitales, asteroides

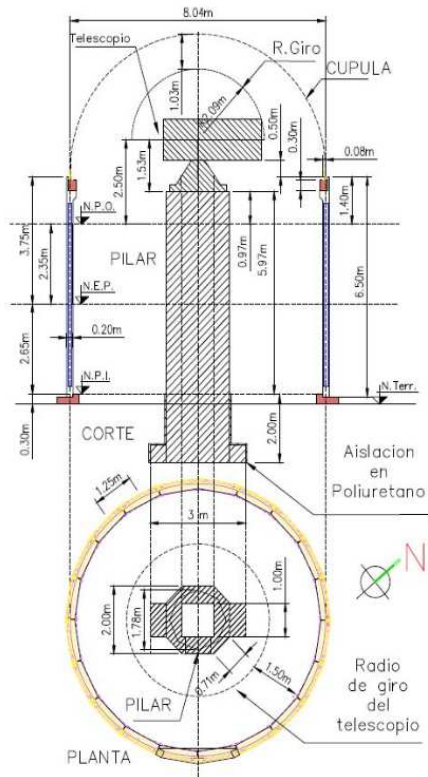


Figura 3. Edificio del Proyecto ABRAS

y cometas, desarrollo de algoritmos para el procesamiento de imágenes CCD, análisis orbital y observaciones de contrapartes ópticas de explosiones de rayos gamma. KIAM proporcionará el equipamiento específico y asesoramiento para operar en forma remota ofreciendo efemérides y horarios para apoyar los sondeos automatizados y las campañas de observación dedicadas a rastrear desechos espaciales, asteroides y cometas, ya conocidos o de reciente descubrimiento y no catalogados. Se tendrá acceso a las imágenes CCD originales captadas por los instrumentos y durante las campañas de observación conjuntas, así como a resultados de su procesamiento.

4. Conclusiones

A partir de las conclusiones obtenidas de los estudios de caracterización del del cordón Macón realizadas para el Observatorio Europeo Austral se iniciaron una serie de acciones tendientes al desarrollo astronómico del sitio. Los proyectos ABRAS, y TOROS (a través del proyecto piloto), se encuentran en pleno desarrollo en el sitio. Asimismo, se está en proceso de inicio del proyecto ISON luego de la formalización de los acuerdos respectivos.

MESA REDONDA

**The Cherenkov Telescope Array: An observatory for
Ground-based High Energy Gamma Ray Astronomy.**

M. C. Medina¹, for the CTA Consortium.

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

Abstract. Over the past 15 years, Very High Energy (VHE) γ -ray experiments as H.E.S.S., MAGIC and VERITAS have been very successful unveiling the mysteries of the non-thermal Universe using Cherenkov telescopes based on Earth. The next step in the evolution of the γ -ray Astronomy is to gather their efforts to build a global and innovative ground based facility: the Cherenkov Telescope Array (CTA). This is being conceived as an array of Cherenkov telescopes working as an open observatory, covering a wide energy range, with an enhanced sensitivity and improved spatial, temporal and energy resolution. The project is at the end of its Preparatory Phase. The decision on its location is about to be taken and the construction is expected to begin in 2015. In this article, we briefly describe the general status of the project and the Argentinian participation.

Resumen. En los últimos 15 años, los experimentos de rayos γ de muy altas energías como H.E.S.S., MAGIC y VERITAS han tenido un gran éxito revelando los misterios del Universo no-térmico, usando telescopios Cherenkov instalados en la Tierra. El paso siguiente en el desarrollo de la Astronomía γ consiste en aunar los esfuerzos para construir una nueva facilidad experimental, innovadora y global: el Cherenkov Telescope Array (CTA). CTA es concebido como un arreglo de telescopios Cherenkov funcionando como un observatorio abierto, cubriendo un amplio rango de energías con una mayor sensibilidad y una resolución espacial y temporal superiores a la de los instrumentos actuales. El proyecto se encuentra finalizando la etapa preparatoria. El comienzo de su construcción se prevé para 2015. Describimos brevemente el status general del proyecto y la participación argentina en el mismo.

1. Introduction

Current IACT (Imaging Air Cherenkov Technique) instruments, such as the H.E.S.S.¹, MAGIC² and VERITAS³ telescope systems, together with the FERMI⁴ and AGILE⁵ satellites, have produced very exciting results and have demonstrated that VHE phenomena are present throughout the Universe. Almost 150 sources between 0.1 TeV and 10 TeV have been discovered so far. But many of the results have raised new questions which require more and better data for a deeper understanding of the underlying phenomena. CTA will try to answer these questions by enabling the detection of more than 1000 sources over the whole sky. The project is being designed to provide an increase in sensitivity of at least a factor ten compared to current installations, along with a significant extension of the observable energy range down to a few tens of GeV and up to > 100 TeV (CTA Consortium 2013). For the first time in this field, CTA will be operated as a true observatory, open to a wider scientific community and providing support for easy access and data analysis. The large number of telescopes also will allow for independent operation of subarrays in different observation modes (Acharya et al. 2013). Three sizes of telescopes will be placed in different configurations and covering areas related to the desired sensitivity (see Fig. 1: *SST* (Small size telescopes of 5-8m diameter); *MST* (Medium size telescopes of 10-12m diameter); and *LST* (Large size telescopes of 20-30m diameter). A few LSTs should observe the sub-100 GeV photons thanks to their large reflective area. Tens of MSTs will perform the bulk TeV search. And, finally, several tens of SSTs will complete the array to perform the super-TeV search.

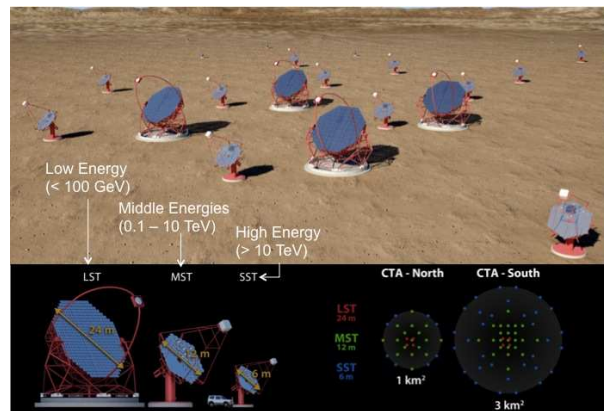


Figure 1. Possible layout for the CTA Observatory (North and South).

¹<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

²<https://magic.mpp.mpg.de/>

³<https://veritas.sao.arizona.edu/>

⁴<http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁵<http://agile.rm.iasf.cnr.it/>

2. Status of the Project

Currently, the CTA Consortium consists of over 1000 scientists and engineers from 27 countries. Since 2008, CTA has been included, as a high-priority project, in the roadmap of various European funding agencies for research as ESFRI⁶, ASPERA⁷ and ASTRONET⁸. In 2007, the CTA Consortium started to design the installation and to work towards its implementation. A Design Study phase ended in 2010 with the publication of an extensive report (Actis et al. 2011). We are now at the end of a European Union funded Preparatory Phase, aimed to deliver a Technical Design Report. The construction period could start in 2015. An important landmark will be the selection of the location for the two CTA observatories. The candidates for the Northern site are in Arizona, Mexico and on the Canary Islands, while for the southern site they are in Argentina, Chile and Namibia. Since 2012 the suitability of all sites is investigated by means of dedicated instrumentation installed in each of them and the analysis of available satellite data and weather forecast simulations. The site decision is intended to be taken in early 2014. In Fig. 2 an updated timeline for the project is shown.

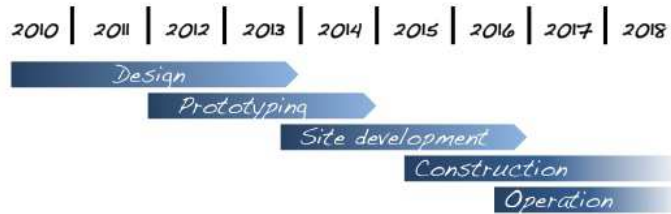


Figure 2. Updated timeline for the CTA project.

2.1. Site Characterization and selection

Selection of the sites is crucial for achieving the desired performance for CTA. Criteria for site selection include geographical conditions, observational and environmental conditions and questions about logistics, accessibility, availability, stability of the host region, and local support. See (Actis et al. 2011) for a detailed description of the requirements.

The characterization of the proposed site includes the use of remote-sensing (and local) archival data to evaluate the long term behavior of the environmental conditions; the use of information gathered on logistics capacities and the analysis of dedicated CTA measurements in situ of variables such as cloud coverage, night sky background, wind speed, temperature and humidity.

After these extensive studies and simulations of the science performance at each candidate site, the scientific evaluation of the nine candidate sites is about to be finished. The evaluation output is based, essentially, on the annual number

⁶<http://ec.europa.eu/research/infrastructures/>

⁷<http://www.aspera-eu.org/>

⁸<http://www.astronet-eu.org/>

of hours with suitable observing conditions combined with expected sensitivity of the telescope arrays at each site. Considering these results, a committee composed of international experts in the evaluation of astronomical sites will provide an independent assessment of the candidate sites. On the basis of these assessments as well as additional factors, e. g. host country's contribution to the construction of the observatory and future operational costs, the selection of the final CTA sites for the Northern and Southern hemisphere will be made by a board composed of representatives of the funding agencies that plan to contribute to the construction of CTA.

2.2. Argentinian participation

Argentina has been part of the CTA Consortium since its beginning. More than 34 scientist from 7 institutions participate actively in different working groups inside the Consortium⁹. Different groups have made contributions to telescope design (SST) (Rovero et al. 2013), mirror testing (Medina et al. 2013), calibration (Pallotta et al. 2013), MonteCarlo simulations (Bernlohr et al. 2013), physics and outreach. A great effort has been put into supporting and developing the Argentinean candidate sites (Allekotte et al. 2013). Different groups are deeply involved on the characterization of the sites, installing and doing maintenance of the dedicated instruments, analyzing satellite and meteorological data, gathering historical data and contacting local authorities. Regional and national support, both at scientific and political level, are provided for the sites with the official commitment to contribute to CTA construction and operation with infrastructure and man power.

3. Summary

The CTA project is now at the end of its Preparatory phase. This means that the beginning of the Construction phase is near. The next big step will be the election of its location in 2014. Argentina is one of the candidate countries to host CTA and a great part of the local astrophysics community is deeply involved on this project.

Acknowledgments. We gratefully acknowledge support from the agencies and organizations listed in this page: <http://www.cta-observatory.org/?q=node/22>.

References

- Acharya B. S., et al., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 3
- Actis M., et al., 2011, *Experimental Astronomy*, 32, 193
- Allekotte I., et al., 2013, ArXiv e-prints
- Bernlohr K., et al., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 171
- CTA Consortium 2013, ArXiv e-prints
- Medina M. C., et al., 2013, ArXiv e-prints
- Pallotta J., et al., 2013, ArXiv e-prints
- Rovero A. C., et al., 2013, *Experimental Astronomy*, 36, 223

⁹<http://astrum.frm.utn.edu.ar/CTA-Argentina/>

MESA REDONDA

Pequeños telescopios ópticos para fotometría diferencial

Pablo Mauas¹, Martín Schwartz¹, y Pablo Perna¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. We present the Telescopes Horacio Ghielmetti (THG) and Magnetic Activity and Transiting Exoplanets (MATE), located at the CASLEO and OAFA, both in El Leoncito. These are two Meade telescopes of 16", completely automatic, specially suited for differential photometry.

Resumen. Presentamos los Telescopios Horacio Ghielmetti (THG) y Magnetic Activity and Transiting Exoplanets (MATE), ubicados en el CASLEO y el OAFA, ambos en El Leoncito. Se trata de dos telescopios Meade de 16", completamente automatizados, especialmente aptos para la fotometría diferencial.

1. Telescopio Horacio Ghielmetti (THG)

En setiembre de 2008 el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE) y el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), firmaron un Convenio de Cooperación para la instalación de un telescopio de pequeño tamaño en el Cerro Burek. De acuerdo con este convenio, el CASLEO aportó el albergue para el montaje del instrumento, y el IAFE proveyó el telescopio, la cámara CCD y la rueda de filtros.

El Convenio también establece que la operación del telescopio será preferentemente remota, y que el personal técnico del CASLEO se ocupará del mantenimiento de rutina del mismo. Los trabajos de automatización del telescopio correrían por parte del IAFE, mientras que el CASLEO se ocuparía de la automatización de la cúpula. Quedó especificado en el convenio que el 20% del tiempo de observación disponible estaría destinado a la comunidad astronómica en general, que los solicitaría a través del Comité Científico del CASLEO.

Así nació el Telescopio Horacio Ghielmetti (THG), que fue comprado por el IAFE con un subsidio del CONICET. El diseño del instrumental, su instalación y puesta a punto, y la operación del telescopio están a cargo de investigadores y técnicos del IAFE. En 2010 el CONICET asignó un cargo de la Carrera del Personal de Apoyo al proyecto.

