

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

A sociación
A rgentina de
A stronomía

Boletín N° 53

Salta, 2010

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dr. Hernán Muriel
Vicepresidente: Dr. Adrián Rovero
Secretaria: Dra. Celeste Parisi
Tesorera: Dra. Ileana Andruchow
Vocal 1: Dra. Olga Pintado
Vocal 2: Dr. Roberto Gamen
Vocal Sup. 1: Dra. Mariela Corti
Vocal Sup. 2: Dr. Jorge Combi

Comisión Revisora de Cuentas

Titulares:

Lic. Jesús Calderón
Dr. Sergio Cellone
Dr. Mario Melita

Suplentes:

Dr. David Merlo
Dr. Marcelo López Fuentes

Comité Nacional de Astronomía

Secretario:

Dr. Mario G. Abadi

Miembros:

Dra. Lydia Cidale
Dra. Sofia A. Cora
Dr. Leonardo Pelliza
Dr. René Rohrmann

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

Salta, 20 al 24 de septiembre de 2010

Organizada por:

El Instituto de Astronomía Teórica y Experimental
(IATE-CONICET) y la Universidad Nacional de Salta

COMITÉ EDITORIAL

Dr. Juan José Clariá (Editor Jefe)
Dra. María Victoria Alonso (Editora Invitada)
Dr. Andrés E. Piatti (Secretario Editorial)
Sr. Federico A. Bareilles (Técnico Editorial)

Comité Científico de la Reunión No. 53

María Victoria Alonso (*Presidente*)
Elsa Giacani
Javier Ahumada
Jorge Combi
Hugo Levato
Dante Minniti
Lydia Cidale
Martín Leiva

Comité Organizador Local de la Reunión No. 53

Pablo Recabarren (*Presidente*)
Graciela Romero (*Coordinadora Salta*)
Elvio Alanís
Víctor Passamai
José Viramonte
Carlos Martínez
Dante Orlando Domínguez
Andrea Monaldi
Graciela Musso
Viviana Bertazzi
Rayentray Tappa
Carlos Valotto
Víctor Renzi
Federico Sismondi
María Gómez
Sebastián Zerpa
Emiliano Arranz
Federico Albeza
Gonzalo Kumike

PREFACIO

Dado que en los últimos años la Provincia de Salta viene siendo justificadamente promocionada para la instalación o emplazamiento de grandes facilidades instrumentales astronómicas, no sorprende a nadie que la quincuagésima tercera Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) haya sido llevada a cabo en la ciudad de Salta. Más precisamente, esta reunión tuvo lugar en la Casa de la Cultura de la ciudad capital de la Provincia de Salta (Argentina), entre los días 20 y 24 de septiembre del año 2010. La reunión No. 53 contó con un total de 226 participantes provenientes del país y del extranjero y fue organizada por el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) - dependiente del CONICET y de la Universidad Nacional de Córdoba - y por el Consejo de Investigación de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad Nacional de Salta (UNSA). La reunión contó con el auspicio de las instituciones mencionadas, de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT), de la Fundación CAPACITAR, del Instituto Seguros de Vida (Swiss Medical) y del Ministerio de Turismo y Cultura de la Provincia de Salta. En el transcurso de la reunión se llevó a cabo una Mesa Redonda sobre el tema "Pasado, Presente y Futuro de Argentina como sitio para Proyectos Astronómicos Internacionales". En el presente ejemplar se incluyen las principales conclusiones alcanzadas luego de esta Mesa Redonda.

Este Boletín lleva el número 53 e incluye buena parte de los trabajos expuestos en forma oral y/o mural en la mencionada reunión. En la misma se expusieron 11 conferencias invitadas (incluyendo la disertación de un colega premiado) y se presentaron un total de 56 comunicaciones orales y 97 trabajos murales. Se dictaron además 2 conferencias para todo público. En el transcurso de la reunión se entregó al Dr. Marcelo Miller-Bertolami el Premio Varsavsky a la mejor Tesis Doctoral realizada en Astronomía, correspondiente al bienio 2008-2010. El presente volumen incluye los conceptos más importantes de las exposiciones de 8 de los 10 conferencistas invitados y de la disertación del Dr. Marcelo Millar-Bertolami. Contiene además, in extenso o en forma resumida, buena parte de las comunicaciones orales y murales. Lamentablemente, algunos trabajos presentados en la reunión no han podido ser incluidos en el presente volumen por no haber sido debidamente remitidos por los autores o bien por no haber satisfecho los requisitos necesarios para su publicación.

Recordamos en este número a nuestra querida colega cordobesa María Cristina Torres (Crico), lamentablemente fallecida el pasado 9 de mayo de 2009. Crico fue una persona particularmente comprometida con la enseñanza y la difusión de la Astronomía en su lugar de residencia en Alcira-Gigena, Provincia de Córdoba, y zonas aledañas.

Resulta en verdad muy grato poder destacar la magnífica tarea de organización desplegada por el Comité Organizador Local, el cual estuvo conformado en esta oportunidad por miembros del IATE y colegas salteños. El grupo de Córdoba estuvo presidido por el Ing. Pablo Recabarren e integrado por el Dr. Carlos Valotto, la Sra. Viviana Bertazzi, la Srta. Rayentray Tappa y los Sres. Víctor Renzi y Federico Sismondi. Por su parte, el grupo de Salta estuvo coordinado por la Dra. Graciela Romero e integrado por los Dres. José G. Viramonte y Víctor Passamai, la Ing. Gabriela Musso, los Licenciados Elvio Alanís, Carlos

Martínez, Dante Orlando Domínguez y Andrea Monaldi, la Srta. María Gómez y los Sres. Sebastián Zerpa, Emiliano Arranz, Federico Albeza y Gonzalo Kumike.

La Reunión contó además con un Comité Científico de Organización presidido por la Dra. María Victoria Alonso y conformado por los Dres. Elsa Giacani, Lydia Cidale, Hugo Levato, Dante Minniti, Martín Leiva, Jorge Combi y Javier A. Ahumada. Este Comité tuvo principalmente a su cargo las tareas de seleccionar e invitar a los conferencistas invitados, decidir sobre el carácter oral o mural de las presentaciones y confeccionar el programa de la reunión. Para garantizar la calidad científica del presente Boletín, todos los trabajos incluidos en el mismo han sido sometidos a un riguroso sistema de arbitraje por parte de expertos del país y del extranjero. Con respecto a este aspecto, el Comité Editorial del BAAA53 se complace en expresar su sincero agradecimiento a todos los colegas que colaboraron en la tarea de revisar los manuscritos. Agradecemos particularmente a los colegas argentinos: Dres. Mario Abadi, Leandro Althaus, Laura Balmaceda, Federico Bareilles, Lilia Bassino, Gustavo Baume, Adrián Brunini, Cristina Cappa, Arnaldo Casagrande, Sofía Cora, Sergio Cellone, Sergio Dasso, Gloria Dubner, Daniel Gómez, Mercedes Gómez, Jorge F. González, Hugo Levato, Stella Malaroda, Pablo Mauas, Manuel Merchán, Mario Milito, Hernán Muriel, Leonardo Pelliza, Pablo Recabarren, Adrián Rovero, Carlos Valotto, Rubén Vázquez y Héctor Vucetich. Agradecemos también a los siguientes colegas extranjeros o argentinos actualmente radicados en el exterior: Dres. Emilio Alfaro, Heinz Andernach, Rodolfo Barbá, Carlos Barceló, Eduardo Bica, Jura Borissova, Luis Carrasco, Ángeles Díaz, Horacio Dottori, Julio Fernández, Isaura Fuentes-Carrera, Tabaré Gallardo, José A. García Barreto, Jorge E. Horvath, Walter Maciel, Nelson Padilla, Ronald Mennickent, Nidia Morrell, Marc Ribó, Eduard Salvador, Néstor Sánchez, Jurgen Scheer, Octavio Valenzuela, Pablo Velásquez y Manuela Zoccali.

En el transcurso de esta reunión celebramos el quincuagésimo segundo aniversario de la fundación de la AAA, hecho éste que tuvo lugar en el mes de septiembre del año 1958 en el Observatorio Astronómico Félix Aguilar. Al igual que en todas las reuniones anteriores, esta reunión permitió fortalecer los lazos científicos y humanos entre quienes trabajamos en distintas instituciones del país y/o del extranjero. Permitted, además, que los astrónomos argentinos demos a conocer a nuestros colegas los resultados obtenidos recientemente en nuestras respectivas instituciones. Estamos convencidos de que la reunión de Salta ha sido un éxito. Prueba de ello es el presente ejemplar, el cual incluye contribuciones especiales de destacados astrónomos del país y del extranjero.

Nos resulta particularmente grato agradecer a todos los colegas quienes de una u otra manera, con su esfuerzo y dedicación, aportaron para que esta reunión resultara exitosa. Agradecemos a las instituciones auspiciantes y, muy especialmente, al CONICET y a la ANPCyT sin cuya ayuda económica esta reunión no hubiera podido ser realizada. Finalmente, el Comité Editorial agradece al Ing. Simón Anún del Observatorio Astronómico de Córdoba por la valiosa ayu-

da brindada al mencionado Comité durante el proceso de edición del presente ejemplar.

María Victoria Alonso
Editora Invitada

Juan J. Clariá
Editor Jefe

Federico Bareilles
Técnico Editorial

Andrés E. Piatti
Secretario Editorial

Índice

Prefacio	v
Fotografía Grupal	xvi

I Astronomía Extragaláctica y Cosmología

Large scale anisotropies on halo infall	3
<i>L. Ceccarelli, D. Paz, N. D. Padilla & D. García Lambas</i>	
Regiones extendidas en emisión en las radiogalaxias 3C 381 y 3C 284: Análisis espectral <i>long-slit</i> con GMOS-Gemini	7
<i>V. Reynaldi & C. Feinstein</i>	
The role of supernova feedback on the origin of the stellar and baryonic Tully-Fisher relations	11
<i>M. E. De Rossi, P. B. Tissera & S. E. Pedrosa</i>	
Estimas de redshift fotométricos y correcciones k para el SDSS-DR7	15
<i>A. L. O'Mill, F. Duplancic, D. García Lambas & L. Sodré Jr.</i>	
Modificando la cosmología de halos y sus historias obtenidas de simulaciones numéricas	19
<i>A. N. Ruiz, N. D. Padilla, M. J. Domínguez & S. A. Cora</i>	
Ajuste de parámetros libres en teorías de campos camaleones a partir de espectros de nubes moleculares galácticas y experimentos terrestres	23
<i>F. A. Teppa Pannia & S. J. Landau</i>	
Catálogo de Grupos Compactos del 2MASS	27
<i>M. C. Pacheco, M. V. Alonso & C. Mendes de Oliveira</i>	
Chemical effects on the development of the colour–magnitude relation of cluster galaxies	31
<i>N. Jiménez, S. A. Cora, L. P. Bassino, A. V. Smith Castelli & T. E. Tecce</i>	
The spatial and chemical distribution of Long Gamma-Ray Bursts	35
<i>M. C. Artale, L. J. Pellizza & P. B. Tissera</i>	
A unified dark sector cosmological model	39
<i>A. N. Ruiz & M. J. Domínguez</i>	
Hierarchical Friend-of-Friend algorithm to extract substructures from dark matter halos	43
<i>M. A. Sgró, A. N. Ruiz & M. E. Merchán</i>	

Propiedades estadísticas de galaxias en las futuras estructuras más grandes del universo	47
<i>M. Lares, Y. Yaryura & D. García Lambas</i>	
Fotometría superficial de galaxias de tipo temprano en las regiones externas del cúmulo de Antlia	51
<i>J. P. Calderón, L. P. Bassino, A. V. Smith Castelli & S. A. Cellone</i>	
Analysis of radial velocities in the Antlia cluster	55
<i>F. R. Faifer, A. V. Smith Castelli, J. P. Calderón, J. P. Caso, L. P. Bassino, S. A. Cellone & T. Richtler</i>	
Analysis of Ultra-Compact Dwarf Galaxies in the Antlia cluster	59
<i>J. P. Caso, L. P. Bassino & A. V. Smith Castelli</i>	
Galaxias Interactuantes en el SDSS	63
<i>F. Duplancic, A. L. O'Mill, D. García Lambas, C. Valotto & L. Sodré Jr.</i>	
Clasificación y Análisis de Galaxias en Interacción en SDSS-DR7	67
<i>V. Mesa, M. S. Alonso, D. García Lambas, N. D. Padilla & A. L. O'Mill</i>	
Identification of Pairs of Active Galactic Nuclei	71
<i>G. A. Oío, I. Araya & L. Vega Neme</i>	
Galaxies, their satellites and progenitors: chemical properties	75
<i>I. Gargiulo, S. A. Cora & N. D. Padilla</i>	
Cúmulos de Galaxias de baja Luminosidad X a $z \sim 0.25$: Fotometría profunda con MOSAIC II-CTIO	79
<i>J. L. Nilo Castellón, Y. Órdenes, F. Ramos, M. V. Alonso, H. Cuevas, E. R. Carrasco, D. García Lambas & A. Ramírez</i>	
Witnessing the Formation of Galaxy Clusters: Photometric and Spectroscopic Evidence of Sub-Structures in RX J1124,3-1700 ([VMF98]102) at $z \sim 0.41$	83
<i>J. L. Nilo Castellón, M. V. Alonso, H. Cuevas, E. R. Carrasco, D. García Lambas & A. Ramírez</i>	
Plano Entrópico de galaxias tempranas	87
<i>M. G. Volpe, M. V. Alonso & D. García Lambas</i>	

II Estructura Galáctica

Kinematics and Velocity Ellipsoid of the G Giants	93
<i>R. L. Branham, Jr.</i>	
Espectrofotometría en Trumpler 9: aportes a la estructura espiral exterior	97
<i>E. E. Giorgi, G. R. Solivella & R. A. Vázquez</i>	
Análisis de la evolución química de los cúmulos abiertos de la Galaxia a través de simulaciones dinámicas con procesos de destrucción	101
<i>L. A. Bignone, L. J. Pellizza, A. E. Piatti & T. E. Tecce</i>	
En búsqueda de remanentes de galaxias satélites de la Vía Láctea	105
<i>S. Gurovich, E. Tollerud, S. Walsh, M. Santucho, M. J. Domínguez & D. Minniti</i>	

III Astrofísica Estelar

Procesos cuasi-moleculares en enanas blancas frías	111
<i>R. D. Rohrmann, L. G Althaus & S. O. Kepler</i>	
Study of the Balmer Discontinuity in Be stars using the Monte Carlo method	115
<i>A. Cruzado & J. Zorec</i>	
Estrellas Be: diagnóstico del medio circunestelar mediante líneas de H del IR cercano	119
<i>A. Granada, M. L. Arias, L. S. Cidale & R. E. Mennickent</i>	
Unveiling the evolutionary phase of B[e] supergiants	123
<i>M. F. Muratore, M. Kraus, A. Liermann, O. Schnurr, L. S. Cidale & M. L. Arias</i>	
Variabilidad a largo plazo en α Cen B y HD 130948	127
<i>A. P. Buccino, R. Petrucci, T. Metcalfe, R. F. Díaz & P. J. D. Mauas</i>	

IV Sistemas Estelares

Globular Clusters: Chemical Abundance - Integrated Colour calibration	133
<i>G. Moyano Loyola, F. R. Faifer & J. C. Forte</i>	
The Galactic open cluster system: evidence of enhanced formation episodes	137
<i>A. E. Piatti</i>	
Determinación de parámetros fundamentales de estrellas B en cúmulos abiertos	141
<i>Y. J. Aidelman, L. S. Cidale, J. Zorec & M. L. Arias</i>	
Estimación de edades de 15 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes	145
<i>M. C. Parisi, D. Geisler, J. J. Clariá, A. E. Piatti, A. J. Grocholski & A. Sarajedini</i>	
Is the Hogg 12-NGC 3590 pair a new open cluster binary system?	149
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada</i>	
Optical and infrared photometric study of four galactic open clusters	153
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada</i>	
On the physical nature of six galactic open cluster candidates	157
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada</i>	
Determinación espectroscópica de parámetros fundamentales de 18 cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular	161
<i>A. Benítez-Llambay, A. E. Piatti, J. J. Clariá, T. Palma & A. V. Ahumada</i>	
Photometric and kinematic study of the Galactic open cluster NGC 2309	165
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá & A. V. Ahumada</i>	

Participación científica del Nodo La Plata en el Proyecto VVV	169
<i>G. Baume, E. Fernández Lajús, C. Feinstein, R. Gamen & C. Fariña</i>	
Observando el plano Galáctico en $l = 291^\circ$	173
<i>G. Baume, G. Carraro & E. Costa</i>	
Estudio fotométrico del cúmulo abierto Trumpler 20	177
<i>J. A. Ahumada, G. Carraro & E. Costa</i>	
Estrellas tempranas en el cúmulo abierto NGC 4852	181
<i>J. A. Ahumada, E. E. Giorgi, G. R. Solivella & R. A. Vázquez</i>	
Objetos de tipo espectral temprano en la vecindad de estrellas Wolf-Rayet	185
<i>A. Collado, R. Gamen, & R. Barbá</i>	
Análisis de la estrella de HgMn HD49022	189
<i>E. J. Gonzalez & J. F. González</i>	

V Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos

Un nuevo observatorio sobre el Cordón Macón	195
<i>R. Vrech, V. Renzi, P. Recabarren & D. García Lambas</i>	
Alto Chorrillo: otra alternativa para instalar una antena para ondas milimétricas y submilimétricas en Argentina	199
<i>F. A. Bareilles, R. Morras, F. P. Hauscarriaga, J. C. Olalde, L. Guarrera & E. M. Arnal</i>	
Búsqueda de Sitios para CTA: Análisis de Datos Satelitales	203
<i>A. E. Suárez, M. C. Medina & G. E. Romero</i>	
Diseño de montura Davies-Cotton de telescopio Cherenkov de 6m de diámetro para el proyecto CTA	207
<i>M. Actis, P. Ringegni, F. Antico, A. Bottani, G. Vallejo, I. Ochoa, D. Marconi, A. D. Supanitsky & A. C. Rovero</i>	
Montaje Experimental de Optica Adaptiva con Tecnología FPGA 211	
<i>F. Rodriguez Brizuela, J. P. Verasay & P. Recabarren,</i>	

VI Medio Interestelar

Análisis Interferométrico de las Burbujas DEM 164, DEM 165, DEM 202-207, DEM 208, y DEM 221 en la Nube Mayor de Magallanes	217
<i>M. A. Oddone, A. Laval, E. LeCoarer, G. Goldes & G. Carranza</i>	
Young stellar objects around the supernova remnant G24.7+0.6	221
<i>A. Petriella, S. Paron & E. Giacani</i>	

VII Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías

- Multi-wavelength observations of Mrk 501 during a very high energy flare in May 2009** 227
A. Pichel, A. N. Cillis & D. Paneque
- Thermodynamics of regular black hole interiors** 231
C. A. Correa, G. E. Romero, D. Pérez & S. E. Perez Bergliaffa
- Resolución de observables sensibles a la composición de masa de rayos cósmicos a partir de mediciones realizadas con telescopios de fluorescencia atmosférica** 235
M. Josebachuili, D. Melo, A. Etchegoyen, A. Ferrero, A. Krieger, D. Ravignani, F. Sánchez, I. Sidelnik, A. Tapia Casanova & B. Wundheiler

VIII Sol y Heliosfera

- Hacia la predicción del Número R de Wolf de manchas solares utilizando Redes Neuronales con retardos temporales** 241
C. Francile & M. L. Luoni
- Simulaciones Numéricas $1D\frac{1}{2}$ del Evento de Onda Moreton del 6 de diciembre de 2006 observado con el telescopio H-alfa HASTA** 245
C. Francile, A. Costa, S. Elaskar & M. L. Luoni
- Simulaciones de modos sausage en arcos coronales** 249
M. Cécere, A. Costa & O. Reula

IX Sistema Solar

- Mapa MEGNO para satélites irregulares de Satuno** 255
M. M. Moyano & A. M. Leiva
- ¿Origen dinámico del polvo sobre la superficie de Iapetus?** 259
A. M. Leiva & C. B. Briozzo

X Sistemas Extrasolares

- An Analytical approach for tidal migration of close-in planets** . . 265
P. Benítez-Llambay & C. Beaugé
- Metalicidad de estrellas con exoplanetas y discos de polvo** 269
R. Petrucci, C. Saffe & E. Jofré
- Correlación planeta-metalicidad en estrellas de secuencia principal y subgigantes** 273
E. Jofré, C. Saffe & R. Petrucci

Metalicidad de estrellas gigantes con planetas	277
<i>E. Jofré & C. Saffe</i>	
Estudio Hidrodinámico de la Atmósfera Extendida de HD 209458b	281
<i>C. Villarreal D'Angelo, M. Schneider & A. Costa</i>	
Primeros tránsitos de planetas extrasolares observados con el telescopio Horacio Ghilmetti	285
<i>C. von Essen, M. A. Schwartz, S. A. Cellone, R. F. Díaz, L. J. Pellizza, A. Buccino, G. Fernández, R. Godoy, J. Pinto & P. J. D. Mauas</i>	

XI Otras Áreas

Soluciones de membrana en la teoría de gravedad de Horava . . .	291
<i>C. R. Argüelles & N. E. Grandi</i>	

XII Invitados

Binarias Masivas en Cúmulos Jóvenes Masivos: Astronomía Estelar en dominios extragalácticos.	297
<i>G. Bosch</i>	
Mapping the stellar populations of the Milky Way with Gaia . . .	305
<i>C. Cacciari</i>	
Photometric and spectroscopic studies of small Solar System bodies and the IMPACTON project	315
<i>D. Lazzaro</i>	
Astronomical site testing in the era of Extremely Large Telescopes: evaluating the image quality degradation induced by the Earth atmosphere	325
<i>G. Lombardi</i>	
La constante de Hubble en la era de la cosmología de precisión . .	337
<i>L. M. Macri</i>	
Gamma-Ray Bursts	347
<i>L. J. Pellizza</i>	
Astronomía gamma con telescopios Cherenkov: hacia un observatorio astronómico abierto a la comunidad	357
<i>A. C. Rovero</i>	
Explorando nuevos horizontes en NASA	367
<i>G. L. Villanueva</i>	

XIII Premio Varsavsky

Formación de estrellas deficientes en hidrógeno mediante flashes tardíos del helio	375
<i>M. M. Miller Bertolami</i>	

XIV Mesa Redonda

**Pasado, presente y futuro de Argentina como sitio para proyectos
astronómicos internacionales 387**

Índice de Autores 391



Parte I

**Astronomía Extragaláctica y
Cosmología**

PRESENTACIÓN ORAL

Large scale anisotropies on halo infall

L. Ceccarelli^{1,2}, D. Paz^{1,2}, N. D. Padilla³ & D. García Lambas^{1,2}

(1) *IATE, CONICET.* (2) *Observatorio Astronómico de Córdoba*
(3) *Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Chile.*

Abstract. We perform a statistical analysis of the peculiar velocity field around dark matter haloes in numerical simulations. We examine different properties of the infall of material onto haloes and its relation to halo shapes and the large scale surrounding regions (LSSR). We find that the amplitude of the infall velocity field along the halo shape minor axis is larger than that along the major axis. We also report a strong anisotropy of the velocity field along the principal axes of the LSSR. The infall reaches a maximum value along the direction of the minor axis of the LSSR, whereas along the direction of its major axis, it exhibits the smallest velocities. We also analyse the dependence of the matter velocity field on the local environment. The amplitude of the infall at high local density regions is larger than at low local density regions. The velocity field tends to be more laminar along the direction towards the minor axis of the LSSR.

Resumen. Se realizó un estudio estadístico de los campos de velocidades peculiares en los entornos a los halos de materia oscura. Se analizó la caída de materia hacia los halos y su relación con las estructuras a gran escala circundantes (LSSR). Las mayores velocidades de caída se encontraron en la dirección del eje menor de forma del halo. Se encontró una anisotropía notable en los campos de velocidades peculiares en las direcciones principales de las LSSR. Las velocidades de caída presentan máximos en la dirección de los ejes menores de las LSSR. Se analizó la dependencia de los campos de velocidades con la densidad local hallándose mayores velocidades para regiones con densidad local alta que para densidad local baja. Los campos de velocidades tienden a ser más laminares en las direcciones a los ejes LSSR menores.

1. Data

We use a numerical simulation of 512^3 particles covering a periodic volume of $500^3 (h^{-1}\text{Mpc})^3$. We assume a spatially flat low-density Universe, with a matter density $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0.28$, Hubble constant $H_0 = 74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, and normalisation parameter $\sigma_8 = 0.8$. We identified approximately 470,000 dark-matter haloes with at least 10 particle members. We use two halo subsamples (low and high mass halos) with equal number of haloes. We estimate statistical errors by means of the jackknife.

2. Statistics

Infall and halo shape

We calculate the shape tensor $I_{ij} = (1/N_h) \sum_{\alpha=1}^{N_h} X_{\alpha i} X_{\alpha j}$, for each halo using the positions of its particle members, where $X_{\alpha i}$ is the i^{th} component of the displacement vector of a particle α relative to the centre of mass, and N_h is the number of particles in the halo. The matrix eigenvalues correspond to the square of the principal axis (a, b, c were $a > b > c$) of the ellipsoid that best describes the spatial distribution of the halo members. We define ellipticities as c/a , and we separate prolate and oblate ellipsoids through a triaxiality parameter “ P ” defined as $P = \log((c/b)/(b/a))$.

In order to characterise velocity field anisotropies around haloes, we calculate the mean radial velocity of particles taking into account their positions relative to the halo principal axes. We compute radial velocities relative to the halo centre, with positive (negative) velocities indicating mean infall (outflow) flux and we show The results are shown in Figure 1, and it can be seen that for prolate haloes (left panels) the infall is slightly smaller in the direction along the major axis (red lines) than over the perpendicular plane to major axis (black lines). For oblate haloes (right panels), the largest infall is obtained at directions parallel to the minor halo axis (black line), which exceed by approximately 40 km/s the corresponding velocities obtained along the perpendicular direction (red line). Both observed anisotropies indicate a tendency of the surrounding mass to fall faster from minor axis directions, which are the directions set by the more flattened sides of the halo shape ellipsoid.

Infall and large scale structures

We have also analysed the velocity field dependence on directions defined over the surrounding large scale mater distribution. We characterise the LSSR by means of the shape tensor using particles between 2 and 15 Mpc h^{-1} from halo centres. The principal axes are labelled with \hat{A} , \hat{B} and \hat{C} , for the major, intermediate and minor axes, respectively. The \hat{A} (\hat{C}) axis corresponds to the direction along the densest (lowest) direction. The resulting mean velocities are shown in Figure 2. As can be seen in the left panels of Figure 2 particles perpendicular to the major axis (black lines) exhibit noticeably higher velocities than particles parallel to this axis (red lines). A similar behavior can be seen in the right panels (oblate LSSR), where particles tend to fall faster from directions parallel to the minor axis \hat{C} . Both results are consistent and indicate particles show a faster infall when they come from low density regions which can be related to the direction of the minor LSSR axes. The mean infall velocity reaches a maximum of approximately 300 km/s and exhibits values higher than 400 km/s for the more massive haloes. As the distance from halo centre increases, the infall velocity monotonously decreases. Along the major axis direction, particles arrive slower with radial velocities that approach constant values or even increase at greater distances.

Infall and local densities

We define a local density parameter (ρ) for each particle, corresponding to the mass density in a sphere of radius equal to the distance to the 100th nearest

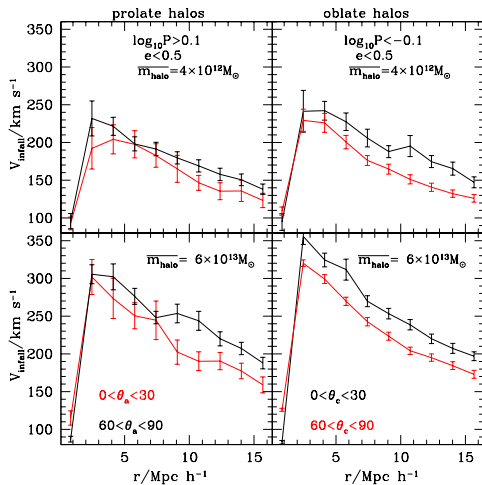


Figure 1. Mean infall velocity as a function of distance to prolate (left) and oblate (right) haloes. Upper (lower) panels correspond to low (high) mass haloes. Colours indicate angles from the halo principal axes, as is indicated in the figure.

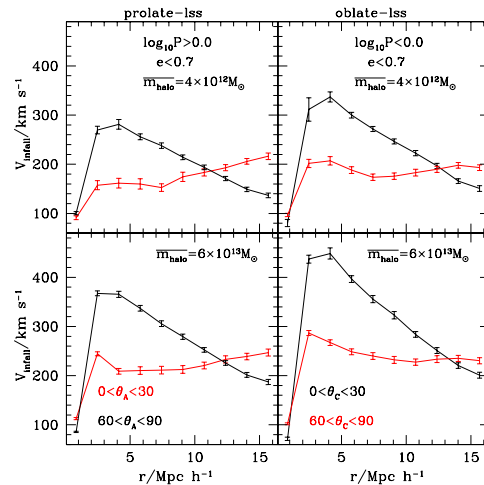


Figure 2. Mean infall velocity as a function of distance to haloes for prolate (left) and oblate (right) LSSR. Colours indicate infall directions at different angles from the LSSR principal axes A and C , as is indicated in the figure.

neighbour. We separate the particles according to their local density, into high and low density samples, defined by $\rho > \bar{\rho}$ and $\rho < \bar{\rho}$, respectively, where $\bar{\rho}$ is the average local density. Figure 3 shows the mean velocity as a function of the distance to halo centres, for particles in low and high density regions. We also analyse the dependence of these results on the LSSR axis directions.

Laminarity of the flow

We are now interested in analysing the coherence of motions around haloes and its relation with the infall of mass onto haloes. To do this analysis we define a laminarity parameter as the ratio between radial velocity and its dispersion. We consider separately the angle subtended by the direction to a particle or halo and the principal axes of the LSSR. We also take into account the local density. In Figure 4 we show the laminarity parameter as a function of the distance to low mass haloes. As can be seen in Figure 4, along perpendicular directions to the LSSR major axis (black lines) particles in either high or low local densities (solid and dashed lines) present similar laminarity parameters. In the case of particles along the direction parallel to the LSSR major axis (red lines), high density particles (solid lines) show higher laminarity parameters than those at low local densities (dashed lines).

From these results we can infer that the flow along the different directions becomes more laminar (i.e. $v/\sigma > 1$) closer to the halo centre. This laminarity is also larger along the plane perpendicular to the LSSR major axis indicating that, besides the fact that this direction shows the largest infall, it is also the less turbulent. The implications of this behaviour for halo structure could reside

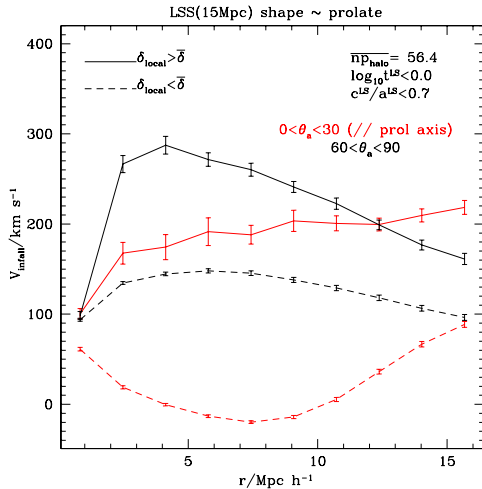


Figure 3. Mean infall velocity as a function of distance to low mass haloes and prolate-LSSR. Solid (dashed) lines correspond to high (low) local densities, Red lines indicate $\theta_A < \pi/6$, whereas black lines indicate $\pi/3 < \theta_A < \pi/2$.

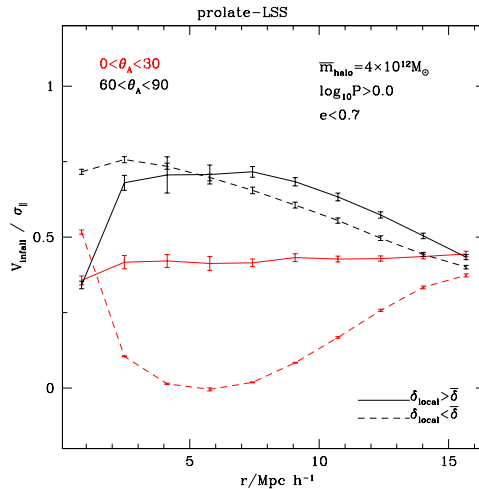


Figure 4. Mean laminarity parameter as a function of distance for particles around low mass haloes and prolate-LSSR, lines and colors are as in the left panel.

in the dynamical memory of the systems of this quasi stationary process which acts on time-scales of halo formation.

3. Conclusions

We have performed a detailed analysis of the peculiar velocity field around dark matter haloes. We have explored the relation between the flows of mass towards haloes and the shapes of the central haloes, their large-scale surrounding region (LSSR) shape, and their orientation. Anisotropies on the infall of haloes onto haloes has been analysed in Ceccarelli et. al (2011, MNRAS, in press) and the results are similar to those obtained using dark matter particles.

i) We found a significant anisotropy in the velocity field which correlates with the surrounding LSSR principal axes. The amplitude of infall is maximum along the direction of underdense regions (LSSR minor axis), whereas along the direction of dense LSSR regions, it exhibits the smallest velocities. **ii)** With respect to the shape of the central haloes, we found that the infall velocity along the minor axis is larger than along the major axis. We find consistent results for general triaxial haloes. Therefore, there is a clear preference for matter to infall towards haloes along regions of low “global” density. **iii)** When looking at the dependence with local density we find that objects in local high density regions infall faster. **iv)** By defining a suitable laminarity parameter we find that the velocity field is less turbulent along the direction towards underdense surrounding regions, with a ratio between mean flow velocity and velocity dispersion of order unity and nearly constant up to scales of 15 Mpc h^{-1} .