Se trata de un telescopio MEADE RCX 400 de 16", con un costo de unos USD 15000. Con una óptica f/8, este telescopio asegura un campo bastante más amplio que otras opciones comercialmente disponibles. Además, cuenta con un sistema de enfocado digital, que facilita la operación remota. Tiene una montura de horquilla completamente automatizada, provista de fábrica, y está montado

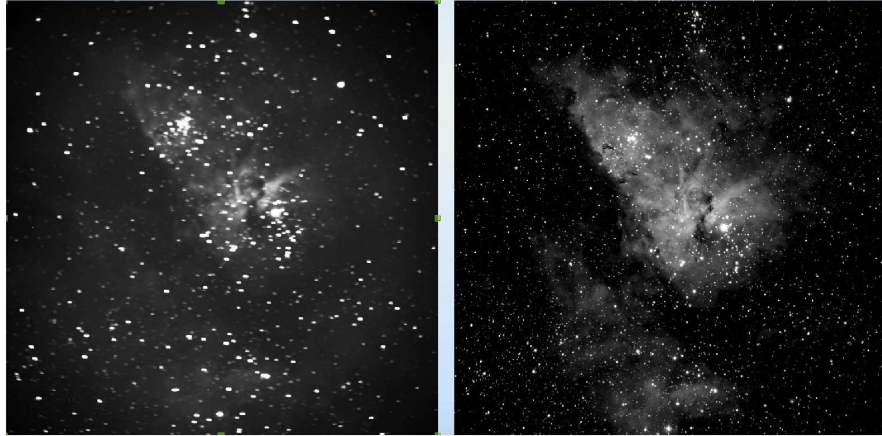


Figura 1. Imagen de Eta Carina, tomada con 15 min de exposición con el THG. El campo es de $50' \times 50'$. Izq: sin autoguiado. Der: Con autoguiado

en forma ecuatorial. Está instalado en una cúpula de gajo, en el Cerro Burek, que estaba disponible al momento de la instalación.

El telescopio está equipado con una cámara CCD Apogee U16, con 4096×4096 pixeles de $9 \mu\text{m}$, resultando en una superficie de 36×36 mm que costó USD 10000. Esto asegura un campo de $50' \times 50'$, ideal para fotometría diferencial de alta precisión, ya que permite utilizar varias estrellas de referencia. Además, tiene una rueda de filtros marca Apogee, equipada con filtros UBVRI estándar.

Actualmente el sistema funciona en forma remota y/o automática, según las necesidades. Para ello, está equipado con una UPS que asegura un cierre ordenado en caso de interrupción de la provisión eléctrica, y hace uso de la estación meteorológica del CASLEO, para cerrar automáticamente en caso de problemas climáticos. Actualmente estamos trabajando en la robotización del sistema, para independizarlo completamente de la intervención humana.

Otra característica que estamos implementando es el autoguiado. Cuando la montura del telescopio sigue un objeto en el cielo, compensando la rotación de la tierra, el movimiento tiene una serie de imperfecciones, por lo que las imágenes tomadas con tiempos de exposición largos no son de muy buena calidad. Este problema está presente, en mayor o menor medida, en cualquier telescopio. En nuestro caso, se dificulta tomar imágenes de más de 1 min de exposición. Por ejemplo, en el panel izquierdo de la Figura 1 se muestra una imagen de Eta Carina tomada con 15 min de integración. Nótese, de paso, lo amplio del campo.

Para resolver este problema hemos instalado un Off-Axis Guider (Figura 2) que, a través de un pequeño prisma insertado en un borde del haz del telescopio, desvía una porción de la luz a una cámara ubicada lateralmente (off-Axis). Un croquis del sistema puede verse en la Figura 2. La imagen de la cámara de

guiado se toma con tiempos de integración mucho más pequeños que la imagen de ciencia, es procesada automáticamente, y se utiliza para recentrar el telescopio. En el panel derecho de la Figura 1 se muestra otra imagen de Eta Carina, también tomada con 15 min de integración, pero con el sistema de autoguiado funcionando. Se puede ver que la imagen mejora notablemente.

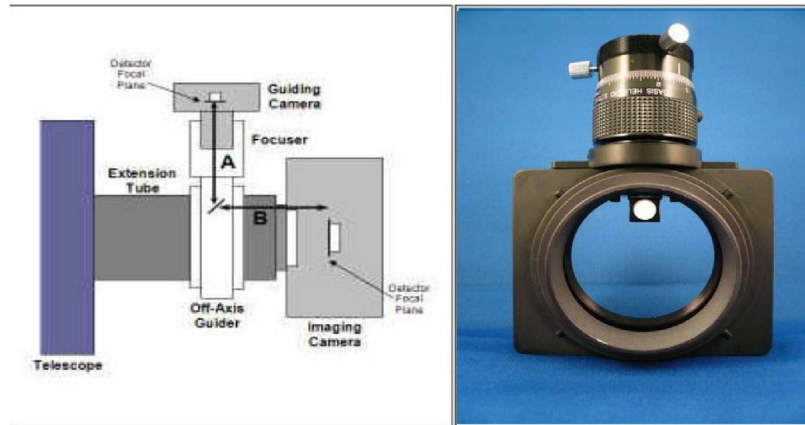


Figura 2. A la derecha, una imagen del Off-Axis Guider. A la Izq., un esquema de cómo está instalado entre el telescopio y la cámara de ciencia.

Para permitir el manejo automático del instrumental, se han escrito distintos programas en Python y Bash, que manejan la cámara CCD, el telescopio, la cúpula y la rueda de filtros. Los comandos pueden ser ingresados a través de una terminal SSH o vía escritorio remoto VNC. El uso robotizado se controla mediante archivos scripts en donde se definen los objetos a observar y los distintos parámetros de adquisición de las imágenes, iniciando la ejecución en el horario previamente determinado por el operador. Asimismo, se han escrito códigos que interactúan con la fuente de alimentación y la estación meteorológica para cerrar el sistema en caso de mal tiempo o corte de energía eléctrica.

Parte de los trabajos realizados para poner a punto y caracterizar el THG resultaron en Tesinas de Laboratorio de la FECN-UBA, y de Tesis de Licenciatura del FCAGLP, UNLP, y actualmente se está finalizando una Tesis Doctoral con estos datos. En 2013 se publicó el primer trabajo realizado con datos obtenidos con el THG (Petrucci et al 2013), y ya fue enviado otro para su publicación (Petrucci et al 2014). Desde 2013 el telescopio está incluido en el sistema de Solicitud de Tiempo de Observación del CASLEO, y ha sido utilizado, además de por miembros del IAFE, por astrónomos de distintos grupos de San Juan, Córdoba y La Plata.

2. Telescopio Magnetic Activity and Transiting Exoplanets (MATE)

El grupo de Actividad Estelar, Planetas Extrasolares y Astrobiología del IAFE compró un segundo telescopio MEADE, financiado con un subsidio PICT. Dado que el RCX 400 dejó de fabricarse, en este caso se trata de un modelo LX 200, también de 16", pero con una óptica f/10, que costó también USD 15000. Para equipar este telescopio, se adquirió una cámara SBIG STL-11000, con 4008x2745 píxeles de 9 μm , resultando en una superficie de 36x24,7 mm, que costó USD 4000. Esta cámara cuenta con un segundo CCD para autoguiado en el mismo plano del CCD de ciencia, por lo que no es necesario un off-axis guider. También trae una rueda de filtros incorporada, la que está equipada con filtros BVRI.

Este telescopio se instaló durante 2013 en la Estación de Altura C. Cesco, del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFa), también en El Leoncito. En este caso, el alojamiento es rectangular y tiene techo corredizo. Esto presenta varias ventajas respecto al alojamiento en cúpula. Por un lado, nos independiza de la sincronización entre el telescopio y el gajo, lo que permite instalar otros telescopios en el mismo alojamiento. Además, permite observar bastante más bajo, ya que con el THG actualmente sólo podemos observar más arriba de los 40 grados (un problema en el que también estamos trabajando para solucionar).

3. Planes futuros

En mayo de 2014 el IAFE solicitó un subsidio PICT-E para adquirir otro telescopio Meade, en este caso un MAX Robotic de 20". Este telescopio está equipado con una montura alemana, y está pensado específicamente para funcionar en forma robótica.

Por otra parte, nuestro grupo recibió un subsidio PICT que incluye los fondos para acoplar al MATE un espectrógrafo de baja resolución, ya sea construyéndolo o adquiriendo, por ejemplo, el Spectra L200, R 3000.

Agradecimientos. Agradecemos al Director del CASLEO, R. Gil-Hutton, al Director anterior, H. Levato, y a muy particularmente a todo el personal del CASLEO por la invalorable ayuda con el THG. Al Director anterior del OAFa, C. Mallamacci, a C. Francile, y a todo el personal del OAFa por su invalorable ayuda con el MATE. A A. Buccino, R. Petrucci, L. Pellizza, R. Díaz, M. Melita, C. Von Essen, O. Areso, A. Veltri, M. Ramelli, L. Bignone, F. Ludovico, N. Romanelli, y M. Pereira del IAFE, M. Gómez y E. Jofré del OAC y M. Flores del ICATE, por su ayuda en distintas etapas del proyecto. A R. Ferraro, Director anterior del IAFE, por la ayuda para iniciar el proyecto. Y muy especialmente a G. Dubner, Directora del IAFE, porque sin su permanente apoyo nada de este proyecto hubiera sido posible.

Referencias

- Petrucci, R., Jofré, E., Schwartz, M., Cúneo, V., Martínez, C., Gómez, M., Buccino, A., Mauas, P.J.D. 2013, *ApJL*, 779, L23
 Petrucci, R., Jofré, E., Melita, M., Gómez, M., Mauas, P.J.D. 2014, *MNRAS* enviado.

MESA REDONDA

Nuevo Observatorio Virtual Argentino

P. B. Tissera¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*
(3) *Departamento de Física, Av. Republica 220, Universidad Andres Bello, Santiago, Chile*

Abstract. We summarized the main events in the creation of the Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA) and its objectives. We also discuss the present advances and the goals for the near future.

Resumen. En este trabajo resumimos la historia de la creación del Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA) y sus objetivos. También presentamos detalles de su estado actual y objetivos futuros.

1. Introducción

Estimados participantes de la reciente Reunión Anual El Nuevo Observatorio Virtual Argentino - NOVA - tuvo su origen en una presentación realizada por un grupo de investigadores argentinos ante la Asociación Argentina de Astronomía (A.A.A.), en la Asamblea de Socios del 2007. El primer grupo de trabajo, que incluía al Ing. Recabarren, la Dra. Benaglia y la Dra. Tissera, confeccionó un primer bosquejo para el armado de un observatorio virtual (OV) argentino que consideraba los siguientes puntos:

- Los OVs tienen como objetivo proveer acceso a datos observados o simulados de manera transparente y eficiente, brindando una infraestructura general adecuada para el manejo y análisis de los mismos.
- Los OVs asumen que los datos no serán transportados en forma ciega y por ello, brindan herramientas de búsqueda y primer análisis a sus usuarios.
- Los recursos del OVs están geográficamente distribuidos en diferentes instituciones, quienes determinan el nivel de acceso a los mismos. La comunicación, protocolos de seguridad y autenticación entre las instituciones deben ser articuladas correctamente.
- El desafío de los VOs es asegurar que se brindan productos de valor agregado que resulten en beneficios claros para la comunidad astronómica.

El proyecto fue aprobado como de interés para la Comunidad Astronómica, por unanimidad en la Asamblea de la A.A.A. de 2009. A partir de allí, se conformó un segundo grupo de trabajo que dió forma al Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA). NOVA se conformó con el acuerdo de ocho instituciones argentinas dedicadas a la Astronomía, la Facultad de Ciencias Astronómicas y

Geofísicas (UNLP), el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), el Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), el Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra, y el Espacio (ICATE), el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE), el Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC) y el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Posteriormente, se solicitó el apoyo de Conicet, quién se interesó en el mismo y aprobó financiamiento para su desarrollo. Es gracias a este financiamiento que NOVA está logrando avanzar en vías a concretar sus objetivos.

Desde septiembre de 2009, NOVA funciona con un comité de astrónomos, cuyos representantes son nombrados por el director de cada institución participantes, un coordinador informático y un presidente elegido por el comité de astrónomos (por mayoría simple). NOVA propicia un marco colaborativo con el fin de proveer a investigadores de una herramienta de trabajo virtual que les permita acceder de manera eficiente y con transparencia a bases de datos, software y algoritmos de análisis nacionales e internacionales pero principalmente, publicar sus propios datos para que los mismos sean relevados por las herramientas VOs.