PRESENTACIÓN ORAL

Regiones extendidas en emisión en las radiogalaxias 3C 381 y 3C 284: Análisis espectral *long-slit* con GMOS-Gemini

V. Reynaldi^{1,2} & C. Feinstein^{1,2}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata - CONICET

Abstract. *Hubble Space Telescope (HST)* imaging and long-slit spectroscopy with GMOS-Gemini are presented for the radio galaxies 3C 381 and 3C 284. We are studying the ionized regions located far away from the nucleus known as Extended Narrow-Line Regions (ENLR). The line-ratio diagnostic diagrams show that the ionization state of these regions could be explained by the interaction between the radio jet and ENLR's material. This is in agreement with the velocity fields found in both galaxies. We also discuss photoionisation by the AGN through the spatial behavior of the ionising parameter U , and through *matter-bounded clouds* proposed by Binette et al. (1996).

Resumen. En este trabajo presentamos los resultados de las observaciones de las radiogalaxias 3C 381 y 3C 284 con el *Telescopio Espacial Hubble (HST)* y con *GMOS/Gemini* en espectroscopía *long-slit* sobre las Regiones Extendidas de Líneas Angostas (ENLR). A través de diagramas de diagnósticos sobre las líneas de emisión encontramos que la interacción entre el *radio-jet* y el material de la ENLR podría explicar la ionización de la región; estos resultados concuerdan con los campos de velocidades. También se estudió la fotoionización central a través del comportamiento espacial del parámetro de ionización U y la fotoionización que tiene lugar cuando se consideran distintas profundidades ópticas en el material que compone la ENLR.

1. Introducción

Nos proponemos identificar cuál es el mecanismo dominante en la ionización de las ENLR. Analizamos tres teorías: fotoionización debida al AGN, fotoionización con nubes de distinto espesor óptico, e ionización por ondas de choque inducidas por la interacción del *jet* con el material intergaláctico (MIG). En todos los casos adoptamos metalicidad solar para el MIG.

2. Observaciones y Resultados

Las imágenes del HST forman parte del archivo del programa *Snapshot of the 3CR Catalogue* (PI:Sparks). Se utilizaron las imágenes del filtro F702W de ban-

da ancha y del filtro rampa FR533N33, centrado en $[\text{OIII}]\lambda 5007$. Los espectros *long-slit* fueron tomados con Gemini/GMOS con ángulos de posición de 155° para 3C 381 y 70° para 3C 284. Se utilizó una ranura de $0.5''$ de ancho, con la red B600-G5303, $R \sim 1700$, cuya resolución es $0.9\text{\AA}/\text{px}$.

Las imágenes de banda ancha (F702W) muestran a ambas galaxias elípticas; las del filtro rampa (FR533N33) presentan estructuras extendidas y dominadas por la emisión en $[\text{OIII}]\lambda 5007$ (Figura 1). Los espectros confirman que se trata de las Regiones Extendidas de Líneas Angostas (ENLR). Los tamaños lineales proyectados de estas estructuras son de 78.3 kpc para 3C 381 y 57.4 kpc para 3C 284 ($H_0 = 72\text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{materia}} = 0.27$ and $\Omega_{\text{vacío}} = 0.73$).

El campo de velocidades medido en los espectros respecto a los centros galácticos, según las componentes de $[\text{OIII}]\lambda 5007$ muestra algunas componentes que acompañan el movimiento sistémico y otras a diferente velocidad que alcanzan los $\pm 600\text{ km s}^{-1}$.

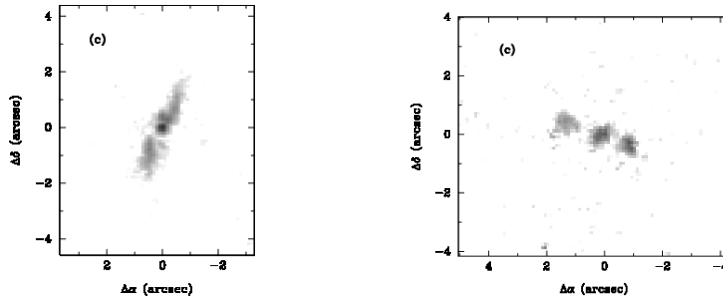


Figura 1. Imágenes del HST en el filtro rampa. *Izquierda:* 3C 381. *Derecha:* 3C 284. (Norte hacia arriba, Este hacia la izquierda)

3. Discusión

La fotoionización central del AGN puede describirse a través del parámetro de ionización $U = Q_0/(4\pi n_e r^2 c)$, que tiene en cuenta la dilución de los fotones ionizantes (Q_0) a una distancia r del AGN. Penston et al. (1990) encontraron que U tiene el mismo comportamiento que el cociente $[\text{OIII}]\lambda 5007/[\text{OII}]\lambda 3727$. Calculamos U a lo largo de toda la región (Figura 2) y con él obtuvimos una estimación de la cantidad de fotones emitidos por el AGN (Q_0). Adoptamos para la densidad n_e el valor de 370 cm^{-3} determinado por Robinson et al. (2002) para 3C 381 y de 100 cm^{-3} (valor mínimo para el cual se calculan los modelos) para 3C 284. De esta forma encontramos que $Q_0 = 1.8 \times 10^{55}\text{ fotones s}^{-1}$ para 3C 381 y una cota mínima de $Q_0 = 9.1 \times 10^{54}\text{ fotones s}^{-1}$ para 3C 284.

Dadas las distancias involucradas es esperable que Q_0 tome valores mayores que estos. Además, el comportamiento de U no es compatible con la fotoionización central. Feinstein et al. (1999, 2002) encontraron resultados similares para 3C 299 y 3C 244.1, donde estas regiones están ionizadas por el paso del *jet*. Luego, concluimos que la fotoionización central del AGN no puede ser el principal responsable del estado de ionización en las ENLR.

Binette et al. (1996) desarrollaron un modelo de fotoionización en el cual la

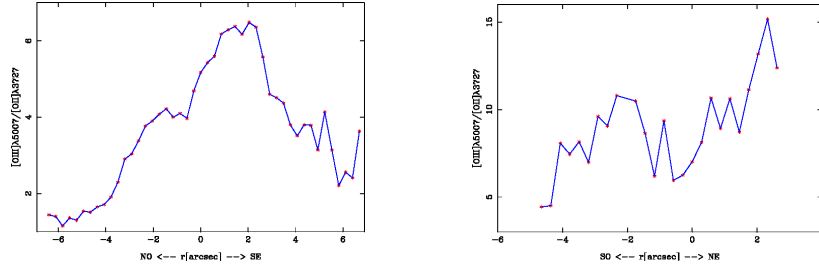


Figura 2. Comportamiento espacial de U respecto al centro galáctico. Izquierda: 3C 381. Derecha: 3C 284

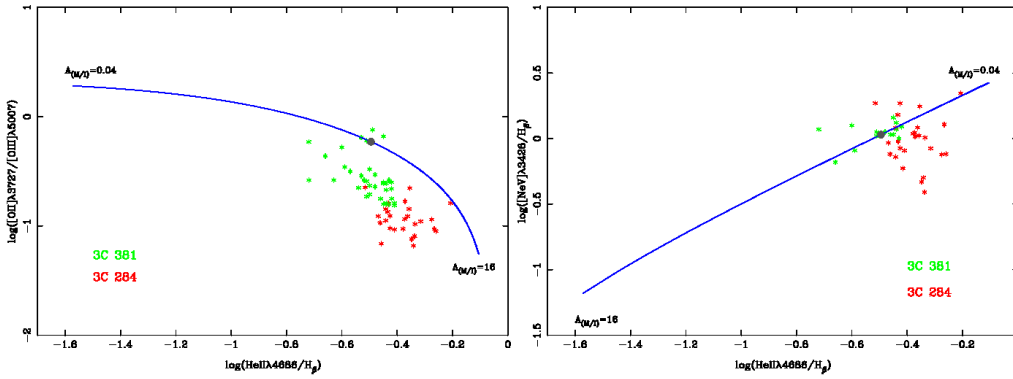


Figura 3. Modelo de fotoionización en fases (Binette et al., 1996,1997). El punto gris indica la posición de $A_{M/I} = 1$.

aparición del espectro de la ENLR es la combinación de los espectros de dos grupos de nubes: *matter-bounded clouds (MB)* ópticamente delgadas y más cercanas al AGN y *ionization-bounded clouds (IB)* ópticamente gruesas. El parámetro que describe este modelo es el cociente entre los ángulos sólidos subtendidos por las nubes MB respecto a las IB: $A_{M/I}$. Calculamos los cocientes de líneas teóricas en el intervalo $0.04 < A_{M/I} < 16$, acorde con el trabajo original. Según el modelo de unificación los valores $A_{M/I} < 1$ representan a aquellos objetos para los cuales la presencia del toroide opaca cierta fracción de las nubes MB: Seyfert 2 o NLRG, mientras que $A_{M/I} > 1$ corresponde a Seyfert 1 o BLRG.

Existe cierta inconsistencia entre distintos diagramas respecto a la posición de las observaciones, para ambas galaxias (Figura 3). La definición de $A_{M/I}$ contempla la orientación de los objetos (3C 381 y 3C 284 son NLRG) pero esto no se ve reflejado en los diagramas. Cuando comparamos nuestros resultados con los de Binette et al. (1996, 1997) es evidente que las observaciones no se ajustan a la secuencia de ionización dada por U , sin embargo tampoco es claro que puedan ajustarse con la secuencia de $A_{M/I}$. Incluso los valores de Q_0 derivados de U (prefijado en el modelo) siguen siendo muy bajos. Por lo tanto entendemos que, aunque es posible que el mecanismo funcione, no puede ser el proceso dominante.

Cuando los *jets* atraviesan el MIG desencadenan ondas de choque que,

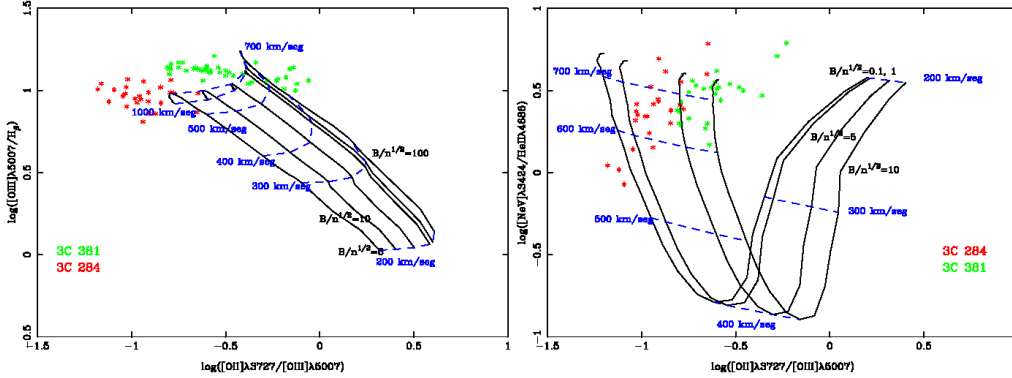


Figura 4. Modelos de ionización por ondas de choque (Allen et al., 2008) para una densidad ambiental de 100 cm^{-3} .

además de acelerar y comprimir el material, provocan emisión de radiación. Los modelos más sofisticados (Dopita & Sutherland 1995, 1996; Allen et al., 2008) incluyen choques y un precursor radiativo. Los parámetros que controlan el espectro son la velocidad de la onda y el parámetro magnético: B/\sqrt{n} , donde B es el campo magnético transversal y n la densidad.

Las ondas de choque con velocidades mayores que 500 km s^{-1} son compatibles con nuestras observaciones (Figura 5) y el parámetro magnético adopta distintos valores a lo largo de la región. Es notable la coherencia entre estos modelos magnetohidrodinámicos y los campos de velocidades en ambas galaxias, que son completamente independientes y permiten explicar tanto la dinámica como el estado de ionización a través de ondas de choque de alta velocidad.

4. Conclusiones

Los argumentos físicos basados en los cocientes entre las líneas de emisión o el comportamiento del parámetro de ionización a lo largo de la ENLR, y la evidencia cinemática en ambas galaxias nos permiten concluir que la interacción entre los *jets* y el MIG es el principal responsable del estado de ionización de estas regiones.

Referencias

- Allen M, Groves B, Dopita M, Sutherland R, Kewley L, 2008, ApJS, 178, 20
 Binette L, Wilson A, Storchi-Bergmann T, 1996, A&A, 312, 365
 Binette L, Wilson A, Raga A, Storchi-Bergmann T, 1997, A&A, 327, 909
 Dopita M, Sutherland R, 1995, ApJ, 455, 468
 Dopita M, Sutherland R, 1996, ApJ, 102, 161
 Feinstein C, Macchetto F, Martel A, Sparks W, McCarthy P, 1999, ApJ, 526, 623
 Feinstein C, Macchetto F, Martel A, Sparks W, 2002, ApJ, 565, 125
 Penston M.V. et al., 1990, A&A, 236, 53
 Robinson T, Tadhunter C, Dyson J, 2002, MNRAS, 331, 13

PRESENTACIÓN ORAL

The role of supernova feedback on the origin of the stellar and baryonic Tully-Fisher relations

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

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(2) *CONICET*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - UBA*

Abstract. In this work, we studied the stellar and baryonic Tully-Fisher relations by using hydrodynamical simulations in a cosmological framework. We found that supernova feedback plays an important role on shaping the stellar Tully-Fisher relation causing a steepening of its slope at the low-mass end, consistently with observations. The bend of the relation occurs at a characteristic velocity of approximately 100 km s^{-1} , in concordance with previous observational and theoretical findings. With respect to the baryonic Tully-Fisher relation, the model predicts a linear trend at $z \sim 0$ with a weaker tendency for a bend at higher redshifts. In our simulations, this behaviour is a consequence of the more efficient action of supernova feedback at regulating the star formation process in smaller galaxies.

Resumen. En este trabajo, estudiamos las relaciones de Tully-Fisher estelar y bariónica mediante la utilización de simulaciones hidrodinámicas dentro de un marco cosmológico. Encontramos que la retroalimentación al medio por supernovas juega un rol importante en la determinación de la forma de la relación de Tully-Fisher estelar incrementando su pendiente en el sector menos masivo, consistentemente con las observaciones. El cambio de pendiente de la relación ocurre para una velocidad característica de aproximadamente 100 km s^{-1} , en concordancia con hallazgos observacionales y teóricos previos. Con respecto a la relación de Tully-Fisher bariónica, el modelo predice un comportamiento lineal a $z \sim 0$ con una tendencia débil a curvarse hacia corrimientos al rojo altos. En nuestras simulaciones, este comportamiento es una consecuencia de la acción más eficiente de la retroalimentación al medio por supernovas en la regulación de la formación estelar de las galaxias más pequeñas.

1. Introduction

The correlation between the luminosity and the rotation velocity for spiral galaxies (TFR, Tully & Fisher 1977) has been widely studied during the last decades. However, it is now accepted that the TFR is a result of the more fundamental scaling relation between the rotational velocity of a galaxy and its stellar mass (sTFR) or baryonic mass (bTFR).

In particular, there is evidence that the sTFR exhibits a change in its slope at around $\sim 90 \text{ km s}^{-1}$ in the sense that slow-rotators have lower stellar masses than those derived from the extrapolation of the linear fit for fast-rotators (McGaugh et al. 2000; Amorín et al. 2009). Moreover, McGaugh et al. 2010 have recently reported that there is also a bend in the bTFR but located at a lower rotation velocity.

In this work, we performed hydrodynamical simulation in a Λ CDM universe to study the role of supernova (SN) feedback on the origin of the shape of the sTFR and bTFR and on their evolution with redshift.

2. Simulations and sample selection

We performed numerical simulations consistent with the concordance Λ CDM universe with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.04$ and $H_0 = 100 h^{-1} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$. A version of the chemical code GADGET-3 including treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, a multiphase model for the ISM and SN feedback (Scannapieco et al. 2006) was employed. The simulated volume corresponds to a cubic box of a comoving $10 \text{ Mpc } h^{-1}$ side length. The simulation has a mass resolution of $5.93 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $9.12 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$ for the dark and gas phase, respectively.

Simulated disc-like galaxies were identified following the methods describe by De Rossi et al. (2010). The mean properties of galactic systems were estimated at the baryonic radius (R_{bar}), defined as the one which encloses 83 per cent of the baryonic mass of the systems. We found that the tangential velocity of these systems constitutes a good representation of their potential well so that, for the sake of simplicity, we used the circular velocity estimated at R_{bar} as the kinematical indicator for our study.

3. Results and discussion

With respect to the local sTFR, fast-rotators ($100 \text{ km s}^{-1} < V < 250 \text{ km s}^{-1}$) describe a linear relation of the form $\log(M_*/M_\odot h^{-1}) = (3.68 \pm 0.09) \log(V/100 \text{ km s}^{-1}) + (9.42 \pm 0.26)$, which is in general good agreement with observations (e.g. McGaugh et al. 2000). Moreover, our model is also able to reproduce the observed steepening of the relation in the case of slow-rotators ($V < 100 \text{ km s}^{-1}$; see De Rossi et al. 2010 for details), in agreement with previous observational and theoretical works (Larson 1974; Dekel & Silk 1986; McGaugh et al. 2000). In order to analyse at what extent SN feedback might be responsible for the bend of the sTFR, we suppress this mechanism from our simulations. We found that, when SN feedback is turned-off, a single linear relation is recovered with a flatter slope (≈ 2.97), suggesting the important role of SNs in the determination of the shape of the sTFR.