Las líneas de trabajo que NOVA se ha propuesto desde su creación se pueden resumir en:

- Coordinar y establecer acceso a los recursos astronómicos argentinos, existentes y futuros, localizados geográficamente espaciados. La integración de estos datos a los estándares convenidos por el Observatorio Virtual internacional.
- Promover la generación e integración de tecnología informática con especial énfasis en data-mining y manejo de imágenes.
- Difundir y enseñar esta nueva área llamada astro-informática entre la comunidad astronómica local, pero también divulgar la Astronomía como herramienta educativa, contribuyendo a la alfabetización científica de la población dentro del marco de la e-science.

2. Situación Actual

Las instituciones fundadoras de NOVA y Conicet han colaborado para lograr que NOVA comience a funcionar. El Comité de Astrónomos de NOVA decidió realizar su propio repositorio de datos astronómicos, implementando tecnología del Observatorio Virtual Alemán (GAVO DACHs; Data Center Helper Suite). Con ese fin se desarrolló un servidor propio instalado en el edificio del IAFE y bajo la responsabilidad técnica de Leticia Rodríguez, coordinadora informática de NOVA. NOVA ha establecido una comunicación fluida con GAVO.

Accediendo a NOVA (<http://nova.conicet.gov.ar/>), se encuentra la información básica de los recursos disponibles. NOVA está en condiciones de incorporar los datos de los astrónomos argentinos de tal manera que puedan ser relevado automáticamente por cualquier herramienta informática VO.

NOVA también está incorporando acceso directo a herramientas VO. Esto permite a los astrónomos argentinos trabajar más eficientemente, con uso local de internet, si ellos lo desean.

NOVA ha invertido en la formación de recursos humanos para el uso de herramientas VO y minería de datos. Para ello se organizaron dos talleres internacionales y se invitó a expertos en diferentes área de interés para los posibles usuarios argentinos. Estos talleres contaron con aproximadamente 70 participantes en cada ocasión.

Por último, NOVA está trabajando con la empresa Globant para el desarrollo de aplicaciones VO originales.

NOVA es una infraestructura informática diseñada para el beneficio de la comunidad astronómica argentina. Invitamos a todos a acercarse y trabajar juntos en NOVA.

Agradecimientos. PBT agradece enormemente el apoyo de la Dra. Rovira, el Dr. Macagno, el Dr. Tezon, la Dra. Dubner y la Mg. P. Macagno. PBT también agradece a todos los directores de las instituciones fundadoras de NOVA y los representantes de dichas instituciones en el Comité de Astrónomos, por haber apoyado a NOVA y haber sido protagonistas creadores del mismo. Por último, PBT agradece el compromiso y trabajo de Leticia Rodriguez, coordinadora informática de NOVA y de la lic. Mónica Gomez (IAFE), por su apoyo en la administración financiera de NOVA.

PRESENTACION MURAL

Instalación de un nuevo telescopio robótico en la estación de altura Cesco

M.A. Schwartz¹, P. Perna¹, P. Mauas¹, A. Veltri¹, H. Hereñú¹, R. Petrucci¹, A. Buccino¹, E. Jofré², C.N. Francile³ & A.B. Cornudella³

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

(3) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, Universidad Nacional de San Juan*

Abstract. In this paper we present the works done for the installation of a 16 inches reflector telescope at the Carlos U. Cesco high altitude station of the Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina. We describe the implementation of the *software* and *hardware* needed for the remote control of the instrument and its future robotization.

Resumen. En este trabajo se presentan las tareas realizadas para la instalación y puesta a punto de un telescopio reflector de 16 pulgadas en la estación de altura Carlos U. Cesco del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina. Describimos la implementación del *software* y *hardware* necesarios para el funcionamiento remoto del instrumento y su futura robotización.

1. Introducción

El proyecto del observatorio MATE (Magnetic Activity and Transit of Exoplanets) surge a partir de la iniciativa del Dr. Pablo Mauas y es financiado a través de un subsidio personal otorgado por ANPCyT (Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica). Gracias a un convenio realizado entre el IAFE (Instituto de Astronomía y Física del Espacio) y el Oafa (Observatorio Astronómico Félix Aguilar) se decidió la instalación del observatorio en la estación de altura “Dr. Carlos U. Cesco”, localizada en el paraje El Leoncito, a 2348 m sobre el nivel del mar, a 35 km de la localidad de Barreal en el departamento de Calingasta, provincia de San Juan.

Este proyecto tiene como objetivo implementar el uso robótico de instrumental astronómico con el fin de realizar campañas observacionales prolongadas para, por ejemplo, la detección de tránsitos producidos por exoplanetas, el monitoreo de actividad estelar, etc.

El observatorio cuenta con un Telescopio Meade LX200 de 40 cm de diámetro, una cámara CCD SBIG STL-11000 de 4008 x 2745 pixeles y 36 mm x 24,7 mm, junto con un conjunto de filtros Johnson (U, B, V, R, I). Todos los equipos se encuentran conectados a una placa de control que a su vez es gobernada a

través del puerto paralelo por una PC de control. En la figura 1 se muestra la red instrumental y sus conexiones.

2. Plataforma

El sistema a automatizar se compone de distintos dispositivos que se conectan a una única PC (ver figura 1), la cual cuenta con un sistema GNU/Linux Ubuntu 10.04 instalado. La elección de este sistema operativo se basa en la amplia disponibilidad en la Web de *software* astronómico compatible y de código abierto (<http://sourceforge.net/directory/science-engineering/astronomy/os:linux>), además de la posibilidad de contar con una poderosa terminal de comandos y herramientas de *scripting*. En la mayoría de los casos, la posibilidad de acceder al código fuente de los programas utilizados resulta en una ventaja con respecto al uso de *software* cerrado, predominante en la plataforma Windows. A pesar de lo dicho, y a forma de resguardo, se incluyó en la instalación una “PC Virtual” con el sistema operativo Windows XP y *software* propietario a disposición del operador.

La comunicación al exterior se realiza a través de una conexión encriptada por el protocolo Secure Shell, la que ofrece un “túnel” de comunicación segura para los distintos servicios de información que se ofrecen (terminal de comandos, *streaming* de video y audio y uso remoto de escritorio).

3. Electrónica de control

Hemos construido un sistema de control que consta de tres placas electrónicas. Este conjunto de placas se conectan a la PC a través de una interfase de puerto paralelo tradicional agregado a la placa madre. El diseño de las mismas es del Centro de Formación y Recursos (CEFORE), España. Una de ellas dispone de 5 canales para la entrada de información de sensores digitales, pudiendo registrar de esta manera los estados de los interruptores de fin de carrera de la cúpula y el estado de los sensores de seguridad que protegen al telescopio de eventuales fallas o pérdida de control. La segunda placa está constituida por 8 relés que permiten controlar los elementos conectados a 220 V (cúpula, telescopio, cámara, luz ambiente, etc.) y la tercera contiene la fuente de alimentación y los optoacopladores que aíslan eléctricamente al puerto paralelo de la PC.

4. Pilar y cuña ecuatorial

El pilar fue construido por el personal del Oafa. Es un pilar de cemento armado embutido en el piso 1,5 m, asentándose sobre la roca. En su parte superior, tiene 6 varillas roscadas, que sobresalen 15 cm, las cuales están firmemente encastradas para poder acoplar la cuña ecuatorial. La cuña fue construida por personal del IAFE, tomando como modelo la que fue diseñada para el telescopio Horacio Ghilmetti (THG) del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Se modificó el registro de azimut para permitir una mayor libertad en su ajuste, también se le agregaron soportes para tornillos micrométricos, lo cual simplificó mucho

el proceso de puesta en estación. Asimismo, se consideró hacer una estructura que fuera desarmable para facilitar el traslado de Buenos Aires a San Juan.

5. Sensor de nubes

Para poder tener un registro de algunas variables meteorológicas de sumo interés para el cuidado del instrumental, instalamos un detector de nubes AAG CloudWatcher de procedencia española. Este dispositivo permite registrar el porcentaje de cielo nublado y alertar sobre la presencia de lluvia, también nos brinda información sobre la temperatura y cuenta con la posibilidad de incorporar un anemómetro. Todos los datos son enviados a la PC de control a través de un cable de comunicación serie y son adquiridos bajo la plataforma GNU/Linux.

6. Estado actual

Hemos realizado la puesta en estación del telescopio e instalado todos los dispositivos necesarios (cámara CCD, PC, placas de control, UPS, cámara IP, luz ambiente, etc.) para poder operar en forma remota. Estamos trabajando en la etapa de implementación de *scripts*, similares a los que ya están en uso en el THG (Schwartz et al. 2011), lo que nos permitirá el uso automático del telescopio. Más allá de ser éste el objetivo técnico del proyecto, esta forma de funcionamiento es la más segura y eficaz debido al escaso ancho de banda disponible actualmente.

7. Trabajos a futuro

Instalaremos e investigaremos las posibilidades del *software* que permite el autoguiado del telescopio utilizando el CCD secundario de la cámara SBIG STL-11000. Además, implementaremos un *software* que permitirá corregir los defectos de *tracking* debidos a las imperfecciones en el tornillo sin fin.

Asimismo, desarrollaremos un *software* que permitirá realizar distintas observaciones con el telescopio según prioridades previamente definidas, el algoritmo evaluará la factibilidad de que una observación sea realizada en función de parámetros tales como la visibilidad del objeto, condiciones del cielo, etc.

Agradecimientos. Agradecemos a Natalia y Andrea Torres por el aporte en el diseño de la presentación mural.

Referencias

Schwartz M. A., et al., 2011, BAAA, 54, 423

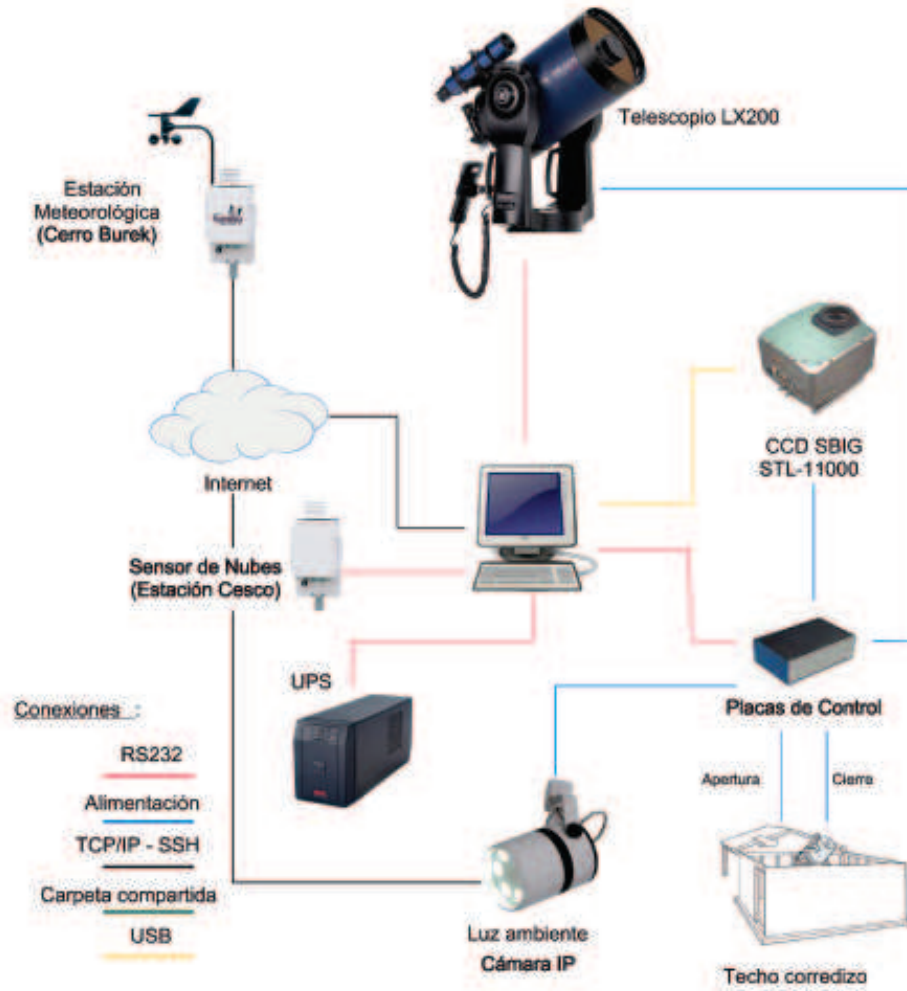


Figura 1. Esquema ilustrativo de la red de interconexión del instrumental. Los diferentes colores se refieren a los distintos modos de conexión y comunicación.