In the case of the local bTFR, we obtained a linear trend for the whole range of circular velocities resolved by these simulations ($40 \text{ km s}^{-1} < V < 250 \text{ km s}^{-1}$). This result does not disagree with the findings of McGaugh et al. (2010) since they reported that the bend of the bTFR is at a lower rotation velocity ($V \sim 20 \text{ km s}^{-1}$). Furthermore, the simulated bTFR follows a relation of the form $\log(M_b/M_\odot h^{-1}) = (3.23 \pm 0.08) \log(V/100 \text{ km s}^{-1}) + (9.56 \pm 0.23)$,

consistently with observations for late and early type galaxies (De Rijcke et al. 2007; Gurovich et al. 2010).

By analysing the simulated sTFR and bTFR within the redshift range $0 < z < 3$, we found that neither of them show a significant evolution of the slope at the high-mass end. However, in the same redshift range, we detected an increase of the zeropoint by ~ 0.44 dex and ~ 0.33 dex for the sTFR and bTFR, respectively.

In order to explore how these trends arise in our SN model which does not introduce scale-dependent parameters, we analysed its effects on the gas-phase of simulated galaxies. Firstly, we investigated the importance of SN-driven outflows by calculating the fraction $f_i = \Omega_m M_i / \Omega_b M_{\text{vir}}$ for each galaxy at $z = 0$, where M_{vir} is the total mass within the virial radius and M_i denotes the stellar (f_*) or the baryonic (f_b) component within R_{bar} . Our results indicate that f_* is an increasing function of the circular velocity suggesting that SN feedback might be strongly regulating the star formation efficiency (eSFR) of smaller galaxies. To analyse this issue, we compared the correlation between the eSFR and the circular velocity of the systems in the case of the SN-feedback model with the one obtained from a feedback-free run. As expected, the SN feedback model predicts lower eSFRs at a given velocity with the stronger differences at the low-mass end of the relation, consistently with the steepening of the sTFR for slow-rotators. By studying the fraction f_b as a function of the circular velocity, we found a weaker correlation than in the case of f_* , which accounts for the trend to recover a single slope for the bTFR. However, the fact that $f_b < 0.6$ for the whole sample suggests that galactic winds are important over the entire range of simulated stellar masses. Finally, we estimated the fraction f_b^{vir} defined as the ratio between the simulated baryonic mass within the virial radius and the expected one. By comparing f_b and f_b^{vir} , we determined that an important amount of the missing baryons within galaxies can be found in the surrounding halo (a detailed discussion can be found in De Rossi et al. 2010). However, given that f_b^{vir} is within the range $0.1 - 1$ for the whole sample, it is clear that a significant fraction of the gas-phase of simulated galaxies is blown away as a consequence of very efficient galactic winds. And, these effects are more prominent in smaller systems.

Basically, in our model, star formation is triggered mainly when the gas gets cold and dense¹. As a consequence of star formation, SN energy is released heating up the surrounding cold ISM. The smaller virial temperatures of slow rotators lead to a more efficient transition of the gas from the cold to the hot phase, and hence, generates a decrease of the star formation activity in these systems. However, the cooling times for these galaxies are still too short compared to the dynamical times to allow this hot phase to be stable and the gas can return to the cold phase in short time-scales. In fact, SN feedback leads to a self-regulated cycle of heating and cooling generating an important regulation of the star formation process in smaller galaxies. In the case of fast rotators, the

¹In this simulations, the cold phase is defined as the gas component with temperature $T < T_c$ where $T_c = 8 \times 10^4$ K and density $\rho > 0.1\rho_c$ where ρ_c is $7 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$. Otherwise, the gas is classified as hot phase. The reader is referred to Scannapieco et al. 2006 for more details about the model.

hot phase is established at higher temperature due to the continuous injection of SN energy and the increase of the virial temperature of the dark halos hosting them. And, since in these systems the cooling times get longer compared to the dynamical times, the hot gas is able to remain in this phase. However, at this stage, galactic winds will be more difficult to be triggered since the SN energy accumulated by the cold phase is not enough to match that of its nearby hot environment, which is a condition required by the model to promote particles to the hot phase. Meanwhile, this gas remains available for star formation and, consequently, SN feedback is not efficient at regulating the star formation in larger galaxies. Interestingly, this model predicts that the transition from efficient to inefficient gas cooling occurs at around the same characteristic velocity of 100 km s^{-1} where the sTFR bends and is also in agreement with previous observational and theoretical findings.

4. Conclusions

We have studied the sTFR and bTFR by using cosmological simulations in a Λ CDM universe. Our results suggest that SN feedback seems to be crucial to reproduce the observed bend of the sTFR as a consequence of the more efficient action of SN feedback in the regulation of the star formation activity in smaller galaxies. Without introducing scale-dependent parameters, the model predicts that the bend occurs at a characteristic velocity of $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, consistently with previous observational and theoretical works. The reader is referred to De Rossi et al. (2010) for more details about this work.

Acknowledgments. MEDR thanks the Argentinian Astronomical Society for its partial financial support to attend this meeting. We acknowledge support from the PICT 32342 (2005) and PICT 245-Max Planck (2006) of ANCyT (Argentina). Simulations were run in Fenix and HOPE clusters at IAFE and CeCAR cluster at University of Buenos Aires.

References

- Amorín, R., Aguerri, J. A. L., Muñoz-Tuñón, C. & Cairós L. M. 2009, *A&A*, 501, 75
 Dekel, A. & Silk, J. 1986, *ApJ*, 303, 39
 De Rijcke, S., Zeilinger, W. W., Hau, G. K. T., Prugniel, P. & Dejonghe, H. 2007, *ApJ*, 659, 1172
 De Rossi, M. E., Tissera, P. B., Pedrosa, S. E. 2010, *A&A*, 519, 89
 Gurovich, S., Freeman, K. C., Jerjen, H., Staveley-Smith, L., & Puerani, I. 2010, *AJ*, 140, 663
 Larson, R. B. 1974, *MNRAS*, 169, 229
 McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Bothun, G. D., & de Blok, W. J. G. 2000, *ApJ*, 533, L99
 McGaugh, S. S., Schombert, J. M., de Blok, W. J. G., & Zagursky, M. J. 2010, *ApJ*, 708L, 14
 Scannapieco, C., Tissera, P.B., White, S.D.M. & Springel, V. 2006, *MNRAS*, 371, 1125
 Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, *A&A*, 54, 661

PRESENTACIÓN ORAL

Estimas de redshift fotométricos y correcciones k para el SDSS-DR7

A. L. O'Mill^{1,2}, F. Duplancic^{1,2}, D. García Lambas^{1,2} & L. Sodr e Jr.³

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

(2) *CONICET*

(3) *Instituto de Astronomía Geofísica y Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brazil*

Abstract. We present new estimates for photometric redshift and k corrections for the seven release of the SDSS (SDSS-DR7). Photometric redshifts were estimated using artificial neural networks, obtaining $0 < z_{phot} \leq 0.6$ with a $rms = 0.0227$. k corrections were obtained by double parametrization with redshift and $(g-r)$ reference-frame color. The results show that a simple linear relationship between the intrinsic color of the galaxy and the redshift is a good choice to compute k corrections and requires low computational time compared with previous work.

Resumen. Presentamos nuevas estimas de redshifts fotométricos y calibraciones de correcciones k para los datos del SDSS versión 7 (SDSS-DR7). Los redshift fotométricos se estimaron utilizando redes neuronal artificiales obteniendo estimas para $0 < z_{phot} \leq 0,6$ con un $rms = 0,0227$. Las correcciones k fueron calculadas a través de una doble parametrización utilizando redshift y color intrínseco $(g-r)$ de las galaxias. Los resultados obtenidos muestran que una simple relación lineal entre el color intrínseco de la galaxia y el redshift es un método eficiente para computar correcciones k y requiere bajo tiempo computacional en comparación con trabajos previos.

1. Introducción

Una solución a la dificultad de obtener corrimientos al rojo (redshifts) espectroscópicos para galaxias débiles se basa en el uso de técnicas de estima de redshifts fotométricos. Asimismo el cómputo de correcciones k es importante para estudiar galaxias distantes. La forma usual de obtener esta cantidad es modelando la distribución de energía espectral de la galaxia. En trabajos recientes (Chilingarian et al., 2010, Westra et al., 2010) se han obtenido correcciones k como funciones analíticas del redshift, parametrizadas con alguna propiedad característica del tipo morfológico de la galaxia. En este trabajo se presentan métodos para la estima de redshifts fotométricos (z_{phot}) y cálculo de correcciones k, para la séptima versión de datos fotométricos del Sloan (SDSS-DR7).

2. Muestras utilizadas

En este trabajos utilizamos 5 muestras extraídas de los datos del SDSS:

- **Sz1:** ~ 550000 objetos seleccionada del SDSS-DR7 con información espectroscópica (80 % galaxias principales (MGS), 10 % galaxias rojas luminosas (LRG) y 10 % galaxias con núcleo activo (AGN)). Utilizada como conjunto de entrenamiento y conjunto de validación en el cómputo de los z_{phot}
- **Sz2:** ~ 70000 MGS seleccionadas del SDSS-DR7 (excluidas las galaxias utilizadas como conjunto de entrenamiento). Utilizada como test para los z_{phot} .
- **Sz3** ~ 82000 galaxias seleccionadas aleatoriamente del catálogo fotométrico SDSS-DR6. Utilizada para comparar nuestras estimas de z_{phot} con las estimas photozCC2 de Oyaizu et al. (2008).
- **Sk1:** ~ 122000 galaxias extraídas de SDSS-DR7 MGS teniendo en cuenta límites en completitud (ver texto). Utilizada para calibrar correcciones k.
- **Sk2:** ~ 575000 galaxias seleccionada desde SDSS-DR7 fotométrico con estimas de nuestros redshift fotométricos. Utilizada para calcular correcciones k a mayor redshift y comparar con la literatura.

3. Redshifts fotométricos

Los redshift fotométrico se obtuvieron con el software *ANNz* (Collister & Lahav, 2004), que consiste en redes neuronal artificiales utilizadas para parametrizar las relaciones entre el redshift y la fotometría. Luego de analizar los resultados utilizando diferentes conjuntos de parámetros de entrada, concluimos que la mejor elección para estimar redshift es utilizar magnitudes, índice de concentración y radios Petrosian en las bandas g y r . El uso de índices de concentración nos ayuda a romper los procesos de degeneración en la relación redshift-color. Utilizamos la muestra Sz1 para el cómputo de los redshift fotométricos. En la Figura 1 se compara la distribución de redshift fotométricos $N(z)$ obtenida en este trabajo con estimas de Oyaizu et al. (2008). La curva continua corresponde a la distribución teórica de Blanton et al. (2003). Podemos ver que para $z_{phot} < 0,1$ ambas distribuciones son similares a la predicción teórica. Para redshift $0,1 \lesssim z_{phot} \lesssim 0,35$ nuestras estimas tienen mejor acuerdo con la curva teórica, mientras que Oyaizu et al. (2008) muestra un déficit de aproximadamente un 20 %. En redshift $z_{phot} \sim 0,4$ podemos ver que los redshift fotométricos sobreestiman la curva teórica, este efecto podría estar asociado al quiebre de Balmer entre los filtros g y r .

4. Correcciones k

Para el cómputo de correcciones k proponemos una relación entre las correcciones k y el color ($g-r$) de la galaxia en un referencial. Utilizamos la muestra Sk1 considerando rangos de magnitud según Montero-Dorta & Prada (2009). Nuestro objetivo es obtener una relación entre las correcciones k y los colores intrínsecos ($g-r$) de las galaxias. Para ello analizamos en primer lugar la dependencia del color con las correcciones k calculados utilizando el código `k-correct_v4.2` (Blanton & Roweis, 2007). La motivación de este análisis es extrapolar los resultados obtenidos con las MGS a las muestras con redshift intermedios.

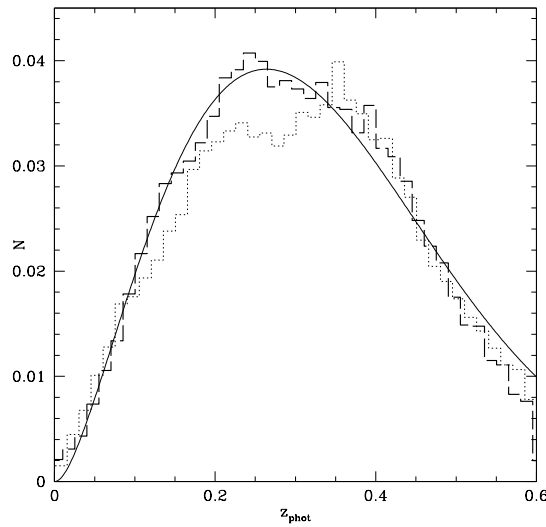


Figura 1. Distribución de z_{phot} . En línea discontinua nuestras estimas y en línea de puntos las de Oyaizu et al. (2008). La curva continua corresponde a la distribución teórica de Blanton et al. (2003).

El primer paso fue dividir los datos espectroscópicos en cinco submuestras en diferentes rangos de color y calcular la mediana por intervalo de color y por intervalo de redshift, para las correcciones k en cada una de las cinco bandas del SDSS. Se obtiene un buen ajuste a la mediana a partir de una relación lineal $k = Az + B$, donde A y B son funciones de $(g - r)$. Para poder calcular la corrección k es necesario obtener el índice de color intrínseco. Luego se realiza un proceso iterativo para k_g y k_r comenzando con un valor inicial de k calculado según el índice de concentración de distribución de luz de la galaxia, diferenciando entre galaxias rojas y azules. Si los valores obtenidos para el color $(g - r)$ están fuera del rango de valores aceptables, se asigna un valor aleatorio dentro de una gaussiana centrada en el valor medio de la distribución de colores correspondiente a esa galaxia y se continúa iterando hasta que la diferencia entre $k_l(i + 1)$ y $k_l(i)$ sea inferior a 0,001. Así se obtienen en pocas iteraciones los valores para k_g y k_r que son utilizados para el cómputo de las correcciones k en las bandas faltantes.

La Figura 2 muestra las correcciones k obtenidas para la muestra Sk2 en función de z_{phot} para las bandas g y r del SDSS. Comparamos los resultados obtenidos con los de Blanton & Roweis (2007), Roche et al. (2009), Chilingarian et al. (2010), Westra et al. (2010), y Abazajian et al. (2009). Calculamos correcciones k para colores extremos encontrando que estas estimas están dentro de nuestro rango de valores calibrados.

5. Conclusiones

En este trabajo se presentan estimas de redshifts fotométricos y correcciones k para el SDSS-DR7 fotométrico. Para el cálculo de z_{phot} , se utilizó el código público ANNz obteniendo un $rms \simeq 0,0227$. La distribución de z_{phot} resultante

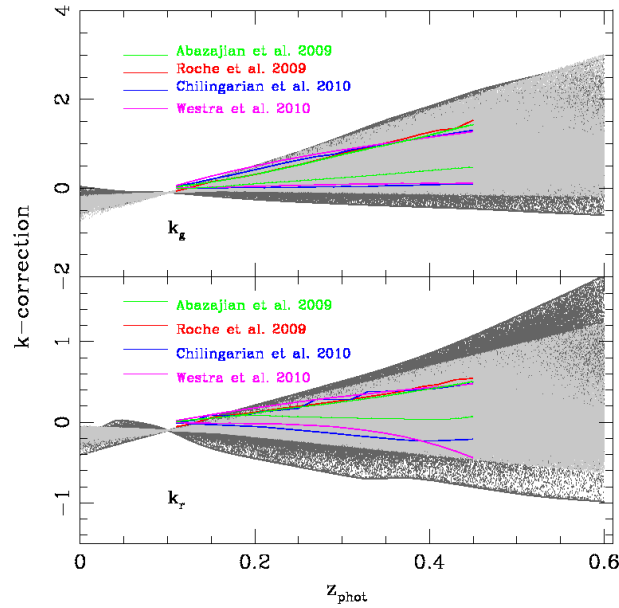


Figura 2. Correcciones k para las bandas g y r obtenidas para la muestra Sk2. En gris oscuro nuestras estimas y en gris claro las obtenidas con el código `k-correct_v4.2`. Se comparan los resultados con los obtenidos por diferentes autores para colores extremos (ver referencias en la figura).

está en buen acuerdo con la curva teórica derivada para galaxias del SDSS. Para el cómputo de correcciones k hemos propuesto una parametrización doble en función del redshift y del índice de color ($g - r$) extrapolando los resultados obtenidos para la MGS a través de `k-correct_v4.2` a redshift mayores. Nuestros resultados muestran que una relación lineal simple entre la corrección k , el color ($g - r$) y redshift genera resultados tan precisos como los obtenidos en trabajos anteriores, empleando menor tiempo computacional.

Referencias

- Abazajian, K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
 Blanton, M. R., et al., 2003, AJ, 125, 2348
 Blanton, M., & Roweis, S., 2007, AJ, 133, 734.
 Chilingarian, I. V., Melchior, A.-L., & Zolotukhin, I. Y., 2010, MNRAS, 405, 1409
 Collister, A. A., & Lahav, O., 2004, PASP, 116, 345
 Montero-Dorta, A. D., & Prada, F., 2009, MNRAS, 399, 1106
 Oyaizu, H., Lima, M., et al., 2008, ApJ, 674, 768
 Roche, N., Bernardi, M., & Hyde, J., 2009, MNRAS, 398, 1549
 Westra, E., Geller, M. J., Kurtz, M. J., Fabricant, D. G., & Dell'Antonio, I., 2010, PASP, 122, 1258

PRESENTACIÓN ORAL

Modificando la cosmología de halos y sus historias obtenidas de simulaciones numéricas

A. N. Ruiz^{1,2}, N. D. Padilla², M. J. Domínguez^{1,3,5} & S. A. Cora^{4,5}

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CCT Córdoba, CONICET, UNC)

(2) Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Chile

(3) Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC

(4) Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET, UNLP)

(5) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

Abstract. Angulo & White (2010) introduced a rescaling technique able to modify the background cosmological parameters of a given numerical simulation. However, this technique involves a new identification of dark matter haloes and construction of their merger trees in the rescaled simulation. In this work we present an application of this method directly on the dark matter halo catalogues, showing that it is possible to reuse the identified haloes and their formation histories using only a fraction of the computational cost that involves getting this information of the particles in the simulation.

Resumen. Angulo & White (2010) introdujeron una técnica de reescalado de simulaciones numérica que permite modificar los parámetros cosmológicos bases de una dada simulación numérica. Sin embargo esta técnica involucra realizar nuevamente la identificación de los halos de materia oscura y construcción de sus árboles de fusiones en la simulación reescalada. En este trabajo presentamos una aplicación de este método directamente sobre los catálogos de halos de materia oscura, mostrando que es posible la reutilización de los halos identificados y de sus historias de formación usando sólo una fracción del tiempo de cómputo que involucra obtener esta información de las partículas de la simulación.

1. El método

El método consiste en sólo el primer paso de la técnica de reescalado presentada por Angulo & White (2010), pero aplicada directamente sobre los halos de materia oscura en lugar de las partículas individuales de la simulación.

Si $P(k)$ es el espectro de potencias lineal de la materia a $z = 0$ se define como variancia del campo de densidad lineal a la cantidad

$$\sigma^2(R, z) = \frac{D^2(z)}{4\pi} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(kR) dk, \quad (1)$$

donde R es una escala comovil, $D(z)$ es el factor de crecimiento lineal de las perturbaciones y $W(x) = 3x^{-3}(\sin x - x \cos x)$ es la transformada de Fourier de un filtro escalón esférico. Asumiendo que queremos un catálogo de halos en una dada cosmología (llamada B) evolucionado hasta un *redshift* final z_B^f partiendo de otro catálogo que posee una cosmología diferente (llamada A), el procedimiento consiste en encontrar una longitud de escalado s del lado del volumen cúbico y un *redshift* final z_A^f definidos de forma tal que la cantidad $\sigma_A(s^{-1}R, z_A^f)$ en el rango $[s^{-1}R_1, s^{-1}R_2]$ sea lo más parecida posible a $\sigma_B(R, z_B^f)$ en el rango $[R_1, R_2]$. Esto se hace mediante la minimización de la función

$$\delta_{rms}^2 = \frac{1}{\ln(R_2/R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \left[1 - \frac{\sigma_A(s^{-1}R, z_A^f)}{\sigma_B(R, z_B^f)} \right]^2 \frac{dR}{R}, \quad (2)$$

sobre s y z_A^f . Obtenidos los parámetros, el lado del volumen cúbico es escalado de forma que $L_B = sL_A$, los *redshifts* anteriores en la nueva cosmología ($z_B < z_B^f$) son obtenidos a partir de los *redshifts* anteriores de la cosmología original ($z_A < z_A^f$) mediante

$$D_B(z_B)D_A(z_A^f) = D_A(z_A)D_B(z_B^f), \quad (3)$$

y las velocidades y masas deben ser corregidas mediante las siguientes expresiones:

$$\vec{v}_B = s \frac{(1+z_A)}{(1+z_B)} \frac{\dot{D}_B(z_B)}{\dot{D}_A(z_A)} \frac{h_A}{h_B} \vec{v}_A, \quad M_B = s^3 \frac{\Omega_B}{\Omega_A} M_A, \quad (4)$$

donde el punto indica derivación respecto al tiempo, h es el parámetro de Hubble adimensional y Ω_A y Ω_B son los valores del parámetro de densidad de la materia $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{dm}$, siendo Ω_b y Ω_{dm} los parámetros de densidad de bariones y materia oscura respectivamente.

2. Simulaciones numéricas

Para probar la eficacia del método usamos dos simulaciones. Para la simulación de partida (simulación A) se adoptó una cosmología WMAP1, $(\Omega_m; \Omega_b; n; h; \sigma_8) = (0,25; 0,045; 1,00; 0,73; 0,9)$, y para la de llegada (simulación B) se usó una cosmología WMAP5/WMAP7, $(\Omega_m; \Omega_b; n; h; \sigma_8) = (0,27; 0,047; 0,95; 0,7; 0,82)$. La minimización de la ecuación 2 se realizó en el rango $[M_1, M_2] = [1 \times 10^{10}, 5 \times 10^{14}]h^{-1}M_\odot$, obteniendo $s = 1,13$ y $z_A^f = 0,36$. Ambas simulaciones cuentan con 256^3 partículas en volúmenes cúbicos comóviles de lados $L_A = 60h^{-1}\text{Mpc}$ y $L_B = sL_A = 67,68h^{-1}\text{Mpc}$, idénticas condiciones iniciales y fueron realizadas usando GADGET2 (Springel 2005). Los catálogos de halos (incluyendo identificación de subestructuras e historias de fusiones) se construyeron usando el código SUBFIND (Springel et al 2001).

Comparamos las propiedades de los halos en la simulación con la cosmología deseada (B) con las recuperadas de los halos reescalados de la simulación A . Para esto asignamos los halos de al menos 50 partículas en la simulación B a halos de al menos 10 partículas en la simulación A usando como criterio que compartan

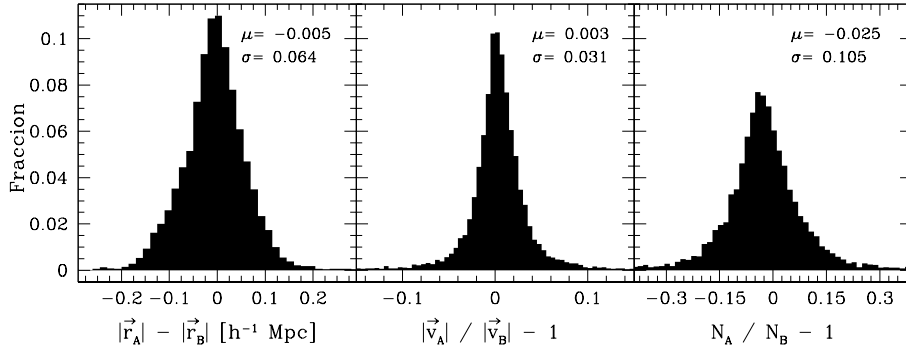


Figura 1. Histogramas de la diferencia en el módulo de la posición (izquierda), diferencias relativas en el módulo de las velocidades (centro) y diferencia relativa en el número de partículas (derecha) entre los halos identificados en la simulación B y los recuperados de la simulación A . En cada panel se muestra la media μ y desviación estándar σ de las distribuciones.

el mayor número de partículas posible. Esto se realizó mediante el número identificatorio que el código GADGET2 asigna a cada partícula, un criterio válido debido a que las condiciones iniciales fueron construidas con la misma semilla aleatoria.

3. Resultados

En la Figura 1 se muestran las distribuciones de las diferencias en posición, diferencias relativas en el módulo de la velocidad y diferencias relativas en el número de partículas (i.e. masa) entre los halos identificados en B y los escalados a partir de A . Las posiciones y velocidades son recuperadas sin un sesgo aparente y con diferencias típicas de $\sim 100h^{-1}\text{kpc}$ para las posiciones y diferencias relativas menores al $\sim 5\%$ para las velocidades. El número partículas aparece ligeramente subestimado un $\sim 3\%$ y con diferencias relativas del orden $\sim 15\%$, las cuales hemos revisado que disminuyen a menos del $\sim 10\%$ para halos de más de 200 partículas.

En la Figura 2 se pueden ver las historias individuales de cuatro halos de diferentes masas (desde 4×10^{14} a $1 \times 10^{12}h^{-1}M_{\odot}$). Resulta claro que independientemente de la masa del halo, las historias de acreción de partículas (i.e. masa), la evolución del parámetro adimensional de spin λ y la evolución de la fracción de masa en subestructuras f_{sub} (definida como la suma de la masa en subestructuras menores dividido por la masa total del halo) se recuperan con gran precisión. Las únicas diferencias notables se ven en la acreción mediante fusiones y mediante partículas de campo, diferencias que se cancelan mutuamente ya que cuando una de estas cantidades es sobrestimada la otra es subestimada y viceversa, mostrando que el origen de estas diferencias puede deberse a efectos de ruido en la detección del proceso de acreción de partículas al halo.

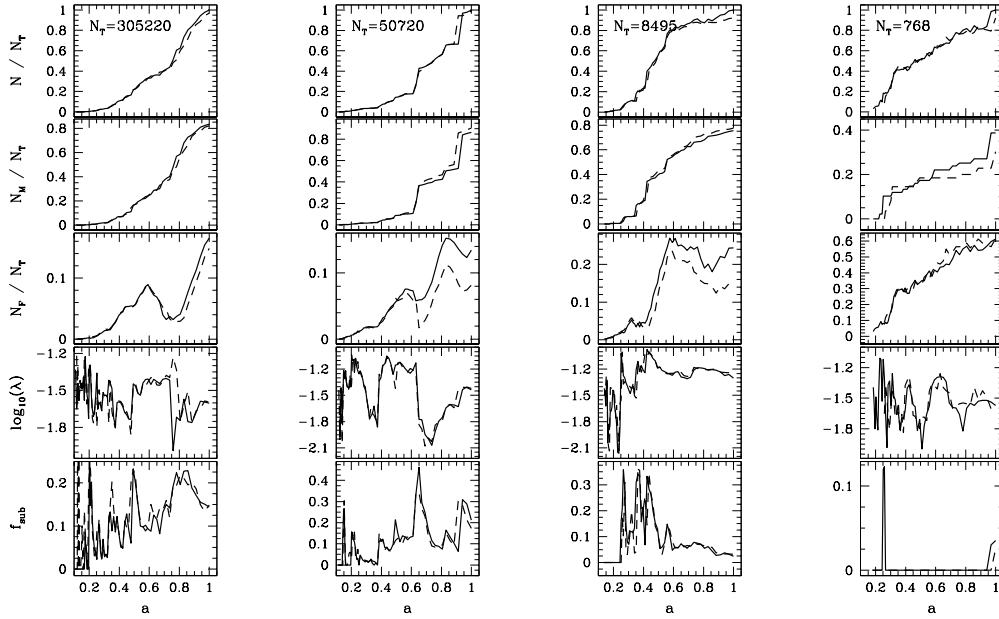


Figura 2. Historias individuales de cuatro halos de diferentes masas. De arriba hacia abajo los paneles muestran la evolución temporal del número total de partículas N , partículas acretaadas mediante fusiones N_M , partículas de campo acretaadas N_F , parámetro adimensional de spin λ y fracción de masa en subestructuras f_{sub} , todo en función del factor de expansión a . Las líneas sólidas corresponden al halo en la cosmología B y la cortada al halo recuperado de la cosmología A . En el panel superior se muestra el número total de partículas (N_T) del halo a $z = 0$. Las masas de los halos decrece de izquierda a derecha siendo éstas: 4×10^{14} , 8×10^{13} , 1×10^{13} y $1 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$.

4. Conclusiones y comentarios finales

Estos resultados junto con otros que no se muestran por cuestiones de espacio (por cualquier consulta se puede contactar a los autores) sugieren que es posible la reutilización de catálogos de halos reescalados mediante esta versión reducida del método presentado por Angulo & White (2010), con resultados consistentes con los obtenidos en el trabajo ya citado. La principal ventaja radica en que el tiempo de cómputo requerido para reescalar el catálogo de halos es al menos un orden de magnitud menor que el necesario para reescalar todas las partículas de la simulación (Raul Angulo, comunicación privada), y si se considera el tiempo que insume una nueva identificación de halos y construcción de historias de fusiones, la diferencia es de dos o tres órdenes de magnitud.

Referencias

- Angulo, R. & White, S.D.M. 2010, MNRAS, 405, 143
 Springel, V., White, S.D.M., Tormen, G. & Kauffmann, G. 2001, MNRAS, 328, 726
 Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105

PRESENTACIÓN ORAL

Ajuste de parámetros libres en teorías de campos camaleones a partir de espectros de nubes moleculares galácticas y experimentos terrestres

F. A. Teppa Pannia¹ & S. J. Landau^{1,2}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Física de Buenos Aires-CONICET-UBA

Resumen. Resultados recientes, basados en el análisis de espectros moleculares de nubes galácticas a través del *método del amoníaco*, han arrojado nuevos límites sobre la variación del parámetro adimensional $\mu = m_e/m_p$. Los resultados indican $\Delta\mu/\mu = (\mu_{obs} - \mu_{lab})/\mu_{lab} = (2,2 \pm 0,4_{est} \pm 0,3_{sist}) \times 10^{-8}$, en acuerdo con una variación no nula de dicha cantidad (Levshakov et al. 2010). En este trabajo, motivado por los datos astronómicos, estudiamos la solución lineal del modelo teórico fenomenológico de campo escalar camaleón, presentado por Mota y Shaw (2007), que predice variaciones en μ . Con el fin de cotejar estas predicciones con los resultados observacionales, utilizamos datos de experimentos terrestres que testean violaciones al Principio de Equivalencia para analizar el valor de los parámetros libres presentes en el modelo. El trabajo realizado muestra que la solución estudiada no se puede ajustar a los datos experimentales, sugiriendo que el modelo lineal debe ser descartado para explicar las observaciones astronómicas.

1. Introducción

La descripción actual de las propiedades físicas de la naturaleza está basada en dos teorías fundamentales: el *Modelo Estándar de Partículas* (MEP) y la *Teoría de la Relatividad General* (TRG). Los fenómenos físicos que acontecen a energías bajas pueden ser descriptos mediante soluciones de las ecuaciones que de ellas se desprenden. En ambas teorías existen parámetros libres, conocidos como constantes fundamentales de la naturaleza, cuyos valores no se deducen de las mismas teorías ni de principios fundamentales, y deben ser determinados en forma experimental. Si bien ni el MEP ni la TRG suponen la variación de estos parámetros, su estudio actual se origina en el marco de otras teorías físicas que intentan unificar todas las fuerzas fundamentales de la naturaleza.

Distintas teorías efectivas a bajas energías se han desarrollado con el fin de describir la variación de algunas de las constantes fundamentales. Entre ellas se encuentran las teorías de campos escalares camaleones, que predicen la variación de la constante de estructura fina $\alpha = e^2/(\hbar c)$ y del cociente $\mu = m_e/m_p$ entre las masas del electrón y del protón (Khoury & Weltman, 2004; Brax et al., 2004; Mota & Shaw, 2007; Olive & Pospelov, 2008).

Por otra parte, estas teorías predicen, además de variaciones en las constantes fundamentales, fuertes violaciones al Principio de Equivalencia (PE). En su mayoría, este tipo de efectos se han medido con mucha precisión en laboratorios terrestres (Roll et al., 1964; Braginsky & Panov, 1972; Keiser & Faller, 1982; Adelberger et al., 1990; Su et al., 1994; Smith et al., 2000; Schlamminger et al., 2008), y resultan una herramienta importante para testear los modelos mencionados.

Actualmente, la detección de posibles variaciones en las cantidades físicas adimensionales de la naturaleza motiva muchos experimentos en laboratorios terrestres, así como también diversas observaciones astronómicas. Los mejores límites para la variación temporal de $\tilde{\mu} = m_p/m_e$ se obtienen de las observaciones de las series de Werner y Lyman de la molécula de hidrógeno H_2 en sistemas Lyman- α extragalácticos, así como también de observaciones radioastronómicas de otras líneas moleculares a distintos redshifts.

Recientemente, Levshakov et al. (2008,2010) realizaron observaciones en nubes moleculares frías cercanas al Sistema Solar, mediante el llamado *método del amoníaco*. A partir de la medición de la frecuencia de inversión del amoníaco y de la frecuencia rotacional de otra molécula en la misma nube se puede estimar la variación el valor de μ en las nubes moleculares respecto de su valor terrestre. Los resultados indican $\Delta\mu/\mu = (\mu_{obs} - \mu_{lab})/\mu_{lab} = (2,2 \pm 0,4_{est} \pm 0,3_{sist}) \times 10^{-8}$, en acuerdo con una variación no nula de dicha cantidad.

Motivadas por estas observaciones, nos proponemos en este trabajo cotejar los datos astronómicos con los valores predichos para $\Delta\mu/\mu$ que se desprenden del modelo de campo camaleón descrito por Mota & Shaw (2007). Asimismo, contrastaremos este último con los datos de los experimentos que testean violaciones al PE.