PRESENTACION MURAL

Estudio de seeing en la zona del Cerro Champaquí (I)

R.J. Diaz^{1,2}, S. Eikenberry³, J. Scott⁴, H. Levato¹, V. Firpo^{5,6},
C. Fariña^{5,7}, D. Piroddi⁸, N. Jamud⁸, G. Bosch⁵, A. Mudrik²,
P. Guzzo², V. Donoso³, P. Recabarren⁹ & E. Seifer⁸

¹*ICATE, CONICET, Argentina*

²*OAC, UNC, Argentina*

³*University of Florida, EEUU*

⁴*ECC Foundation, EEUU*

⁵*FCAGLP, UNLP, & IALP, CONICET, Argentina*

⁶*Universidad de La Serena, Chile*

⁷*Isaac Newton Group, Gran Bretaña*

⁸*Técnico contratado*

⁹*FCEFYN, UNC, Argentina*

Abstract. We report the results of the most recent seeing feasibility study performed in the region of Cerro Champaquí (2800 m) at the mountain range of Sierras Grandes at the Province of Córdoba. We also describe the high frequency DIMM device built for this and other seeing samplings obtained at the provinces of San Juan, San Luis and Córdoba. This work is part of a long term project started in 2006, in search of sites of very low turbulence and suited for near infrared telescopes with active and adaptive optics. Two of the sites have been monitored during a total of 46 nights distributed in six months of the period 2011-2012. The preliminary results suggest the existence of ‘sub-arcsecond’ seeing conditions during extended periods of time in at least one location in the mountain range in the SW of Córdoba and NE of San Luis provinces.

Resumen. Se reportan los resultados del estudio más reciente de seeing que hemos realizado en la zona del Cerro Champaquí (2800 m) en el cordón de las Sierras Grandes en la Provincia de Córdoba. Se describe además, el dispositivo DIMM de alta frecuencia construido para este trabajo. Este instrumento se empleó en otros muestreos de seeing realizados en las provincias de San Juan y San Luis como parte de un proyecto de búsqueda de sitios con muy baja turbulencia atmosférica y adecuados para observaciones con óptica activa y adaptable en el rango infrarrojo cercano, iniciado en 2006. Dos de estos sitios han sido monitoreados un total de 46 noches distribuidas en seis meses del periodo 2011-2012. Los resultados indican que se darían condiciones de seeing estable, inferior al segundo de arco por prolongados períodos de tiempo, en al menos un sitio del cordón montañoso del SO de Córdoba y NE de San Luis.

1. Síntesis global del proyecto

Este trabajo resume algunos resultados del “Estudio de Factibilidad de Seeing” para un potencial observatorio astronómico en la región central del país. Si bien aquí se reportan resultados de seeing acerca de la zona del Cerro Champaquí, desde 2006 hemos estudiado otras regiones en San Luis y San Juan, con resultados menos importantes y que serán presentados en otra publicación. Preseleccionamos dos sitios por medio de una inspección aérea en 2010, y los hemos estudiado en el periodo 2011-2012. Se presentan aquí los resultados para el que a la fecha es el más monitoreado: $31^{\circ}59'38''S$, $64^{\circ}56'17''W$, 2736 msnm. El objetivo global del proyecto es instalar una facilidad para observaciones sinópticas de la región central de la Galaxia en infrarrojo cercano (IRC) incluyendo la población de agujeros negros y estrellas binarias de neutrones en el Centro Galáctico (CG), el comportamiento eruptivo del agujero negro supermasivo Sgr A*, las poblaciones estelares, el medio interestelar y la estructura del interior de la Vía Láctea. Debido al carácter limitado por superposición de fuentes en las observaciones del CG, este tipo de observaciones debe realizarse en una instalación con muy buenas condiciones de seeing y usando óptica activa de última generación. Esto se puede lograr, a un costo moderado, usando un telescopio de ~ 2.5 metros con una cámara infrarroja de $\sim 14 \times 14'$ de campo. Evitando degradar al buen seeing natural y haciendo una adecuada elección del detector y del rango IRC se puede alcanzar un rendimiento competitivo, comparable con los telescopios más avanzados del mundo. Esto se ve además favorecido por el hecho de que la región central de Argentina, de fácil acceso, presenta cielos más limpios en el invierno austral (cuando el CG transita en la noche), en contrapartida con los observatorios andinos, los cuales suelen tener un gran porcentaje de noches nubladas durante el invierno. Por lo tanto, el esfuerzo inicial está orientado a determinar las condiciones de seeing en una extensa zona sobre el cordón de las Sierras Grandes, desde el norte de San Luis y hasta la región del Cerro Champaquí, con relevamientos adicionales en la Provincia de San Juan. El estudio de factibilidad además de ser útil para la caracterización de sitios en Argentina, destinados a cualquier tipo de estudio astronómico profesional, pretende determinar si el proyecto merece la inversión de futuros recursos en pruebas del sitio y en desarrollo de conceptos instrumentales avanzados. Hemos realizado los primeros desarrollos conceptuales de equipamiento, telescopio, cámara IR como instrumento primario, en un modelo de operación complementado con un espectrógrafo óptico de resolución 150 000 (bHROS, Levato, Díaz & Casagrande 2012) a usar durante los periodos de observación en que las condiciones de seeing no sean óptimas para los proyectos principales en infrarrojo cercano.

2. DIMM, análisis y verificación de los datos

El equipo clásico más utilizado para medir seeing es el DIMM (Differential Image Motion Monitor, Sarazin & Roddier 1990), aunque existen otras técnicas (MASS, SCIDAR, Tokovinin 2005) aplicadas en estadíos más avanzados de estudio cuando se establecen instalaciones permanentes de monitoreo. El DIMM está basado en un telescopio Meade de 25 cm f/10 altazimutal, con dos subaberturas de 55mm de diámetro separadas 175mm. En este estudio usamos la configuración

de imagen desenfocada (H-DIMM, Bally et al. 1996) y una cámara CCD de alta velocidad (DMK 21AU04, 640x480 pix. de $5.6 \mu\text{m}$). El software monitorea las imágenes estelares, calcula centroides y rechaza aquellas distorsionadas por sacudidas del viento, mal seguimiento, etc.. La acumulación de medidas posicionales sobre 200 imágenes generadas por cada subapertura y validadas a través de un filtro de relación señal/ruido, se combina con el conocido perfil de turbulencia de Kolmogorov para derivar una medición independiente de seeing, teniendo en cuenta los sesgos instrumentales (véase Tokovinin 2002). Una medida individual de seeing toma unos 3 segundos, frecuencia de operación un orden de magnitud más alta que la de muchos DIMMs actualmente en uso. La abertura del DIMM está a unos 2 m sobre el suelo, y por ello es más susceptible al seeing de superficie que un DIMM elevado; no corregimos los datos por este efecto y asumimos el enfoque conservador de reportar una cota superior al seeing que se mediría en una torre o en el telescopio mismo. Las medidas independientes de seeing fueron combinadas en intervalos de 30s, escala de tiempo típica de exposición profunda de imágenes en el IRC. Este tratamiento da más peso a las medidas de seeing pobre dentro de cada serie y es algo más realista que el método usado en los reportes de seeing de los Cerros Pachón, Las Campanas y Paranal, en los que los intervalos reportados no son mayores que 3 segundos. En enero de 2012, llevamos a cabo una verificación cruzada del DIMM (bautizado como “R2D2”) con el bien caracterizado DIMM “Caroya” (construido por R. Vrech y P. Recabarren, *comunicación privada*). Este DIMM de referencia ha sido usado extensivamente y a la par de otros para caracterización de sitios en Norte de Argentina. A pesar de las diferencias en frecuencia, cuando se usa el mismo tiempo de exposición (20 ms) y el mismo número de imágenes (200), las medidas de los DIMMs deben proporcionar valores similares de seeing estando lado a lado y midiendo las mismas estrellas al mismo tiempo. La comparación preliminar mostró que el DIMM usado en este estudio da un promedio de seeing mayor que el dado por el DIMM estándar, por tanto el seeing reportado en este trabajo es probablemente una cota superior al seeing real.

3. Resultados y conclusiones

A partir de una campaña invernal que se extendió entre mayo y septiembre de 2011 en el sitio cercano al Champaquí, fue posible obtener más de 200 000 determinaciones independientes de seeing (cada una basada a su vez en la medición de 200 imágenes), sintetizadas en 20 000 promedios de 30 segundos, lo que permitió concretar una primera parte del estudio de factibilidad. Más del 61 % de las determinaciones están por debajo del segundo de arco y la mediana total de seeing es de 0.88”. La figura 1 muestra ejemplos típicos de una noche con “buen” seeing y de una noche con seeing “malo”, y la síntesis estadística del periodo de mayor visibilidad del CG en la noche. Paralelamente hemos llevado a cabo simulaciones de la turbulencia atmosférica para establecer cómo las medidas de seeing en el visual se trasladan al IRC en un telescopio de 2-3 metros y así disponer de factores de mérito para categorizar las mediciones de seeing, cuyos resultados se reportarán en un próximo trabajo. El seeing en la banda K ($2.2 \mu\text{m}$) es típicamente 0.7-0.8 veces el seeing del rango visual, un resultado apoyado por la experiencia operacional en muchos observatorios astronómicos

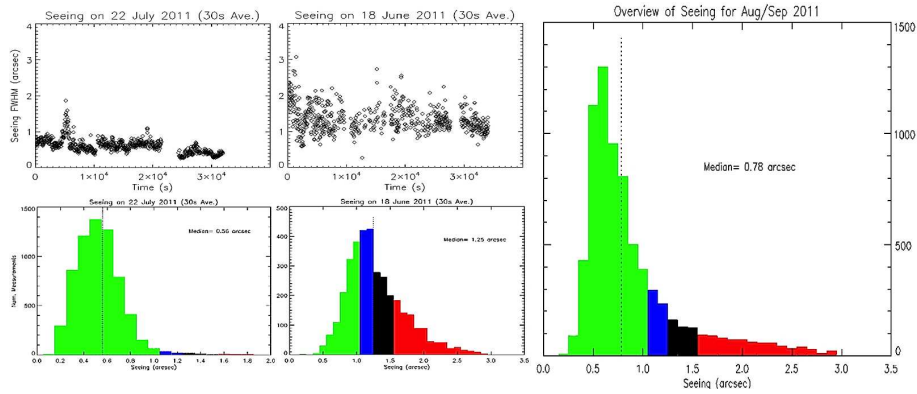


Figura 1. Izq.: dos noches de diferente comportamiento en el seeing, en evolución temporal y distribución. En verde y azul los rangos de seeing útiles para estudio del CG, en negro, el rango competitivo con sitios en la región, como B.Alegre o C.Burek (Díaz, Agüero & Levato 2003), en rojo, el rango útil para espectroscopia de alta resolución. Der.: Distribución de valores integrados a 30 segundos para el período en el que el GC tiene mayor visibilidad nocturna.

existentes. También encontramos que las correcciones de *tip-tilt* y óptica activa pueden proporcionar una mejora sustancial en la calidad de la imagen entregada en la banda K para un telescopio con esta apertura. Teniendo todo esto en cuenta y basados en la calidad de las medidas, concluimos que el desarrollo de un instrumental como el descrito tiene de hecho un fuerte potencial para satisfacer el objetivo científico del proyecto. Estamos desarrollando los planes para futuros trabajos en 2014 y 2015, incluyendo la selección del sitio que se caracterizará sistemáticamente a largo plazo.

Agradecimientos. La lista de autores también reconoce contribuciones en el trabajo de campo, a veces realizado en condiciones climáticas extremas. El análisis de datos es realizado por RD y SE. Agradecemos a un numeroso grupo de colaboradores que por razones de espacio será mencionado en otro reporte.

Referencias

- Bally J., Theil D., Billawalla Y. e., 1996, Pub. Astron. Society of Australia, 13, 22
 Díaz R., Agüero M., Levato H., 2003, B.A.A.A., 46, 119
 Levato H., Díaz R., Casagrande A., 2012, Reunión A.A.A., Mar del Plata, no publicado
 Sarazin M., Roddier F., 1990, Astronomy and Astrophysics, 227, 294
 Tokovinin A., 2002, Pub. of the Astronomical Society of the Pacific, 114, 1156
 Tokovinin A., et al., 2005, Pub. of the Astronomical Society of the Pacific, 117, 395

PRESENTACION MURAL

Estado y rendimiento del espectrógrafo infrarrojo criogénico F2

R.J. Diaz^{1,2}, P. Gomez², M. Schirmer^{2,3}, F. Navarrete^{2,4}, A. Stephens²,
G. Bosch⁵, G. Gaspar⁶, J. Camperi⁷, G. Gunthardt⁷

¹*ICATE, CONICET, Argentina*

²*Equipo de comisionado de F2, Observatorio Gemini*

³*Universitat Bonn, Alemania*

⁴*Universidad de San Pablo, Brasil*

⁵*IALP, CONICET, Argentina*

⁶*FaMAF, UNC, Argentina*

⁷*OAC, UNC, Argentina*

Abstract. First results related to the commissioning phase of Flamingos-2 spectrograph are reported. The available operation modes for observation and expected performance for 2014 are also presented. After the replacement of the first collimator lens, broken in 2012, a problem persisted in the optical alignment. The troubleshooting will require a new instrument refurbishing schedule, meanwhile, the available operation modes are limited to direct image and longslit spectroscopy. We found that the direct image (*YJHKs*) achieves its highest quality ($\sim 0.4''$) only in the inner $3'$ of the field and resolution drops toward the spectrum ends. The longslit mode provides $400 < R < 1300$ for the *JH/HK* ranges, and $1000 < R < 3200$ for the R3k grism in the ranges *J*, *H* or *Ks*. We also determine the uncertainties for emission line kinematics, and study the relative flexion between the guiding system, the slit and the detector.