2. Campos escalares camaleones

El modelo propuesto para poder explicar las observaciones astronómicas de Levshakov et al. es el denominado campo camaleón, desarrollado por Khoury & Weltman (2004), y más tarde generalizado por Mota & Shaw (2007). En este tipo de modelos, se incluye un campo escalar adicional acoplado a los campos de materia en el lagrangiano. El principal efecto que produce este tipo de acoplamiento es una corrección en la masa efectiva de las partículas de la forma $m_i(\phi) = m_{i,0} C\left(\frac{\beta_i \phi}{M_{Pl}}\right)$, en donde $i = e, p, n$ indica protones, electrones y neutrones, $m_{i,0}$ es el valor de la masa de estas partículas en la Tierra¹, ϕ es el campo escalar y β_i es una constante que cuantifica la intensidad del acoplamiento entre el campo ϕ y la partícula i .

En los trabajos originales, los autores estudian el caso simplificado en el que las constantes de acoplamiento β son las mismas para cada tipo de partícula. En

¹Si bien la descripción del lagrangiano involucra a partículas como quarks y leptones, en este trabajo consideramos que dicha dependencia también pueda aplicarse a protones, neutrones y electrones

este trabajo², obtuvimos las expresiones correspondientes al caso más general, en el cual el acoplamiento del campo con la materia es distinto para cada especie de partícula ($\beta_i \neq \beta_j$, $i, j = e, p, n$). En particular estudiamos la solución lineal, en la cual el campo se puede expresar como un valor constante más una pequeña perturbación. A partir de las condiciones impuestas sobre la función C , se tiene $m_i^{ef} \simeq m_i^0(1 + \beta_i\phi(r)/M_{Pl})$, $i = e, p, n$. De esta manera, la predicción teórica para la variación espacial de μ se puede escribir como:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{\mu_{obs} - \mu_{lab}}{\mu_{lab}} \simeq \frac{\beta_e - \beta_p}{M_{Pl}} (\phi_{obs} - \phi_{lab}). \quad (1)$$

Esta expresión muestra de forma explícita que los valores teóricos estimados para la variación de μ dependen directamente de los parámetros β_p y β_e , y del valor calculado del campo ϕ en la Tierra y en una nube molecular típica. Con esta solución es posible testear los datos astronómicos. Sin embargo, como este tipo de modelos también predicen violaciones al PE, para el cual existen límites experimentales muy estrictos, es necesario corroborar que dichas soluciones tengan buen acuerdo con los estos datos.

3. Estudio del modelo a partir de datos experimentales y observaciones astronómicas

Los experimentos que testean violaciones al PE utilizan una balanza de torsión para medir la diferencia en la aceleración de dos cuerpos de igual masa y y distinta composición química, en caída libre hacia la Tierra o el Sol. La expresión teórica general para este tipo de modelos resulta:

$$\Delta\vec{a} = \left\{ \left(\frac{Z_1}{m_1} - \frac{Z_2}{m_2} \right) \left[m_e c^2 \frac{\partial B_e(\phi)}{\partial \phi} + m_p c^2 \frac{\partial B_p(\phi)}{\partial \phi} - m_n c^2 \frac{\partial B_n(\phi)}{\partial \phi} \right] + \left(\frac{B_1}{m_1} - \frac{B_2}{m_2} \right) m_n c^2 \frac{\partial B_n(\phi)}{\partial \phi} \right\} \vec{\nabla}\phi(r). \quad (2)$$

Utilizando los datos experimentales y la expresión teórica anterior, realizamos un análisis estadístico de la solución lineal del modelo minimizando la función χ^2 de dos parámetros, β_p y β_e . Para el ajuste simplificamos el modelo suponiendo que las constantes de acoplamiento para el protón y el neutrón coinciden³, es decir, $\beta_p \simeq \beta_n$.

Los resultados arrojan $\beta_p < 10^{-14}$ y $\beta_e < 10^{-9}$. Sin embargo, para estos valores, no se satisface la condición de linealidad bajo la cual la solución con la que estamos trabajando es válida, indicando entonces que no es posible ajustar los parámetros libres de la solución lineal mediante los experimentos que testean violaciones al Principio de Equivalencia. Este resultado sugiere que dicha solución debe ser descartada para el estudio de las variaciones observadas en μ .

²El trabajo completo forma parte de la Tesis de Licenciatura de F. A. Teppa Pannia, presentada en noviembre de 2010 en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP.

³Esta hipótesis es una simplificación razonable si se tiene en cuenta la naturaleza de estas partículas y el acoplamiento del campo escalar asociado a partículas más elementales como quarks y gluones.

4. Conclusiones

El estudio desarrollado en este trabajo estuvo motivado por los datos recientes publicados por Levshakov et al. (2010b), que muestran una variación no nula de μ . Como objetivo general del mismo, nos propusimos comparar este resultado con el valor teórico predicho para $\Delta\mu/\mu$ que se desprende de modelos fenomenológicos de campos escalares camaleones.

Trabajamos con el modelo de campo escalar camaleón de Mota & Shaw (2007). El estudio incluyó una generalización de dicho modelo, para el caso en el que el acoplamiento del campo escalar con la materia depende de cada especie de partícula ($\beta_i \neq \beta_j$), y la deducción de la expresión teórica para $\Delta\mu/\mu$ que se desprende del mismo.

Como este tipo de modelos predice fuertes violaciones al PE, realizamos un análisis estadístico con los datos experimentales disponibles, para estimar los valores de β_e y β_p . Los resultados muestran que los valores de los parámetros que tienen buen acuerdo con los datos experimentales no satisfacen la condición de validez para la solución lineal. Este análisis sugiere descartar dicha solución para el estudio de las variaciones observadas en μ .

Agradecimientos. Queremos expresar nuestros sinceros agradecimientos a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP, al Comité Organizador Local de la 53^a Reunión Anual y a la Asociación Argentina Amigos de la Astronomía, por la ayuda otorgada que nos permitió la participación en la reunión y la presentación de este trabajo.

Referencias

- Adelberger, E.G., Stubbs, C.W., Heckel, B.R., Su, Y., Swanson, H.E., Smith, G., Gundlach, J.H. & Rogers, W.F. 1990, Phys.Rev.D, 3267, 3292
- Braginsky, V.B. & Panov, V.I., 1972, Gen Relativ Gravit, 403, 404
- Brax, P., van de Bruck, C., Davis, A.C., Khoury, J. & Weltman, A., 2004, Phys.Rev.D, 123518-+
- Keiser, G.M. & Faller, J.E., 1982, Marcel Grossmann Meeting: General Relativity, 969-+
- Khoury, J. & Weltman, A., 2004, Phys.Rev.D, 044026-+
- Levshakov, S.A., Molaro, P. & Kozlov, M.G., 2008, arXiv:0808.0583
- Levshakov, S.A., Lapinov, A.V., Henkel, C., Molaro, P., Reimers, D., Kozlov, M.G. & Agafonova, I.I., 2010
- Levshakov, S.A., Molaro, P., Lapinov, A.V., Reimers, D., Henkel, C. & Sakai, T., 2010, A&A, A44+
- Mota, D.F. & Shaw, D.J., 2007, Phys.Rev.D, 063501-+
- Olive, K.A. & Pospelov, M., 2008, Phys.Rev.D, 043524-+
- Roll, P.G., Krotkov, R., & Dicke, R.H., 1964, Annals of Physics, 442, 517
- Schlaminger, S., Choi, K.Y., Wagner, T.A., Gundlach, J.H. & Adelberger, E.G., 2008, Phys.Rev.Lett, 041101-+
- Smith, G.L., Hoyle, C.D., Gundlach, J.H., Adelberger, E.G., Heckel, B.R. & Swanson, H.E., 2000, Phys.Rev.D022001-+
- Su, Y., Heckel, B.R., Adelberger, E.G., Gundlach, J.H., Harris, M., Smith, G.L. & Swanson, H.E., 1994, Phys.Rev.D, 3614, 3636

PRESENTACIÓN ORAL

Catálogo de Grupos Compactos del 2MASS

M. C. Pacheco^{1,2}, M. V. Alonso^{2,3} & C. Mendes de Oliveira⁴

(1) *Facultad de Matemáticas Astronomía y Física*

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

(3) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE-CONICET)*

(4) *Instituto de Astronomía, Geofísica e Ciencias Atmosféricas*

Abstract. We present a catalog of Compact Groups automatically extracted from the 2MASS extended source catalog (Skrutskie et al. 2006). Following the criteria defined by Hickson (1982), we find 329 Compact Groups. After a visual inspection, we find out that only 295 groups constitute our final catalog, due to some galaxy miss-identifications in the parent catalog. Finally, we found 17% previously known Compact Groups while the remaining (83%) represents a brand new sample. From these Compact Groups, 172 have all their members with redshifts available in the literature, however only 97 of these groups (56%) have four or more accordant galaxies. This is the largest velocity filtered sample available at present and constitutes the baseline to our statistical studies of Compact Groups.

Resumen. En este trabajo se presenta un catálogo de Grupos Compactos extraído del catálogo de fuentes extendidas del 2MASS (Skrutskie et al. 2006). Siguiendo los criterios definidos por Hickson (1982), encontramos 329 Grupos Compactos. Luego de realizar una inspección visual, se encontró que sólo 295 constituyen finalmente nuestro catálogo. Algunos de éstos, el 17% son Grupos Compactos conocidos, o parte de otros sistemas, mientras que el restante 83% constituyen una nueva muestra. De estos Grupos Compactos, 172 tienen todos sus miembros con velocidades radiales disponibles en la literatura, mientras que sólo 97 de estos grupos (56%) tienen cuatro o más galaxias como miembros “reales”. Esta es la mayor muestra filtrada en velocidad radial actualmente disponible y constituirá la base para los estudios estadísticos de Grupos Compactos.

1. Introducción

Los Grupos Compactos (GC) son las asociaciones de galaxias más pequeñas conocidas, son sistemas relativamente aislados que poseen típicamente entre 4 y 6 galaxias brillantes. Estos grupos son tan compactos que la separación proyectada entre galaxias es del orden de sus propios diámetros (Focardi & Kelm 2002), y la densidad espacial puede ser mayor que la de los centros de cúmulos ricos. La baja dispersión de velocidades en GCs hace que las estructuras tengan cortos tiempos de vida. Estas condiciones los hacen laboratorios únicos para estudiar

interacciones de galaxias y la dependencia de la evolución con el ambiente.

Hickson (1982), identificando visualmente GCs en las placas fotográficas POSS I, realizó el primer catálogo de GCs (GCH). Luego la búsqueda se hizo de manera automática utilizando distintos catálogos fuente tales como: el Catálogo de Galaxias Sur COSMOS/UKST (Prandoni et al. 1994), el catálogo DPOSS (Iovino et al. 2003), el Catálogo fotométrico *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) DR1 (Lee et al. 2004) y del DR6 (McConnachie et al. 2009) a través de información 2-dimensional solamente. Otros autores tuvieron en cuenta la información de velocidades radiales de las galaxias, como ser: el CfA2 (Barton et al. 1996), el catálogo de Las Campanas (Allam & Tucker 2000), el catálogo de galaxias 3D UZC (Focardi & Kelm 2002), y por último el catálogo espectroscópico del SDSS DR4 (Deng et al. 2007).

2. El catálogo de Grupos Compactos del 2MASS

Dado que la inspección visual realizada por Hickson produjo una muestra irreproducible de GCs, además de incompleta e inhomogénea con respecto a los criterios de identificación (Díaz-Giménez & Mamon 2010), el objetivo de este trabajo es construir una nueva muestra de GCs seleccionada automáticamente a partir del catálogo con mayor cobertura angular de la actualidad, el *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) (Skrutskie et al. 2006). Este es un relevamiento uniforme de todo el cielo, en las bandas J , H y K_s . Se seleccionaron objetos más brillantes que $K_s = 14,3$ mag del catálogo de fuentes extendidas (XSC; Jarret et al. 2000), evitando contaminación de estrellas. Las magnitudes fueron corregidas por extinción galáctica usando los mapas de Schlegel et al. (1998). Además siguiendo Maller et al. (2005) se impuso un corte en las magnitudes corregidas a $K_s = 13,57$ mag. Estas restricciones produjeron una muestra de 408,618 fuentes extendidas que finalmente constituyen el catálogo fuente.

A partir de este catálogo se identificaron GCs en proyección ($pGCs$) usando un algoritmo automático descrito en Díaz-Gimenez & Mamon (2010). Los criterios que utiliza el algoritmo para la identificación automática son: **1**) $4 \leq N \leq 10$ (población), **2**) $\mu_K \leq 24$ mag arcsec⁻² (compacticidad), **3**) $\theta_N > 3\theta_G$ (aislación) y **4**) $K_{bri} \leq 10,57$ (límite en flujo). N es el número total de galaxias cuya magnitud K , satisface $K < K_{bri} + 3$, y K_{bri} es la magnitud de la galaxia más brillante del grupo; μ_K es el brillo superficial medio en la banda K , promediado sobre el círculo mínimo circunscrito por el centro de las galaxias; θ_G es el diámetro angular del círculo mínimo; y θ_N es el diámetro angular del círculo máximo concéntrico que no contiene galaxias dentro del rango $[K_{bri}, K_{bri} + 3]$ o más brillantes.

Se hallaron 329 $pGCs$ en el catálogo 2MASS XSC y se realizó una inspección visual de todas las galaxias pertenecientes a estos $pGCs$. Se encontraron varias identificaciones erróneas de galaxias que fueron clasificadas como tales en el catálogo 2MASS, pero que no son galaxias, o son en realidad parte de una galaxia mayor. Se decidió descartar aquellos GCs de 4 miembros que contienen una de estas galaxias mal clasificadas, y si esta galaxia pertenece a un grupo

de más de 4 miembros, entonces se descartó la galaxia, y se recalcularon las propiedades del GC viendo si aún cumplía los criterios de identificación antes descritos. Como resultado se obtuvo una muestra de 295 $pGCs$ a partir del catálogo 2MASS.

Se compararon los $pGCs$ del catálogo con GCs de otros catálogos. Primero se los comparó con la muestra original de Hickson, hallando sólo 40 GCH en el área de estudio, y que además cumplen con el cuarto criterio de identificación. De estos 40 GCH, sólo 20 se hallan dentro de la muestra de los $pGCs$. Los motivos por los cuales 20 GCH no fueron identificados son: 9 de ellos no satisfacen el cuarto criterio y 11 GCH poseen su galaxia más brillante dentro del catálogo 2MASS, pero uno o más miembros no pertenecen al mismo, y por ello no fueron identificados como un GC. Dentro de estos 11 grupos, hay algunos que poseen miembros que han sido mal clasificados, y por ello se descartó el grupo como un todo. Durante la inspección visual de las imágenes de *Aladin Sky Atlas*, se obtuvo información de las galaxias y se pudo constatar que un 17% de los $pGCs$, pertenecen total o parcialmente a otros catálogos de GCs.

3. Submuestra de los $pGCs$ aplicando un filtro en velocidad radial

Se buscaron las velocidades radiales disponibles en la literatura para las galaxias de la muestra de los pGC . Para ello se correlacionó los GCs del 2MASS con: la muestra principal del catálogo *SDSS* (Abazajian et al. 2009) y la muestra del *6 degrees Field Galaxies Redshift Survey (6dFGRS)* (Jones et al. 2009). Fueron incluidas 34 velocidades radiales cedidas por Macri & Huchra (comunicación privada). Para las galaxias de las cuales no se hallaron las velocidades radiales, se realizó una búsqueda en la base de datos de *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)*. Se halló que 1081 de 1305 galaxias (83%) ya poseen sus velocidades medidas. De esta manera, el 58% de los $pGCs$ tienen todos sus miembros con velocidades radiales disponibles, equivalente a 172 GCs del 2MASS. A partir de estos grupos se construyó una muestra filtrada en velocidad radial: ($vGCs$), siguiendo un procedimiento iterativo (ver Hickson et al. 1992, y Díaz-Giménez & Mamon 2010). En síntesis, el procedimiento se basa en el cálculo de la velocidad media del Grupo, luego se descartan aquellas galaxias que se hallan a más de 1000 km/s del centro. Si el grupo aún posee al menos 4 miembros, se mantienen aquellos grupos que satisfacen el criterio de compacticidad (2)). Luego, el centro es recalculado, y también su velocidad media y se aplica nuevamente el procedimiento hasta lograr que todas las galaxias de cada grupo se encuentren en el intervalo de 1000 km/s de la velocidad media del GC. De esta manera se hallaron 97 $vGCs$ que pertenecen a la submuestra filtrada en velocidad radial.

4. Resultados preliminares de los $vGCs$ y comentarios finales

En la Figura 1 se presentan las distribuciones de diferentes propiedades de los $vGCs$ tales como, número de miembros donde se aprecia que los $vGCs$ poseen hasta 6 miembros; velocidad radial, con una media de 700 km/s; dispersión de velocidades, con un máximo de 400 km/s y diámetro angular del grupo θ_G , con una media de 500 arcsec. La distribución de K_{bri} posee magnitudes más débiles

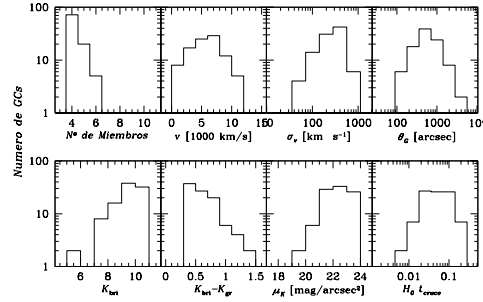


Figura 1. Distribución de propiedades de los GCs filtrados en velocidad radial.

que 9 mientras que la distribución de $K_{bri} - K_{gr}$ muestra que la mayoría de los GCs poseen una galaxia predominante; μ_K posee un máximo en 22.5 mag arcsec⁻²; y el tiempo de cruce adimensional definido por $H_0 t_{cross}$ alcanza el máximo de la distribución en 0.03.

Por último, los $vGCs$ conforman la muestra más amplia actualmente disponible para estudiar este tipo de grupos. Las muestras de GCs ($pGCs$ y $vGCs$) son homogéneas con respecto a los criterios de identificación y se utilizarán en estudios estadísticos para entender la relación con el medio ambiente de las galaxias en general y los GCs en particular. Como trabajo futuro se realizarán mediciones de velocidades radiales a grupos que poseen solo algunos de sus miembros con datos espectroscópicos disponibles para permitir ampliar las muestras.

Referencias

- Abazajian, K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
Allam, S. S. & Tucker, D. L., 2000, Astronomische Nachrichten, 321, 101
Barton, E., Geller, M., Ramella, M., Marzke, R.O. & da Costa, L.N., 1996, AJ, 112, 871
Deng, X.-F. et al., 2007, Astrophysics, 50, 18
Díaz-Giménez, E. & Mamon G., 2010, MNRAS, 409, 1227
Focardi, P. & Kelm B., 2002, A&A, 391, 35
Hickson, P., 1982, ApJ, 255, 382
Hickson, P., Mendes de Oliveira, C., Huchra, J.P. & Palumbo, G.G., 1992, ApJ, 399, 353
Iovino, A. et al., 2003, AJ, 125, 1660
Jarrett, T. H. et al., 2000, AJ, 119, 2498
Jones, D. H. et al. 2009, MNRAS, 399, 683
Lee, B. C. et al., 2004, AJ, 127, 1811
McConnachie, A.W., Patton, D.R., Ellison, S.L. & Simard, L., 2009, MNRAS, 395, 255
Maller, A. H., McIntosh, D. H., Katz, N. & Weinberg, M. D., 2005, ApJ, 619, 147
Prandoni, I., Iovino, A. & MacGillivray, H. T., 1994, AJ, 107, 1235
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P. & Davis, M., 1998, ApJ, 500, 525
Skrutskie, M. F. et al. 2006, AJ, 131, 1163

PRESENTACIÓN ORAL

Chemical effects on the development of the colour–magnitude relation of cluster galaxies

N. Jiménez^{1,2,3}, S. A. Cora^{1,2,3}, L. P. Bassino^{1,2,3}, A. V. Smith
Castelli^{1,2,3} & T. Tecce^{2,4}

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

(2) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*

(3) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET)*

(4) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires*

Abstract. We investigate the development of the colour-magnitude relation (CMR) of cluster galaxies by using a combination of cosmological N -body simulations of galaxy clusters, and a semi-analytic model of galaxy formation, widening the dynamical range of the study by Jiménez et al. (2009). Our results reinforce the previous conclusions. We compare both simulated and observed CMRs in different bands, finding a very good agreement in all cases. This indicates that the physical processes included in the semi-analytic model and the adequate tuning of the free parameters involved help reproduce fairly well the main properties of galaxies for further use in our study. In the present work, we perform a statistical analysis of the relative contribution to the stellar mass and metallicity of galaxies along the CMR by the different processes involved in their formation and evolution. The results that emerge from this analysis are found for all simulated clusters, supporting the idea of the universality of the CMR in agreement with observational results.

Resumen. Investigamos el desarrollo de la relación color-magnitud de las galaxias residentes en cúmulos (RCM), mediante la combinación de simulaciones cosmológicas de N -cuerpos de cúmulos de galaxias y un modelo semianalítico de formación de galaxias, extendiendo el rango dinámico del estudio realizado en Jiménez et al. (2009). Nuestros resultados refuerzan las conclusiones obtenidas previamente. Comparamos las RCM simuladas con las observadas en tres diferentes bandas de color, obteniendo muy buen acuerdo en los tres casos, lo que indica que los procesos físicos implementados en el modelo semianalítico contribuyen a reproducir razonablemente bien las principales propiedades de las galaxias para su uso subsiguiente. En este trabajo, realizamos un análisis estadístico de la contribución relativa a la masa estelar y a la metalicidad de las galaxias en la RCM de los procesos de formación y evolución sufridos por estas galaxias. Los resultados que se desprenden de este análisis han sido hallados en todos los cúmulos simulados, apoyando la idea de la universalidad de la RCM, en concordancia con trabajos observacionales.

1. Introduction

The CMR is usually understood as a mass-metallicity relation so that more luminous and massive galaxies have deeper potential wells capable of retaining the metal content released by supernovae events and stellar winds. However, the age-metallicity degeneracy of old stellar populations makes the relation difficult to interpret; it is not clear whether fainter ellipticals are bluer because stellar populations are younger or because stars are more metal-deficient in average. Generally, a linear relation has been used to fit this correlation between luminosity and colour. However, different fits have been suggested (e.g. Janz & Lisker 2009), consistent with a change of slope from the bright to the faint ends, with a tilt towards bluer colours at the bright end. Additional evidence of this particular behaviour at the bright end of the CMR arises from studies of large samples of early-type galaxies in the Sloan Digital Sky Survey (Baldry et al. 2006, Skelton et al. 2009). This observed trend has been reproduced by Skelton et al. (2009) using a model in which they make simple assumptions to determine the magnitudes and colours of galaxies on the CMR after merging events; galaxy merger trees and information on the masses and gas fractions of merging galaxies are extracted from a semi-analytic model (Somerville et al. 2008). They find that dry mergers of galaxies already on the CMR change the slope of this relation at higher luminosities. This detachment of the bright end of the CMR motivates our study. Our aim is to explain how minor mergers influence the evolution of the most massive galaxies in the CMR, since several authors consider dry mergers as the prime candidates to account for the strong mass and size evolution of the stellar spheroids at $z < 2$, and they are supposed to increase the stellar mass of galaxies, without changing the colours (Bernardi et al. 2007).

2. Comparison between simulated and observed CMR

We extend the study performed by Jiménez et al. (2009), considering two sets of simulated galaxy clusters, C14 and C15, with virial masses in the ranges $\simeq (1.1 - 1.2) \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ and $\simeq (1.3 - 2.3) \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$, respectively (Dolag et al. 2005). We combine the merger trees of dark matter halos provided by the simulations with a semi-analytic model of galaxy formation and evolution that includes the effect of feedback of active galactic nuclei (Lagos et al. 2008) and an improved estimation of the scalelength of galactic discs (Tecce et al. 2010). We construct the CMRs in three different colour bands. Minimum square fits to the simulated CMRs are estimated in each magnitude system, for all clusters. The average slopes of these linear fits are $b_{(B-R)} = -0.0426$ in the $(B - R)$ vs. R band, $b_{(V-I)} = -0.035$ in the $(V - I)$ vs. I band (R and I magnitudes are in the Cousins system), and $b_{(C-T_1)} = -0.0740$ in the $(C - T_1)$ vs. T_1 band (Washington photometric system). We compare these slopes with observed ones. In the $(B - R)$ vs. R band, López-Cruz et al. (2004) studied the CMRs of 57 low-redshift cluster galaxies, obtaining an average slope of $b_{(B-R)} = -0.051 \pm 0.002$. For the $(C - T_1)$ vs. T_1 band, Smith Castelli et al. (2008), obtained the CMR of early-type galaxies in the Antlia cluster using the Washington photometric system. This CMR is characterized by $b_{(C-T_1)} = -0.073 \pm 0.005$. These slopes,

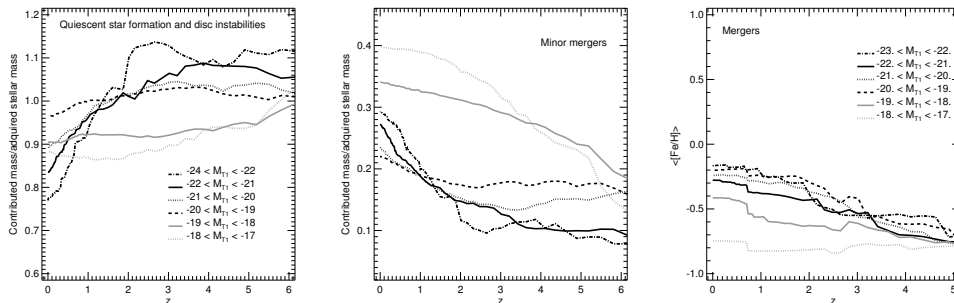


Figure 1. *Left panel:* Evolution of stellar mass contributions by QSF and DI relative to the total mass acquired by galaxies within different magnitude bins. *Middle panel:* Idem to left panel but for minor merger events. *Right panel:* Evolution of the metallicity of the stellar mass contributed by merger events. Different lines correspond to different magnitude bins, with dark and grey lines representing bins of the bright and faint ends, respectively.

as well as those observed in the $(V - I)$ vs. V band, are in concordance with our findings, allowing us to conclude that the model reproduces very well the CMRs in different colour bands.

3. Physical processes involved in the development of the CMR

We find an interesting aspect from our simulations. In all the colour–magnitude relations, the most massive and luminous galaxies present a detachment from the general trend denoted by fainter galaxies. This break occurs at approximately the same magnitude in the different filters ($M_R^{\text{break}} \sim M_V^{\text{break}} \sim M_{T1}^{\text{break}} \approx -20$), being more evident in the Washington T1. In order to understand the physical reasons that lead to the bluer colours of the brightest galaxies in our simulations, we divide the simulated CMR at $z = 0$ in bins of one magnitude from $M_{T1} = -17$ to $M_{T1} = -24$ and analyze the evolution of mass and metallicity of the stellar component contributed by different processes: quiescent star formation (QSF) and starbursts during major wet, major dry, minor wet and minor dry mergers, and disc instability (DI) events (for details on the classification of these processes in our model, see Jiménez et al. 2009).

Figure 1 shows the evolution with redshift of the accumulated mass contributed by different sets of processes (QSF and DI: left panel; minor mergers: middle panel) normalized to the total stellar mass acquired within each magnitude bin. In this way, we have an estimation of the relative importance of these processes on the formation of galaxies with different luminosities. It can be seen that for a set of very luminous galaxies ($-24 \leq M_{T1} \leq -20$), the mass fraction contributed by QSF and DI decreases at low redshifts (from $z \approx 2 - 3$) as the galaxy is being formed. Note that values larger than unity are reached because the total stellar mass of galaxies is reduced as a result of mass recycled by the stellar population due to mass loss and dying stars, following the whole evolution traced by the semianalytic code; this is not taken into account by the individual mass contributions. As the stellar mass of galaxies increases, QSF and DI lose

importance at expense of the effect of mergers. In particular, the role of minor mergers becomes relevant, as it is evident by the fractions presented in the middle panel of Fig. 1, characterized by a steep increase since $z \approx 2 - 3$. This increment is less pronounced for less luminous galaxies (grey lines), although the relative contribution of this process to the galaxy mass already acquired is larger than for brighter galaxies. Besides, these fainter galaxies keep forming stars through QSF and DI as indicated by the almost constant values depicted by grey lines since $z \approx 3$ (left panel), being consistent with the fact that the stellar mass keeps growing as it consumes the available reservoir of cold gas. As shown by Jiménez et al. (2009), minor mergers involved in the evolution of the brightest galaxies are mainly dry mergers (fraction of cold gas content in the central galaxy less than 0.6). Major dry mergers also affect their formation but are less important in terms of the contributed mass fraction. On the other hand, fainter galaxies also suffer SF associated to starbursts occurring during minor wet mergers, showing the different channels of formation with respect to galaxies in the bright end of the CMR.

The total metallicity achieved at $z = 0$ by the most luminous galaxies in the CMR, considering all physical processes, lies within the range $-0.2 \leq [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Total}} \leq 0.15$ (not shown here). Taking into account that mergers (mainly minor dry ones) play a significant role in the evolution of these galaxies, we explore the evolution of the metallicity of the stars accreted and formed during these events. This is shown in the right panel of Figure 1, where different line types depict the results obtained for galaxies in different magnitude bins. At $z = 0$, the metallicity contributed by these components to the most luminous galaxies ranges within $-0.4 \leq [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Mergers}} \leq -0.15$. Then, accreted stars in merger events contribute with metals having subsolar abundances. Hence minor and major dry mergers suffered by the most luminous galaxies of the CMR since $z < 2$ lead to the increase of their stellar mass without strongly affecting their metallicities. Thus a break in the bright end of the CMR arises with galaxies rising their total luminosities but without changing their colours. The same results are found for *C14* and *C15* clusters, suggesting that the CMR is universal, in concordance with previous observational works (e.g. López Cruz et al. 2004).

References

- Bernardi, M., Hyde, J. B., Ravi, S. K., Miller, J. C., et al., 2006, MNRAS, 373, 469
 Dolag, K., Vazza, F., Brunetti, G., Tormen, G., 2005, MNRAS, 364, 753
 Janz, J., Lisker, T., 2009, ApJ, 696, 102L
 Jiménez, N., Cora, S. A., Bassino L. P., Smith Castelli, A., 2009, BAAA, 52, 197
 Lagos, C., Cora, S. A., & Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
 López-Cruz O., Barkhouse W. A., Yee H. K. C., 2004, ApJ, 614, 679
 Skelton, R. E., Bell, E. F., Somerville, R. S. 2009, ApJ, 699, 9L
 Smith Castelli, A. V., Bassino, L. P., Richtler T., et al., 2008, MNRAS, 386, 2311
 Somerville R. S., Hopkins, P. F., Cox, T. J., et al., 2008, MNRAS, 391, 481
 Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., Abadi M. G., Lagos C. del P., 2010, 408, 2008

PRESENTACIÓN ORAL

The spatial and chemical distribution of Long Gamma-Ray Bursts

M. C. Artale^{1,2}, L. J. Pellizza^{1,2} & P. B. Tissera^{1,2}

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

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

Abstract. We analyze spatial and chemical distributions of long gamma-ray bursts stellar progenitors within their Host Galaxies, using numerical hydrodynamical simulations of galaxy formation in the Λ -CDM cosmological framework. Adopting the collapsar model for these stars, we investigate the predictions of different scenarios that explore the dependence of the production of long gamma-ray bursts on the metallicity of their progenitors.

Resumen. Analizamos la distribución espacial y química de los progenitores estelares de los gamma-ray bursts largos en sus galaxias huéspedes, usando simulaciones numéricas hidrodinámicas de formación de galaxias en el marco cosmológico Λ -CDM. Adoptando el modelo de colápsar para estas estrellas, investigamos las predicciones de diferentes escenarios que exploran la dependencia de la producción de gamma-ray bursts con la metalicidad de sus progenitores.

1. Introduction

Gamma ray bursts (GRBs) are the brightest gamma-ray pulses observed in the sky. They are detected about once a day at random directions in the sky, and their energy release is comparable to that emitted by the Sun in 10^{10} yr. Two classes of GRBs were discovered so far: short GRBs lasting less than 2 s and exhibiting hard γ -ray spectra, and long GRBs (LGRBs) with durations greater than 2 s and soft spectra. Observations and previous theoretical work suggest that short GRBs are generated during the merger of two compact objects, whereas LGRBs are produced during the collapse of the nucleus of a massive star to form a black hole (Woosley 1993; Woosley & Bloom 2006).

Theoretical models predict that the level of metallicity in LGRB progenitors plays an important role in the production of the burst so that low chemical abundances allows an increase in the rate and violence of these events (Woosley & Bloom 2006; Hirschi et al. 2006; Yoon et al. 2006). However, the chemical properties of LGRB stellar progenitors are still a matter of discussion (see e.g. Atteia & Vedrenne 2009 and references therein). A possible way to investigate this issue is to analyze the chemical properties of the stellar populations of LGRB host galaxies (HGs). At present, a large sample of HGs with measured chemical

abundances is available (Savaglio et al. 2009; Levesque et al. 2010), but the interpretation of these data remains controversial (e.g., Campisi et al. 2009; Chisari et al. 2010; Kocevski et al. 2010).

An interesting method to explore the properties of HGs, developed in the last years, is to combine theoretical scenarios for LGRB progenitors with numerical or semianalytical simulations of galaxy formation (Courty et al. 2004; Nuza et al. 2007; Campisi et al. 2009; Chisari et al. 2010; Pontzen et al. 2010). The simulations describe the formation and evolution of galaxies and their stellar populations (including their chemistry), while progenitor scenarios allow the selection, from these stellar populations, of those that produce LGRBs, and the construction of a simulated HG sample comparable to the observed one. In this way, Nuza et al. (2007) and Chisari et al. (2010) concluded that high metallicity progenitors are disfavored by HG observations, although their upper metallicity limit is still unclear.

In this work, we apply this method to numerical simulations of galaxy formation to explore the properties of progenitor stars in HGs, regarding their positions within the galaxy and their chemical abundances. The advantage of our simulations compared to that of Nuza et al. (2007) is the higher resolution, which allows us to analyze less massive galaxies, and a self-consistent description of the star formation history and chemical evolution of the stellar populations of galaxies. In Sects. 2 and 3 we describe our simulations and progenitor scenarios, respectively, while in Sect. 4 we discuss our preliminary results.