Resumen. Se reportan nuestros resultados de la primera fase de comisionado científico del espectrógrafo criogénico infrarrojo Flamingos-2 (F2), luego de haber estado fuera de línea por mejoras ópticas y crio-mecánicas. Se resumen los modos de operación disponibles y rendimiento esperado para el 2014. Luego del reemplazo de la primera lente del colimador por rotura en 2012, ha persistido un problema en la alineación del tren óptico que requerirá un nuevo período de reparación. Mientras tanto, los modos de operación disponibles son el de imagen directa y ranura larga. Hemos determinado que el modo imagen directa (*YJHKs*) alcanza su máxima calidad ($\sim 0.4''$) solamente en los $3'$ minutos centrales del campo y la resolución espectral en el modo ranura larga cae hacia los extremos de cada espectro. Las resoluciones en este momento son $400 < R < 1300$ para los rangos *JH/HK*, y $1000 < R < 3200$ en los rangos *J/H/Ks*. También determinamos las incertezas cinemáticas para mediciones basadas en líneas de emisión y la flexión relativa entre el sistema de guiado, la ranura y el detector.

1. Antecedentes

Flamingos-2 (F2) es un espectrógrafo multifunción criogénico que opera en el rango espectral 0.9-2.5 μm , diseñado para proveer capacidad de imagen en un campo de 6' con 7 filtros, espectroscopía de ranura larga de 4.5', y espectroscopía multiobjeto (~ 80 objetos en un campo de 2' \times 6'). La resolución espectral nominal puede ser de $R\sim 1200$ o $R\sim 3000$, dependiendo de la red prismática elegida, con varias opciones de anchos de ranura entre 0.18" y 1.44". F2 fue diseñado y construido por la Universidad de Florida (Eikenberry et al. 2008). Iniciamos el comisionado científico del instrumento a fines de 2011 (Gómez et al. 2012) y se lograron imágenes de $\text{FWHM}\sim 2$ pixeles (0.36") en todo el campo, con variaciones del orden del 10%. La prueba de las primeras máscaras multiobjeto diseñadas fue exitosa también, abriendo la posibilidad de realizar simultáneamente espectros infrarrojos de hasta 80 objetos en un campo de 6' \times 2' (Figura 1). Durante el tercer turno de comisionado científico del instrumento éste sufrió la rotura de la primera lente del sistema colimador-cámara durante una prueba del cambio de máscaras. En este proceso el compartimiento criogénico delantero del instrumento debe pasar de los 100K a la temperatura ambiente en unas pocas horas. Como consecuencia de esta falla, y mientras se procuraba una nueva lente, los Grupos de Ingeniería y Desarrollo de Gemini trabajaron durante un año en la mejora de los acoples termomecánicos entre los elementos ópticos y la estructura de los compartimientos criogénicos a fin de que la óptica soporte mejor los numerosos ciclos térmicos a que estará sometida durante la observación de espectroscopía multi-objeto infrarroja.

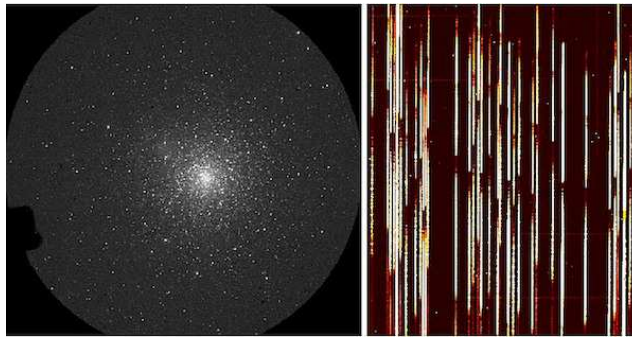


Figura 1. Izq.: NGC 1851, banda Y, primer turno de comisionado en 2011. $\text{FWHM} = 2.1 \pm 0.2 \text{ pix} = 0.38''$, $e = 0.08 \pm 0.03$ en los 6' de campo (óptica activa, sin GeMS). Der.: Parte de un espectro multi-objeto del mismo cúmulo, red prismática JH.

2. Estado actual y resultados

En 2013 y luego de instalar la nueva lente de campo, realizar los cambios de diseño en los soportes y reensamblar el sistema óptico, se encontró que el alineamiento óptico del instrumento no convergía a la optimización de la calidad de imagen en la zona externa del campo. Resumimos el estado actual de la calidad de imagen en la Figura 2. Hasta que la lente de campo sea reemplazada

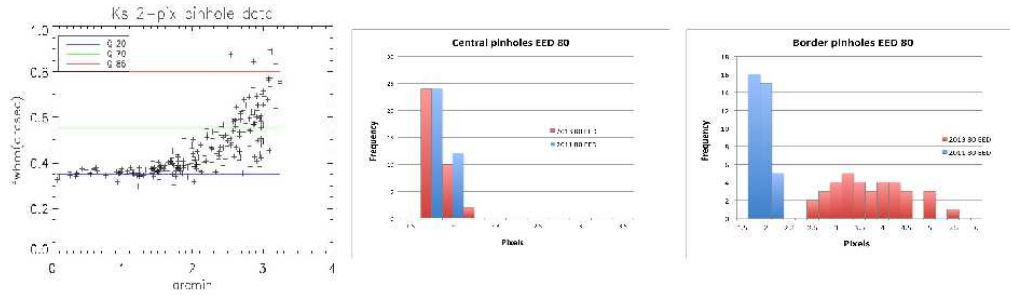


Figura 2. Izquierda: distribución radial de FWHM en fuentes de 2 pix. (0.36"), comparados con los rangos de calidad de imagen de Gemini. Cen.: comparación 2011/2013, región central. Der.: Ídem, región externa del campo.

por una de mejor calidad, y se revise y mejore la disposición de los elementos ópticos, sólo es posible alcanzar calidad de imagen en el rango llamado *IQ 70 %-ile* (FWHM < 0.6") en los 4' centrales del campo de imagen. Los extremos de los espectros también se ven afectados por pérdidas en resolución. En mayo de 2013 comenzamos el recomisionado científico del instrumento, con resultados satisfactorios, considerando la limitación en calidad de imagen.



Figura 3. Izquierda: Primera luz en el proceso de recomisionado. M17, banda K_s para los tres minutos centrales, FWHM = 2.2 ± 0.2 pix = 0.4". Centro: NGC 253, JHK_s , FWHM 0.4". Derecha: NGC 253, espectro K_s , líneas de He+, H2 y Br γ .

Los valores aproximados de transmisión que hemos determinado son (incluyendo telescopio, atmósfera y eficiencia cuántica del nuevo detector Hawaii-2 caracterizado): $J = 0.20 \pm 0.03$, $H = 0.34 \pm 0.03$, $K_s = 0.39 \pm 0.03$. Los puntos cero fotométricos que determinamos, es decir el valor en flujo de 1 e-/sec registrado en el detector, son $J \approx 25.2$, $H \approx 25.6$, $K_s \approx 25.0$. No obstante las incertezas son aún grandes (0.3 mag) pues los turnos de observación no tuvieron noches que se pueden considerar totalmente fotométricas en el rango infrarrojo cercano. Por la misma razón, los términos de color son grandes, del orden de 0.2 mag. Las magnitudes límites para espectroscopía pueden ser vistas como las magnitudes de fuentes puntuales para las cuales se alcanza relación S/N ~ 3 en una hora de exposición total efectiva sobre el objeto: Red prismática JH (0.9-1.9 μm), mag. $H \sim 18.7$ y $J \sim 18.4$; red prismática HK (1.5-2.4 μm), mag.

$H \sim 18.7$ y $Ks \sim 17.6$. Para alcanzar estas magnitudes límites se requieren condiciones fotométricas (CC50) y de buen seeing (IQ70). La robustez e integración del instrumento al sistema de observación en cola se refleja en que las observaciones de F2 durante el comisionado ya eran obtenidas con las interfases estándar de software del telescopio. En la Figura 4 presentamos la precisión cinemática del instrumento en mediciones relativas, o absolutas calibradas con una estrella estándar de velocidad radial. Un factor importante para los modos espectroscópicos lo constituye la flexión instrumental y la flexión relativa entre las máscaras o ranuras, el plano focal del telescopio, y el sensor de frente de onda propio del instrumento (OIWFS). En la Figura 4 también ilustramos la flexión media relativa entre estos elementos medida usando tres estrellas equidistantes $\sim 50''$ y de magnitudes similares, en un seguimiento de 2.6 horas sin realizar readquisición del objeto.

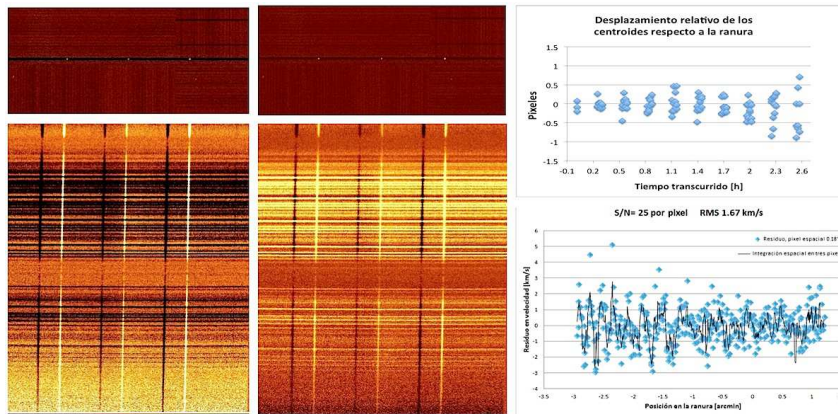


Figura 4. Der.: posición de las estrellas en la ranura y espectro HK (nodos A-B) al comienzo, y posiciones al final de la secuencia de 2.6h. Der: evolución del baricentro medio de las tres estrellas respecto al centro de la ranura. Abajo: Precisión cinemática relativa, determinada a través de la medición sistemática de velocidades en líneas de emisión telúricas.

En el momento de envío a publicación de este trabajo, los modos de operación disponibles son el de imagen directa y ranura larga, se completó exitosamente el semestre 2013B de observaciones en el sistema de fila y ya comenzaron las observaciones de programas correspondientes al semestre 2014A. F2 ya es el segundo instrumento más usado de Gemini Sur, si bien falta contar con el modo multi-objeto y realizar las primeras pruebas de observación conjunta con el sistema de óptica adaptable GeMS, posiblemente a fines de 2014. Este último modo de operación proveerá espectroscopía multiobjeto con resolución espacial del orden de los $0.2''$ en un campo de $2'$, una configuración sin precedentes en la instrumentación astronómica.

Referencias

- Eikenberry S., et al., 2008, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II. Edited by I.McLean et al. *Proceed. SPIE*, 7014, article id. 70140V
 Gomez P., Díaz R., Pessev, P. et al. 2012, *American Astronomical Society*, 219, 413.07

PRESENTACION MURAL

Formulación matemática del frente de onda de una fuente luminosa según el método modal

M.L. Villarreal¹, M. Starck¹ & P. Recabarren^{1 2}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Universidad Nacional de Córdoba, Observatorio Astronómico y CONICET*

Abstract. The modeling of a wave front sensor luminic signal, using the modal method of Zernike polynomials, is described. The code was developed with Matlab, and the acquisition is based in a Field Programmable Gate Array device, as part of the initial stage of an Adaptive Optic system development.

Resumen. Se presenta el modelado del Frente de Ondas de una señal luminosa, según el método modal de Polinomios de Zernike, implementado en MatLab, empleando una placa de adquisición de imágenes desarrollada al efecto, basada en la actuación de un dispositivo FPGA (*Field Programmable GateArray*), como parte del desarrollo de un sistema de Óptica Adaptiva Astronómica.

1. Introducción

Kolmogorov-Obukhov describe a la turbulencia como el comportamiento de las inhomogeneidades presentes en el camino óptico de un frente de onda luminoso que atraviesa la atmósfera terrestre (Birniir 2013). Como consecuencia de tales perturbaciones, el frente de onda deja de ser plano, manifestándose como distorsiones no deseadas que afectan a la calidad de la imagen. La óptica adaptativa tiene como finalidad compensar en tiempo real, tales distorsiones, a fin de minimizar su impacto en la calidad de las imágenes obtenidas.

El objetivo del trabajo es obtener una formulación matemática de las aberraciones presentes en el frente de onda de una señal luminosa que atraviesa un medio no homogéneo como la atmósfera y emplearla en una aplicación experimental destinada a compensar las aberraciones producidas en las imágenes que detecta un telescopio astronómico.

2. Implementación

Los sistemas de ópticas adaptativas son sistemas de control de lazo cerrado, en tiempo real. Una configuración típica consta de un sensor de frente de ondas

(WFS, por *Wave Front Sensor*), una etapa inteligente que analiza los datos provenientes del WFS y genera las órdenes de compensación a los actuadores y los actuadores, que realizan las modificaciones físicas en la óptica del sistema.

La finalidad de la presente contribución es formular matemáticamente la algorítmica del lazo de control, por lo que tanto el sensor de frente de ondas como los actuadores se simularán, atento al alto costo de estos componentes.

En esta implementación (Fig. 1), el WFS es reemplazado por cuatro puntos (*spots*) lasers proyectados en una pantalla, los que son detectados por una cámara de TV, simulando la matriz de puntos que se obtendría de un WFS tipo Shack-Hartmann.

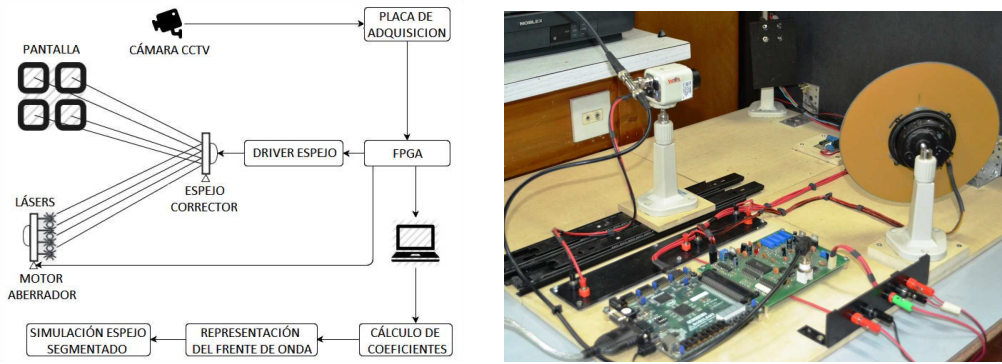


Figura 1. *Izquierda:* Configuración implementada. *Derecha:* Prototipo.

Los desplazamientos de los centroides de los *spots* de sus posiciones teóricas, son una función de las deformaciones de fase del frente de onda incidente. A partir de estos desplazamientos se pueden calcular los coeficientes de los polinomios de Zernike, los que expresan matemáticamente las aberraciones introducidas por la atmósfera en el frente de ondas.

La acción de control adaptivo consiste en neutralizar esos coeficientes, actuando sobre mecanismos de modificación física de la óptica, en tiempo real, o actuadores. En este trabajo, la acción de los actuadores y su efecto sobre el resultado final es simulado.

La finalidad de la reconstrucción modal es la de obtener el conjunto de coeficientes del desarrollo del frente de onda a partir de las medidas proporcionadas por un sensor de frente de onda. Las mediciones de los *spots* suministran información de la inclinación local del frente de onda. Esta inclinación es comúnmente referida como el gradiente:

$$\left. \frac{\delta\phi(x, y)}{\delta x} \right|_{x_i} = \sum_{j=1}^{N_z} a_j \left. \frac{\delta Z_j(x, y)}{\delta x} \right|_{x_i} \quad \left. \frac{\delta\phi(x, y)}{\delta y} \right|_{y_i} = \sum_{j=1}^{N_z} a_j \left. \frac{\delta Z_j(x, y)}{\delta y} \right|_{y_i} \quad (1)$$

Este gradiente representa la desviación del plano del frente de onda en la dirección x e y por cada subapertura.

El sistema de ecuaciones se puede escribir en representación matricial como muestra la ecuación (2). Los coeficientes a_j podrían obtenerse resolviendo este

sistema. Según (Noll 1975) es posible encontrar las expresiones para las derivadas, con lo cual el sistema lineal de ecuaciones se encuentra completamente planteado. Para lograr la reconstrucción del frente de onda se puede usar el estimador de mínimos cuadrados, o de máxima probabilidad, aunque no es el único método (García Gil 2010). Éste se basa en la inversión de la matriz de derivadas.

$$\begin{bmatrix} \frac{\delta Z_1}{\delta x} \Big|_{x=x_1} & \frac{\delta Z_2}{\delta x} \Big|_{x=x_1} & \cdots & \frac{\delta Z_{N_z}}{\delta x} \Big|_{x=x_1} \\ \frac{\delta Z_1}{\delta y} \Big|_{y=y_1} & \frac{\delta Z_2}{\delta y} \Big|_{y=y_1} & \cdots & \frac{\delta Z_{N_z}}{\delta y} \Big|_{y=y_1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\delta Z_1}{\delta x} \Big|_{x=x_{n_{sa}}} & \frac{\delta Z_2}{\delta x} \Big|_{x=x_{n_{sa}}} & \cdots & \frac{\delta Z_{N_z}}{\delta x} \Big|_{x=x_{n_{sa}}} \\ \frac{\delta Z_1}{\delta y} \Big|_{y=y_{n_{sa}}} & \frac{\delta Z_2}{\delta y} \Big|_{y=y_{n_{sa}}} & \cdots & \frac{\delta Z_{N_z}}{\delta y} \Big|_{y=y_{n_{sa}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_{N_z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\delta \phi}{\delta x} \Big|_{x=x_1} \\ \frac{\delta \phi}{\delta y} \Big|_{y=y_1} \\ \vdots \\ \frac{\delta \phi}{\delta x} \Big|_{x=x_{n_{sa}}} \\ \frac{\delta \phi}{\delta y} \Big|_{y=y_{n_{sa}}} \end{bmatrix} \quad (2)$$

Se utilizó la descomposición de valor singular para realizar la inversión de la matriz ya que es el método elegido para resolver la mayoría de los problemas de mínimos cuadrados. Este método asegura que cualquier matriz $D(M \times N)$ con $M > N$ se puede escribir como: $D = U.W.V^T$ y la solución es:

$$x = V \left[\text{diag}\left(\frac{1}{w_j}\right) \right] (U^T g) \quad (3)$$

En los sistemas de óptica adaptiva es necesario contar con mayor cantidad de *spots* del sensor del frente de onda que actuadores destinados a la corrección, de lo contrario no es posible resolver los comandos de actuación (Tyson 2000).

En la presente contribución, el sensor de frente de onda se implementó con cuatro subaperturas, por lo que la cantidad máxima de actuadores que se pueden utilizar para la reconstrucción es de ocho. La actuación del lazo de control se hace sobre una simulación en Matlab. La salida gráfica simulada se corresponde con la actuación sobre un espejo segmentado, encargado de realizar la reconstrucción física. Éste consiste de un mosaico de cuatro espejos cuyas inclinaciones se controlan individualmente con tres grados de libertad.

Para realizar la simulación del módulo en Matlab, se implementó un código en el que se ingresan como parámetros el movimiento de cada actuador, y se obtiene como resultado una representación de la deformación que sufre el espejo.

3. Resultados

A partir de la posición de los centroides, enviadas desde la etapa de detección de los *spots*, se calculan los coeficientes de Zernike. En las figura se tiene la salida gráfica, en las que se muestra la posición de los *spots* respecto de las posiciones de referencia, la fase del frente de onda incidente, la forma del espejo segmentado deformado por los actuadores y la imagen resultante de la reconstrucción practicada, cerrando así el lazo de control del sistema, para un caso de ejemplo. En la tabla se presentan los coeficientes de Zernike obtenidos. El frente de onda constituye la suma ponderada de todas las aberraciones.

La figura 2 presenta un caso de inclinación, se puede observar que el coeficiente predominante es el segundo, que corresponde a ese tipo de aberración. Ésta se logró moviendo los *spots* en sentido horizontal.

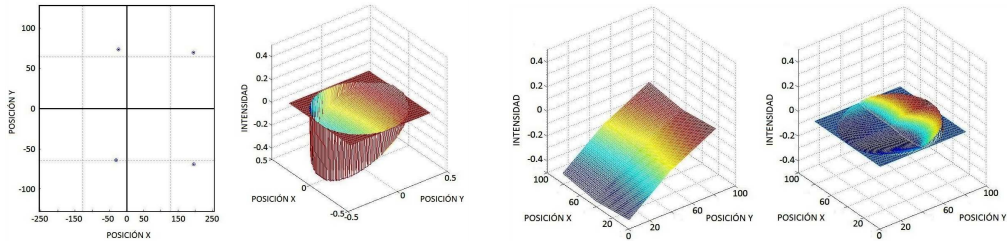


Figura 2. *a*: Posiciones de los *spots* del WFS. *b*: Frente de onda incidente. *c*: Espejo deformable. *d*: imagen reconstruida.

En la tabla a continuación se observa que los demás coeficientes no son nulos debido a que la posición de los *spots* no es perfecta.

Tip	Tilt	Desenf	Astigm	Astigm	Coma	Coma	Esférica
-0.0789	0.5814	0.0058	0.3216	-0.2188	-0.0534	-0.0657	0.1091

4. Conclusiones

Se simuló el comportamiento de un sensor de frente de onda tipo Shack-Hartmann, y se implementó la compensación utilizando un código Matlab, aplicado a la imagen de los cuatro *spots*, obtenida a través del empleo conjunto de una cámara, un conversor ADC y una placa FPGA.

Se modeló matemáticamente por medio de los polinomios de Zernike, para la detección y reconstrucción de un frente de onda aberrado, mediante un algoritmo embebido en una FPGA Spartan 3E de Xilinx.

El cálculo de los polinomios de Zernike, su relación con la inclinación del frente de onda y su uso en la reconstrucción de la fase de entrada mediante la simulación de un espejo segmentado, fue realizado mediante MatLab.

Queda pendiente, a futuro, realizar el algoritmo completo en la FPGA, lo que dotará al sistema de una mejor respuesta temporal. Esto no es independiente de la necesidad de actuadores más rápidos que los empleados en esta experiencia.

Referencias

- Birnir B., 2013, SpringerBriefs series in Mathematics, X, 108
 García Gil C. I., 2010, Tesis de maestría en ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada
 Hauke Daempfling J. D., 2005, Worcester Polytechnic Institute
 Noll R. J., 1975, The Perkin-Elmer Corporation, Norwalk, Connecticut
 Rodríguez Brizuela F., Verasay J. P., 2010, Proyecto Integrador. Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. Universidad Nacional de Córdoba
 Rodríguez Brizuela F., Verasay J. P., Recabarren P., 2010, BAAA, 53
 Tyson R. K., 2000, Introduction to Adaptive Optics

Parte VIII

**Historia, Educación y
Divulgación
de la Astronomía**

PRESENTACION MURAL

Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino. II. Bahía Blanca

G. E. Milesi¹ & R. A. Vázquez²

(1) *CONICET*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP), Instituto de Astrofísica de La Plata, UNLP-CONICET*

Abstract. We present here the results of an investigation that allowed us to determine the precise site of the Temporary Astronomical Station, settled in the city of Bahía Blanca, Provincia de Buenos Aires, in order to observe the transit of Venus in front of the solar disk on 6 December 1882. Our work sets the geographical coordinates of the station and clears up some confusion about its true location.

Resumen. Presentamos aquí los resultados de una investigación que permitió determinar el sitio exacto de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporaria, levantada en la ciudad de Bahía Blanca, Provincia de Buenos Aires, con el objeto de observar el tránsito de Venus por delante del disco solar el 6 de Diciembre de 1882. Nuestro trabajo fija las coordenadas geográficas de la estación y aclara cierta confusión respecto a su verdadera ubicación.

1. Antecedentes de la Misión Alemana a Bahía Blanca.

Tal como dijéramos en Vázquez & Milesi (2012), a instancias del Ministerio de Educación y de la Academia de Ciencias de Francia se celebró en Paris en octubre de 1881, la Conferencia Internacional del Tránsito de Venus, para coordinar los esfuerzos internacionales a fin de observar el tránsito de Venus del 6 de Diciembre de 1882. La conferencia provocó un gran impacto científico, suscitando el interés de las naciones representadas que enviaron misiones alrededor del mundo donde el tránsito fuera visible. La Argentina se ofreció para recibir y dar apoyo logístico a las expediciones que llegaran a su territorio. El entonces gobernador de la Provincia de Provincia de Buenos Aires, Dr. Dardo Rocha, conjuntamente con el gobierno argentino, declararon “Huéspedes de la República” a los miembros de aquellas misiones que finalmente arribaron a nuestro territorio.

Alemania envió una misión al territorio argentino que se emplazó en la zona de Bahía Blanca. La misión partió del puerto de Hamburgo el 16 de setiembre de 1882, arribando el 15 de octubre a Buenos Aires. Estaba integrada por Ernst Hartwig, astrónomo asistente del Observatorio de Estrasburgo; Bruno Peter, observador del Observatorio de Lipsia (Leipzig); Walter Wislicenus, estudiante de astronomía en Estrasburgo y H. Mayer ayudante mecánico de Munich. El 18 de octubre todos sus integrantes embarcan en el Transporte “Villarino”, arribando

al puerto de Bahía Blanca el 20 de octubre, estableciéndose por gestiones del Ing. Felipe Caronti, en una chacra perteneciente a Domingo Pronsato en las afueras de la ciudad. Allí contaba con una estación telegráfica propia suministrada por el gobierno argentino (derivada de la línea del telégrafo nacional a Carmen de Patagones). El 6 de diciembre, la estación astronómica temporaria, EAT, estuvo plenamente operativa y a pesar de las condiciones climáticas adversas (nubes, viento y lluvia), los miembros de la misión pudieron observar el 1er. y el 4to. contactos de Venus con el disco solar. El 27 de diciembre de 1882 se concluyeron las observaciones de culminaciones lunares y determinación de latitud, y se comenzó a preparar la partida. La misión embarca el 30 de diciembre, llegando el 3 de enero de 1883 a Buenos Aires, desde donde regresa a Alemania.

2. Ubicación del sitio de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporaria en Bahía Blanca.



Figura 1. *Izquierda:* Imagen Google Earth de la zona donde recaen las coordenadas de la EAT (Duerbeck 2004). Los círculos amarillos a trazos indican las Chacras N° 1 (EAT según coordenadas) y N° 100 pertenecientes a Domingo Pronsato. La línea punteada que las une representa 1500 metros aproximadamente. *Derecha:* Sección del plano topográfico de Bahía Blanca (Pico 1883) que muestra la ubicación de la EAT dentro de la Chacra N° 1. El casco está señalado con un pequeña “L” acostada. Se observa la isla que diera nombre al ex-Fortín La Isla y la arboleda sobre los márgenes del Arroyo Maldonado que se ve claramente en el trasfondo de la foto mostrada en la Figura 2.

La determinación precisa del sitio donde estuvo ubicada la EAT en Bahía Blanca constituyó la parte medular de este trabajo. Según Duerbeck (2004), las coordenadas geográficas de la EAT son:

$$\Phi = 38^{\circ}42'49''.0 \text{ (Sur)}$$

$$\Lambda = 62^{\circ}18'16''.2 \text{ (Oeste del Meridiano de Greenwich)}$$

donde Φ es la latitud y Λ es la longitud referida al meridiano de Greenwich.

Estas coordenadas fueron llevadas al sistema de coordenadas GPS (WGS84) siguiendo los procedimientos indicados en (Vázquez & Milesi 2012) resultando:

$$\Phi_{EAT} = 38^{\circ}42'49''.0 \text{ (Sur)}$$

$$\Lambda_{EAT} = 4^h 9^m 13^s.43 = 62^\circ 18' 21''.51 \text{ (Oeste del MIR)}$$

En la Figura 1 (izquierda) se indica con un círculo amarillo a trazos (Chacra N° 1) la zona que corresponde a estas coordenadas usando el servicio Google Earth. Se trata de un espacio no construido situado en la periferia de Bahía Blanca, a pocos metros del Arroyo Maldonado.

3. La confusión histórica

Si bien las coordenadas dadas por la misión alemana no dejan dudas sobre el sitio de emplazamiento de la EAT, las referencias históricas ubican a la EAT en otro lugar conocido como Estancia La Catalina, unos 1500 metros al sudoeste del sitio correcto (Frentzel Beyme 1990; Luciani 2012, 2008).



Figura 2. Vista Sudoeste del casco de la Chacra N°1 erigido sobre el ex-Fortín La Isla. A la izquierda de la foto están las cúpulas giratorias del heliómetro y el refractor. Entremedio se ven los albergues de los anteojos de pasos, miembros de la misión y personal de la chacra. Al fondo de la escena hay una arboleda a ambos lados del Arroyo Maldonado. (Foto gentileza Museo y Archivo Histórico Municipal de Bahía Blanca).

Información de época existente en el Archivo General de la Nación, en el Departamento de Investigación Histórica y Cartográfica de la Dirección de Geodesia de la Prov. de Buenos Aires y en el Museo y Archivo Histórico Municipal de Bahía Blanca sugiere que la confusión en las referencias mencionadas arriba provendría de una incorrecta interpretación del relato hecho en el libro “Luces de mi tierra” por Domingo Pronsato (1954), nieto y homónimo del dueño de la chacra, respecto del lugar donde estuvo la EAT. La redacción del texto confunde las descripciones de dos chacras pertenecientes a su abuelo: la Chacra N° 1, erigida sobre las ruinas del Fortín La Isla y la Chacra N° 100 construida sobre las ruinas de otro fortín, luego conocida como Estancia La Catalina. Ambos establecimientos están indicados en la Figura 1 (izquierda y derecha).

Consultado el plano topográfico de Bahía Blanca (Pico 1883) , encontramos que el autor marca el sitio de la EAT alemana, tal como se ve en la Figura 1 (derecha) y que ésta se corresponde con la ubicación de la Chacra N° 1 que

mostramos en la Figura 1 (izquierda). El propio Pronsato nieto, en un artículo en el diario *La Nueva Provincia* (Pronsato 1945) afirma que la EAT estuvo ubicada en la Chacra N° 1, ex-Fortín La Isla, donde viviera en su infancia. Las razones expuestas confirman que la EAT alemana estuvo situada en la Chacra N° 1 y no en la Chacra N° 100 (Estancia La Catalina), como se sostuvo hasta ahora.

4. Material fotográfico de la EAT alemana

De las fotos originales recuperadas, reproducimos aquí una correspondiente a la EAT (Figura 2) que es una vista Sudoeste de la Chacra No. 1 (ex-Fortín La Isla). Allí puede observarse: a la izquierda, la EAT (con sus cúpulas giratorias y el pasillo cubierto que albergaba los anteojos de pasos); a la derecha, el casco de la chacra, y al fondo las arboledas a ambos márgenes del Arroyo Maldonado claramente señaladas en la Figura 1, derecha.

5. Conclusiones

Se determinó exactamente el sitio de emplazamiento de la EAT para la observación del tránsito de Venus 1882 en Bahía Blanca. La recuperación de fotos originales nos permite apreciar la estética de la EAT y sus alrededores.

Se cumplió con las recomendaciones de la IAU (Vázquez & Milesi 2012) en el sentido de ubicar los sitios de observación del tránsito de Venus. La ciudad de Bahía Blanca podrá no sólo reconfirmar parte de su patrimonio histórico intangible confusamente establecido en libros y reportes, sino que estará en condiciones de proceder a la demarcación y conservación del sitio.

Agradecimientos: al personal del Departamento de Investigación Histórica y Cartográfica de la Dirección de Geodesia de la Provincia de Buenos Aires. Al personal del Museo y Archivo Histórico Municipal de Bahía Blanca. GEM expresa su agradecimiento al Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE UBA-CONICET) por las facilidades otorgadas para realizar parte de este trabajo.

Referencias

- Pico, P. P. 1883, Plano topográfico del Pueblo de Bahía Blanca
 Duerbeck, H.W. 2004, *JAHH* 7, 8
 Frentzel Beyme, S. 1990, *Ciencia Hoy* 2, 31
 Luciani, A. 2012, en *La Nueva Provincia*, Junio 6
 Luciani, A. 2008, en *La Nueva Provincia*, Mayo 18
 Pronsato, D. 1954, *Luces de mi tierra*. (Bahía Blanca, Asoc. Artistas del Sur)
 Pronsato, D. 1945, en *La Nueva Provincia*. Suplemento, Agosto 1
 Vázquez, R.A. & Milesi, G.E. 2012, *BAAA* 55, 519

Parte IX

Otros

PRESENTACION MURAL

Una novedosa herramienta estadística para desentrañar las características intrínsecas de una distribución de datos astrofísicos

I. Ferrero^{1,2}, A. Piatti²

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET-UNC)*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. The statistical analysis of a sample of data includes the collection, the analysis and the interpretation of them. For example, the construction of histograms has proven to be a powerful tool in statistics, from which it is possible to obtain an overview of the distribution of the data sample considered. In some circumstances, however, the results often depend on the way they are constructed (e.g. size of the bins used, etc.) leading to a variety of possible interpretations. Specifically, this paper presents a statistical method that allows to unravel the intrinsic distribution of a n-dimensional data distribution from "adaptive bins" and the consideration of the errors of the data used.

Resumen. El estudio estadístico de una colección de datos comprende la recopilación, el análisis y la interpretación de los mismos. Así, por ejemplo, la construcción de histogramas ha resultado ser una poderosa herramienta en estadística, a partir de los cuales es posible obtener una visión global de la distribución de la muestra de datos considerada. En algunas circunstancias, sin embargo, los resultados obtenidos suelen depender del modo cómo éstos son construidos (e.g. tamaño de los intervalos usados, etc.), conduciendo a una diversidad de interpretaciones posibles. Precisamente, en este trabajo presentamos un método estadístico que permite desentrañar la distribución intrínseca de una distribución de datos n-dimensionales, a partir de un "tamaño de intervalo adaptativo" y a la consideración de los errores de los datos en cuestión.

1. Introducción

Resulta casi instintivo realizar inicialmente un histograma cuando se quiere analizar la propiedad observacional de una muestra dada. Pero la interpretación de dicho análisis resulta ser un poco subjetiva, ya que los resultados que se obtienen dependen de los valores entre los cuales uno realiza el histograma, como así también del tamaño de los intervalos elegidos. Piatti (2010) introdujo un método en el cual el tamaño de los intervalos depende de las incertidumbres de los datos, lo cual permite disminuir las posibilidades de sacar falsas conclusiones cuando se observan propiedades que poseen diferentes errores a diferentes rangos como así también sacar nueva información que al escoger intervalos constantes es

ocultada. Piatti (2010) muestra un caso específico donde la implementación de intervalos adaptativos permite distinguir características de los datos imposibles de ver utilizando intervalos constantes. Concretamente, analizando las edades de los cúmulos abiertos de la Vía Láctea, encuentra por medio de esta técnica un brote de formación entre los 10 – 15 Myr, el cual era indistinguible para los autores que realizaron el mismo estudio utilizando la manera tradicional de realizar histogramas (Bonatto et al. (2006) y Wu et al. (2009)). Si bien realizar un análisis estadístico utilizando histogramas con intervalos constantes es de gran utilidad y sirve para dar una idea de la distribución de una característica de los datos, nos parece que es totalmente apropiado realizar el análisis de la manera que aquí proponemos ya que considerar los errores a la hora de analizar las mediciones nos permite tener una visión más limpia de la muestra y de esta forma poder observar características que de otra manera permanecían ocultas. Esta herramienta no solamente puede ser utilizada en la rama observacional, sino también puede aplicarse a cualquier análisis de datos simulados para los cuales uno adopta un cierto comportamiento de los errores.

2. El código

Supongamos que disponemos de una muestra de datos X con sus respectivos errores σ_X a la cual queremos realizarle un estudio del tipo estadístico, por ejemplo un histograma. La función del código es tomar los pares de datos $X - \sigma_X$ y devolver un histograma para el cual los intervalos son elegidos considerando los errores y además, cada valor X puede sumar sobre los intervalos adyacentes dependiendo de su correspondiente error σ_X . La Fig. 1 ilustra los pasos que este método sigue para poder obtener el tamaño de cada uno de los intervalos (bin) como así también el peso que ejerce el valor $X - \sigma_X$ sobre estos. Luego de ordenar los datos en función de X , se marcan los valores extremos que toma esta variable para así definir el rango en el cual se construirá el histograma. La condición que debe cumplir el tamaño de un dado intervalo i (Δ_{i-bin}) es que, el valor promedio de las incertidumbres σ_X de las mediciones X que caen dentro de ese intervalo, $\sigma_{X,P}$, se aparte como máximo un 20% del valor de $\Delta_{i-bin}/2$, esto es:

$$0.8 \times \Delta_{i-bin} < 2 \times \sigma_{X,P} < 1.2 \times \Delta_{i-bin} \quad (1)$$

Aquí escogimos un 20% ya que es el valor para el cual la iteración en busca del tamaño del intervalo converge más rápido sin descuidar el sentido de pertenencia de los datos X a cada intervalo. Si dicha condición se satisface, se avanza al próximo intervalo, de manera contraria se repite el paso anterior con un valor mayor o menor de Δ_{i-bin} , según corresponda. Una vez cubierto todo el rango, se procede a pesar los segmentos $[X - \sigma_X, X + \sigma_X] = 1$ sobre los intervalos donde dicho segmento caiga.

Este procedimiento nos ayuda a realizar histogramas con intervalos de tamaños adaptativos cuanto queremos analizar una sola variable, pero muchas veces se necesita correlacionar dos propiedades de una muestra.

Supongamos que queremos estudiar la relación entre dos valores $X - \sigma_X$ e $Y - \sigma_Y$. Con la variable X y su correspondiente error σ_X se realiza el procedimiento antes descrito para una sola variable, con el fin de obtener el tamaño de cada uno

de los intervalos Δ_{i-bin} . A partir de aquí debemos asignar para cada uno de los intervalos un par de valores $(X_{m,i}, Y_{m,i})$, que sea representativo de todos aquellos puntos (X, Y) que caen dentro de dicho intervalo i . Estos valores, $X_{m,i} - Y_{m,i}$, son computados como el valor medio de los valores $X - Y$ que caen en dicho intervalo i , respectivamente. La incertidumbre horizontal, $\sigma_{X,i}$, que tendrá cada punto $(X_{m,i}, Y_{m,i})$ es simplemente la distancia que hay entre la coordenada X del punto y el borde del correspondiente intervalo, cabe señalar que en esta dirección el error no es simétrico. En cuanto a la incertidumbre vertical, $\sigma_{Y,i}$, se calcula la desviación estándar de la media.

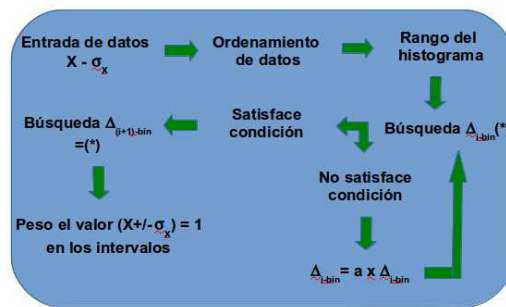


Figura 1. Esquema del funcionamiento del código.

3. Ejemplo

Con el propósito de ejemplificar el método antes descrito, hemos tomado de la literatura los datos de la edad y velocidad radial de 36 cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes (Sharma et al. (2010), Ferraro et al. (2006), Grocholski et al. (2006), Schommer et al. (1992)).

En la Fig. 2 se puede observar el método aplicado de manera unidimensional, tanto a las edades de los cúmulos como a la velocidad radial. Claramente se observan diferencias entre los histogramas realizados con o sin intervalos adaptativos, esto lleva muchas veces a ver sobredensidades donde no las hay debido a una elección del tamaño del intervalo mas grande que los errores, también uno puede observar baches donde no los hay a causa de una elección del tamaño del intervalo mas pequeño que los errores y muchas otras veces uno puede perderse información. Esto nos demuestra que a la hora de hacer histogramas no es del todo correcto emplear un mismo tamaño de intervalo para todo el rango de datos.

Como expusimos en la sección anterior, se puede emplear este método de manera bidimensional. Esto se observa en la Fig. 3 donde análogamente a la Fig. 2 se muestran las diferencias entre usar o no intervalos adaptativos.

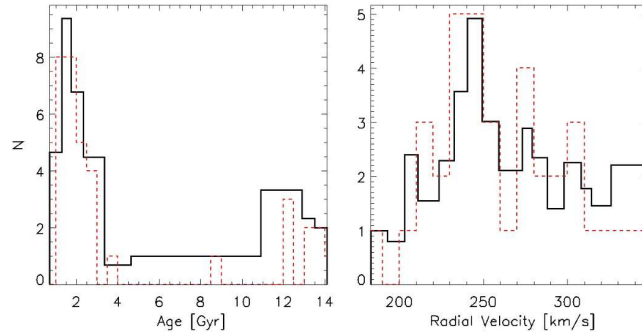


Figura 2. Histogramas de la edad y velocidad radial. En negro se muestra el resultado con nuestro método mientras que en roja a trazos muestra el método comúnmente utilizado con intervalos constantes.

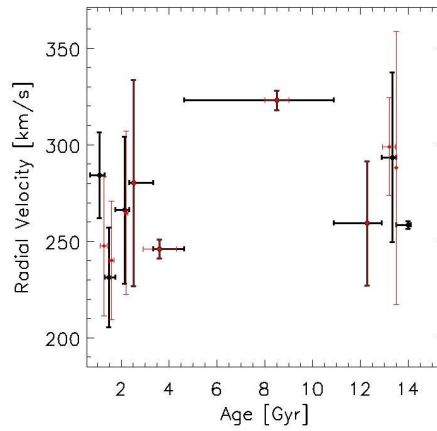


Figura 3. Edad en función de la velocidad radial. En negro se muestra el resultado luego de emplear nuestro método, y en rojo utilizando intervalos de igual tamaño.

El código se encuentra público¹ y en lenguaje IDL listo para ser utilizado.

Referencias

- Bonatto C., et al., 2006, *A&A*, 446, 121
 Ferraro F. R., et al., 2006, *ApJ*, 645, L33
 Grocholski A. J., et al., 2006, *AJ*, 132, 1630
 Piatti A. E., 2010, *A&A*, 513, L13
 Schommer R. A., et al., 1992, *AJ*, 103, 447
 Sharma S., et al., 2010, *AJ*, 139, 878
 Wu Z.-Y., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 2146

¹<http://iate.oac.uncor.edu/~iferrero/AMR/adap-int.pro>

Índice de autores

- Abadi, M.G., 33, 77, 81
Abrevaya, X.C., 113, 407
Aguero, M., 41
Ahumada, A.V., 243, 255, 259, 263, 267, 327
Aidelman, Y.J., 219
Algorry, D.G., 77
Alonso, M.V., 57
Althaus, L.G., 133, 167, 175
Ambrocio-Cruz, S.P., 323
Andruchow, I., 37, 73, 85
Aparicio, A., 45
Arias, M.L., 171, 207
Artur de la Villarmois, E., 319
Avila-Reese, V., 49
- Baker, D., 387
Basilakos, S., 21
Bassino, L., 65, 69
Baume, G.L., 251
Benítez-Llambay, A., 33, 327
Benvenuto, O.G., 143, 271
Bignone, L.A., 29
Bosch, G., 453, 457
Bosch-Ramon, V., 355
Brandi, E., 163, 295
Bresolin, F., 21
Briozzo, C.B., 415
Buccino, A.P., 203
- Córsico, A.H., 167, 175
Cúneo, V.A., 179, 183
Calderón, J.P., 69
Camperi, J., 457
Cappa, C.E., 311
Carraro, G., 99, 107, 235, 239, 251
Caso, J.P., 65, 69, 223
Castelletti, G., 211, 315
Catelan, M., 153
Cellone, S.A., 37, 73, 85, 429
- Chávez, R., 21
Char, F., 411
Chavero, C., 187, 291
Cidale, L.S., 163, 171, 191, 207, 219
Cillis, A.N., 359
Clariá, J.J., 235, 239, 243, 255, 259, 263, 267, 327
Cochetti, Y.R., 207
Coenda, V., 81
Combi, J.A., 85
Cora, S.A., 53, 93
Corti, M.A., 251
Costa, E., 235, 239
Cremades, H., 403
Crescitelli, M., 403
Cristiani, G.D., 387, 391
Cruzado, A., 379
CTA Consortium, 437
Culhane, J.L., 387
Cure, M., 191
- Da Costa, G.S., 275
Dasso, S., 375
De Geronimo, F.C., 167
De Laurenti, M.A., 247
De Rossi, M.E., 49, 89
De Vito, M.A., 271
Dekany, I., 153
del Palacio, S., 355
del Pino, A., 45
del Valle, M.V., 351
Deumoulin, P., 387
Di Rocco, H.O., 379
Diaz, R.J., 41, 453, 457
Dominguez, M., 57
Donoso, V., 453
Dubner, G., 211, 315
- Eikenberry, S., 453
Escudero, C.G., 69

- Faifer, F.R., 3, 69, 429
Farina, C., 453
Fernandez Alonso, M., 347
Ferreiro, D., 429
Ferrero, G., 429
Ferrero, I., 33, 473
Ferrero, L.V., 199
Firpo, V., 311, 453
Flores, M.G., 203
Foex, G., 57
Francile, C., 383
Frazin, R.A., 395
- Gómez, M., 187, 199, 291, 319, 407, 419
Gómez, M.N., 179, 183, 195
García Lambas, D., 57, 433
García, L., 419
García, M., 407
Gargiulo, I.D., 53, 93
Gaspar, G., 457
Geisler, D., 235, 239, 255, 259, 263
Giacani, E., 211
Giménez de Castro, C.G., 391
Giorgi, E., 107, 247
Goldes, G.V., 323
Gomez, P., 457
González, J.F., 215, 223
Gonzalez, E.J., 57
Gonzalez, O., 93
Gonzalez-Samaniego, A., 49
Grocholski, A., 235, 239
Gunthardt, G., 457
Guzzo, P., 453
- Haucke, M., 191
Hempel, M., 153
Hidalgo, S., 45
Holheim, K., 41
Horvath, J.E., 271
- Jamud, N., 453
Jofré, E., 291
Joshi, B.C., 315
- Keller, S.C., 275
Klimchuk, J.A., 399
Kraus, M., 171, 191
- Landi, E., 395
LeCoarer, E., 323
- Leiton, R., 235, 239
Leiva, A.M., 415
Levato, H., 453
Levenson, N., 41
Lipari, S.L., 61
Loiseau, N., 211
Lopez Fuentes, M., 399
Lovos, F., 215
Luna, G.J.M., 211
Luoni, M.L., 383
- Mackey, A.D., 275
Mandrini, C.H., 375, 387, 391, 403
Marchiano, P.E., 163, 379
Marcionni, N., 267
Martínez, C.F., 291
Mauas, P., 203, 441, 449
Medina, M.C., 437
Melnick, J., 21
Merlo, D.C., 61, 319
Miculan, R., 423
Milesi, G.E., 467
Minniti, D., 153
Minniti, J.H., 327
Montané, B., 295
Moreschi, O., 57
Moyano, M.M., 61
Mudrik, A., 453
Muratore, M.F., 163
Muriel, H., 81
- Nakwacki, M.S., 375
Navarrete, F., 457
Navone, H., 99
Nickeler, D.H., 191
Nilo Castellon, J.L., 57
Nuñez, J., 99
Nuevo, F.A., 375, 387, 395
- Oddone, M.A., 243, 267, 323
Orellana, M., 333
- Padilla, N.D., 53, 93
Paez, R.I., 423
Palma, T., 243, 255, 259, 263, 267
Panei, J.A., 251
Parisi, M.C., 235, 239, 267
Pedrosa, S.E., 49, 89
Pellizza, L.J., 29, 287, 333
Pepe, C., 287

- Perna, P., 441, 449
 Perren, G., 99, 103
 Petrucci, R., 291
 Piatti, A.E., 45, 103, 223, 227, 231, 267, 275, 279, 283, 473
 Pichel, A.C., 359
 Pick, M., 387
 Piroddi, D., 453
 Plionis, M., 21
 Popescu, M., 411

 Quiroga, C., 295

 Ramos, F., 81
 Recabarren, P., 433, 453, 461
 Richtler, T., 65
 Riffel, R.A., 13
 Rizzo, L., 107
 Rodriguez, M.J., 251
 Rodriguez-Pascual, P., 211
 Rohrman, R.D., 123
 Romero, G.A., 311
 Romero, G.E., 85, 333, 343, 351, 355
 Rubio, M., 311
 Ruiz, A.N., 53
 Ruiz, M.E., 375

 Sánchez Arias, J.P., 175
 Saffe, C.E., 203
 Saker, L., 187
 Saldaño, H.P., 195
 Samyaday, C., 231
 Santos-Lima, R., 351
 Sarajedini, A., 235, 239
 Schirmer, M., 41, 457
 Schmieder, B., 403
 Schwartz, M., 441, 449
 Scott, J., 453
 Seifer, E., 453
 Smith, M.J.S., 211
 Smith-Castelli, A.V., 223, 429
 Solivella, G.R., 247
 Sosa, S.A., 73
 Starck, M., 461
 Stephens, A., 457
 Subramaniam, A., 231
 Supan, L., 315
 Surnis, M.P., 315

 Terlevich, E., 21
 Terlevich, R., 21
 Tissera, P.B., 29, 49, 89, 445
 Tomic, S., 191
 Torres Zafra, J., 37
 Torres, A., 171

 Vázquez, A.M., 365, 387, 395
 Vázquez, R., 99, 103, 107, 247, 467
 Vaduvescu, O., 411
 Van Driel-Gesztely, L., 387
 Vasquez, J., 301, 311
 Vega-Martínez, C.A., 53
 Veltri, A., 449
 Venero, R.O.J., 191
 Veramendi, M.E., 215
 VERITAS Collaboration, 347
 Vieyro, F.L., 343
 Vila, G.S., 343
 Villanova, S., 235, 239
 Villarreal, M.L., 461
 von Essen, C., 73, 423

 Winge, C., 41

 Zibecchi, L., 85
 Zoccali, M., 93
 Zopetti, F.A., 415
 Zorec, J., 207, 219