2. Simulations and Models

We used a cosmological simulation of a typical region of the Universe consistent with the concordance model. The simulated volume is a periodic box of comoving $10h^{-1}$ Mpc side, evolved from $z \sim 30$ to $z = 0$. The simulation was performed by using a version of GADGET-3 (Springel 2005), which includes the chemical enrichment of the interstellar medium and feedback by type Ia and II supernovae (Scannapieco et al. 2005, 2006). The initial conditions are described by gas and dark matter particles (230^3 of each class). The code follows the evolution of the abundances of twelve chemical elements: ^1H , ^2He , ^{12}C , ^{16}O , ^{14}N , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{56}Fe , and ^{62}Zn . Initial abundances of gas particles are $X = 0.76$, $Y = 0.24$, and $Z = 0$.

2.1. LGRB progenitor model

We investigate four different scenarios for the progenitors of LGRBs. All scenarios assume that LGRB progenitors are massive stars above a certain m_{min} , while each one imposes a different metallicity constraint $Z < Z_c$ for these stars (except scenario 1 (Sc1), for which no metallicity constraint is imposed). The values of Z_c are 0.6, 0.3, and 0.1 Z_{\odot} for scenarios 2 (Sc2), 3 (Sc3), and 4 (Sc4), respectively. The values of m_{min} were taken from Chisari et al. (2010) who derived them by fitting the observed LGRB rate. We explore the properties of HG stellar populations at four different redshifts, $z = 0, 1, 2, 3$, by selecting from the simulation the stellar populations with ages $\tau < 0.1$ Gyr at these redshifts.

For each scenario we computed the number of LGRBs produced by each selected stellar population as

$$n_{\text{LGRB}}(p, z) = m_p(z) \frac{\int_{m_{\text{min}}}^{100 M_{\odot}} \psi(m) dm}{\int_{0.1 M_{\odot}}^{100 M_{\odot}} m \psi(m) dm},$$

where $m_p(z)$ is the mass of the stellar population p , $\psi(m)$ the Salpeter (1955) initial mass function, with lower and upper mass limits of $0.1 M_{\odot}$ and $100 M_{\odot}$, respectively.

To analyze the spatial distribution of these events, we calculate the distance b between each stellar population producing LGRBs and the HG center (impact parameter). We compute the mean metal abundances Z , $[\text{Fe}/\text{H}]$ and $[\text{Si}/\text{Fe}]$ for the selected stellar populations. To construct the observable distributions of impact parameters and chemical abundances, we take into account the probability that any of the LGRBs produced by the stellar populations is detectable from Earth.

3. Preliminary results and discussion

In Figure 1 we present the impact parameters calculated for our four scenarios. We can see a displacement of the progenitor distribution to the outer HG regions as redshift decreases. This is generated by the combination of the grow of structure in the Universe, and the displacement of star formation to outer regions of the galaxies as the gas is exhausted in central regions. Normalizing the impact parameters (b) of the stellar populations by the optical radius of the HG (defined as the radius that encloses 83% of baryonic matter), we still observe a shift, indicating that the star formation effectively moves to the outer regions for lower redshifts. This shift differs for different scenarios, those with higher metallicity cut-offs exhibit larger shifts. This result, which to our knowledge has not been obtained before is interesting as the redshift evolution of the LGRB spatial distribution could in principle be observed, and used to test the metallicity dependence of LGRB progenitors.

Regarding the chemical properties, we found that for all our scenarios, the $[\text{Fe}/\text{H}]$ abundance increases with decreasing redshift. This can be understood on the basis of the chemical evolution of HGs. The increase is larger in models with high metallicity cut-off, as expected, as a cut in metallicity Z implies a cut in iron abundance. The $[\text{Si}/\text{Fe}]$ exhibits an interesting behavior. When no metallicity cut-off is applied, its distribution is practically independent of redshift, while it shifts to lower $[\text{Si}/\text{Fe}]$ values with decreasing redshift for scenarios with strong cut-offs. We interpret this trend as produced by a decrease of old, high metallicity and α -enhanced stellar populations in the latter case, located mainly in center of galaxies and originated in first outbreaks of star formation. This constitutes a new prediction which could be verified by observations in the near future.

Acknowledgments

LJP acknowledges funding by Argentine ANPCyT, through grant PICT 2006-02015 and 2007-00848.

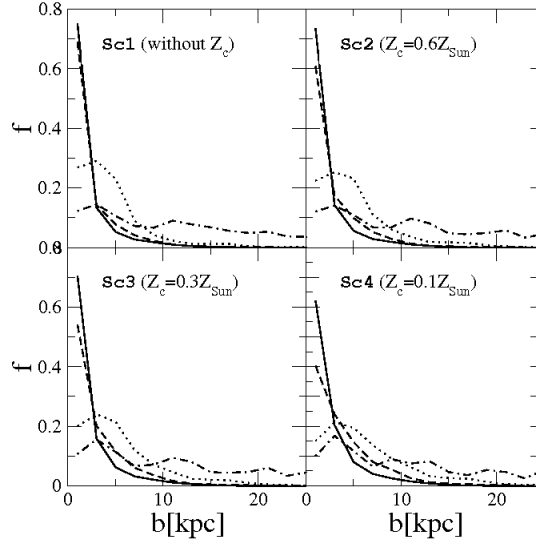


Figure 1. Distribution of impact parameters of stellar populations producing LGRBs in our scenarios at redshifts $z = 3$ (solid line), $z = 2$ (dashed line), $z = 1$ (dotted line), and $z = 0$. (point-dashed line).

References

- Atteia J. & Vedrenne G., 2009, Gamma-ray bursts, Springer
 Campisi M. A., De Lucia G., et al., 2009, MNRAS, 400, 1613
 Chisari E., Tissera P., Pellizza L., 2010, MNRAS, 408, 647
 Courty S., Björnsson G., Gudmundsson E. H., 2004, MNRAS, 354, 581
 Hirschi R., Meynet G., Maeder A., 2005, A&A, 443, 581
 Kocevski D. & West A. A., 2010, ApJL, arXiv:1011.4060v1
 Levesque E. M., Berger E., Kewley L., Bagley M. M., 2010, AJ, 139,694
 Nuza S., Tissera P., Pellizza L., et al., 2007, MNRAS, 375,665
 Pontzen A., Deason A., Governato F., et al., 2010, MNRAS 402, 1523
 Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121,161
 Savaglio S., Glazebrook K. & Le Borgne D., et al., 2009, ApJ, 691,182
 Scannapieco C., Tissera P. B., White S. D. M., Springel V., 2005, MNRAS,364,552
 Scannapieco C., Tissera P. B., White S. D. M., Springel V., 2006, MNRAS,371,1125
 Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
 Woosley S. E., 1993, ApJ, 405, 273
 Woosley & Bloom, 2006, ARA&A, 44:507-556
 Yoon S.-C., Langer N., Norman C., 2006, A&A, 460, 199

PRESENTACION MURAL

A unified dark sector cosmological model

A. N. Ruiz¹ & M. J. Domínguez^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE), CONICET*
(2) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC), UNC*

Abstract. We explore the consequences of the measurements of the equation of state of dark matter, Serra & Domínguez (2009), on the homogeneous FRW universe dynamics and build an alternative cosmological scenario to the concordance Λ CDM universe. The new paradigm is based on the introduction of an effective scalar field that obeys a barotropic equation of state $p = \omega\rho$ with $\omega = -1/3$, replacing the undetected components of the dark sector: dark matter (DM) and dark energy (DE or Λ). We compute a minimal set of cosmological parameters which allow us to reproduce several observational results such as baryon abundance, constrains on the age of the universe, the astronomical scale of distances and the high redshift supernovae and gamma-ray bursts data with a high degree of precision. However it should be emphasized that the new model is not accelerating, instead expands asymptotically towards an Einstein Static Universe. We also present a brief dynamical system analysis of this model showing his stable behaviour.

Resumen. Se exploraron las consecuencias de mediciones de la ecuación de estado de la materia oscura en un universo FRW, Serra & Domínguez (2009), estudiando un escenario cosmológico basado en la introducción de un campo escalar efectivo que obedece una ecuación de estado barotrópica para un universo homogéneo de la forma $p = \omega\rho$ con $\omega = -1/3$ en reemplazo de las componentes de naturaleza desconocida del actual modelo de concordancia Λ CDM: la materia oscura (DM) y la energía oscura (DE o Λ). Computamos un set mínimo de parámetros cosmológicos que nos permitió reproducir datos observacionales como abundancia de bariones, constrains en la edad del universo, la escala de distancias y los datos de supernovas y gamma-ray burts a alto redshift con gran precisión. Sin embargo debe enfatizarse que el nuevo modelo no es acelerado, sino que converge a un Universo Estático de Einstein. Además se analiza brevemente la estabilidad del modelo en términos de sistemas dinámicos.

1. Introduction

In the standard model it is conjectured the existence of two dominant components of unknown origin: the cold dark matter (provided by some exotic particle like wimps) and the dark energy (modeled by a positive cosmological constant Λ). This concordance model has an impressive explicate and predictive power and

describes very well almost the whole set of the observational data, however the lack of detection of the dark matter particle and the cosmological constant huge discrepancy with QFT predictions has inspiring theoretical proposals for alternative models based on changing properties of the dark sector (DM+DE). In this work we start to explore the possible cosmological implications of the presence of a kind of unified dark matter-energy effective fluid with a barotropic equation of state with $\omega = -1/3$, inspired on measures in clusters of galaxies by Serra & Domínguez (2009).

2. The cosmological model and the cosmological distance scale

We considered a homogeneous and isotropic flat universe with a FRW 4D metric $ds^2 = dt^2 - a^2(t)\delta_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta$, where $a(t)$ is the scale factor and we use natural units ($c = 1$). This universe was filled with baryons (b), photons γ and quintessence (ϕ) (replacing the dark components of the Λ CDM model) which interact only gravitationally. The quintessence scalar field is homogeneous and has the classical lagrangian $L = \frac{1}{2}\phi_{,i}\phi^{,i} - V(\phi)$ where $V(\phi)$ is the field potential; so the energy density and pressure can be expressed as $\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$ and $p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)$, where dot means derivation with respect to time.

The cosmological parameters used in this new model was $\Omega_M = \Omega_b$, $\Omega_\phi = 1 - \Omega_M - \Omega_\gamma$ and $h = 0.64$, and compare with a Λ CDM model with $\Omega_M = \Omega_{DM} + \Omega_b = 0.28$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M - \Omega_\gamma = 0.72$ and $h = 0.73$. In both models we assume $\Omega_b = 0.0255h^{-2}$, $\Omega_\gamma = 2.47 \times 10^{-5}h^{-2}$ and $H_0 = 100h \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The changes in the domination eras can be appreciated in Figure 1. An important difference between the models is the diminishing of the matter domination era in the new alternative model. The scalar field dominates the cosmological dynamics in the last ~ 13.7 Gyr in a universe with an age of ~ 14.2 Gyr. Adopting the value of $h = 0.64$ it is possible to obtain a good agreement of low redshift distances between the two models and provides a well fit to the supernovae type Ia data compilation by Kowalsky (2008) and the gamma-ray bursts data compilation by Wei & Zhang (2008) (see Figure 2).

3. Dynamical system analysis

Copeland et al. (2006) studied the quintessence models with exponential potentials in terms of dynamical systems using the followings adimensional variables

$$x = \sqrt{\frac{4\pi G}{3}} \frac{\dot{\phi}}{H}, y = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}} \frac{\sqrt{V}}{H}, \lambda = -\frac{1}{\sqrt{8\pi G}} \frac{V_{,\phi}}{V}, \Gamma = \frac{VV_{,\phi\phi}}{(V_{,\phi})^2} \quad (1)$$

where H is the Hubble parameter and $V_{,\phi} = dV/d\phi$. Our studied model has a potential of the form $V(\phi) \propto \sinh^{-\xi}(\phi)$ where $\xi = 2(1 + \omega_\phi)/|\omega_\phi|$ as proposed Ureña Lopez & Mathos (2002), so it has an exponential behavior at late times and the model converges to the studied by Copeland et al. (2006). If the condition $\omega_\phi = -1/3 = cte$ is imposed for all times analytical solutions to

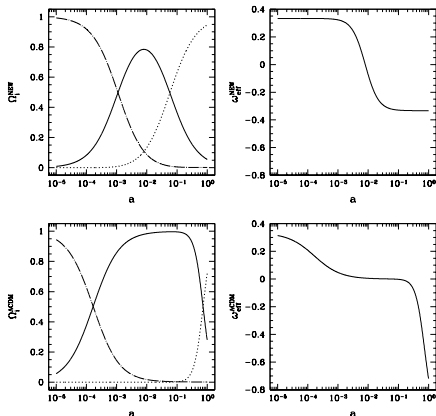


Figure 1. *Left:* Densities (with respect to the critical) evolution of the different cosmic components in the new proposed model (upper) and in the standard Λ CDM model (lower). Matter (only baryons in the alternative cosmology) is represented by continuous line, radiation by dash dotted line and scalar field and cosmological constant by dotted line. *Right:* effective equation of state $\omega_{eff} = p/\rho$ derived for each cosmology.

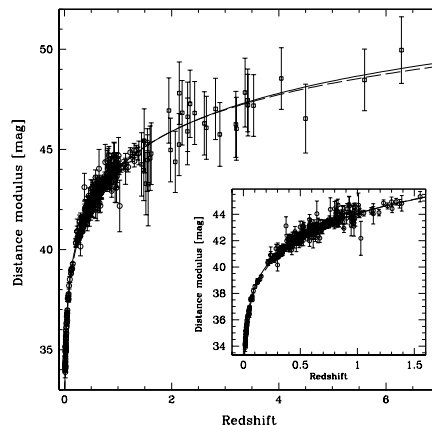


Figure 2. Distance modulus as a function of redshift for the new model (solid line) and for the Λ CDM model (dashed line). The circles represent the data set of supernovae type Ia from Kowalsky (2008) and the squares the Gamma-Ray bursts from Wei & Zhang (2008). The inner panel zoom in the low redshift range.

equations (1) can be found

$$x = \sqrt{\frac{(1 + \omega_\phi)\Omega_\phi}{2}}, y = \sqrt{\frac{(1 - \omega_\phi)\Omega_\phi}{2}}, \lambda = \sqrt{\frac{3(1 + \omega_\phi)}{\Omega_\phi}}, \Gamma = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 + \omega_M}{1 + \omega_\phi} \Omega_M \right]$$

It is clear that when $a \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow \sqrt{3(1 + \omega_\phi)} = \sqrt{2}$, showing the convergence of the model to a model with exponential potential ($\lambda = cte$).

The values of $x = \sqrt{1/3}$ and $y = \sqrt{2/3}$ obtained at late times correspond to the stable attractor solution founded for a model with exponential potential of $\lambda = \sqrt{2}$ (see Figure 3).

4. Conclusions

With this simple homogeneous cosmological model we have identified a basic background set of cosmological parameters in a flat (and not accelerated) universe that allow us to reproduce the measures of distances to galaxies in the low redshift universe obtained using the concordance Λ CDM cosmological model. Nevertheless this implies a significant lower value for the Hubble constant today $H_0 = 64 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, that is an older universe, leaving room for the presence of massive objects at high redshift and old stellar components in galaxies. Such lower values of h were reported by Reese et al. (2002) and Sandage (2006).

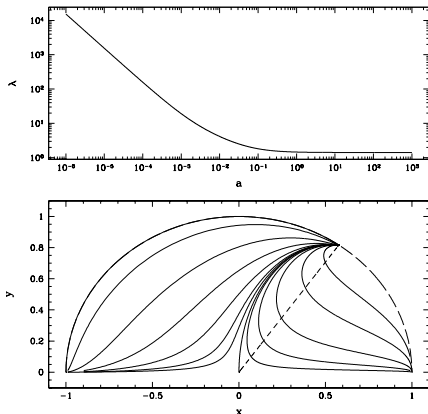


Figure 3. *Up*: Evolution of λ respect to the scale factor. *Down*: Orbits of a model with exponential potential and $\lambda = \sqrt{2}$ (solid lines) and the analytic orbit obtained for our model (short dashed line). The long dashed line is the unitary circle.

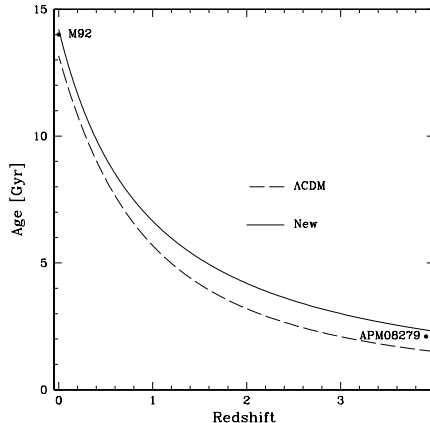


Figure 4. Age as a function of redshift for the new model (solid line) and for the Λ CDM model (dashed line). The dots represent the globular cluster M92, Paust et al. (2007), and the quasar APM08279, Yang & Zhang (2009).

Using a lower value for h we obtain an universe ~ 1 Gyr older than the Λ CDM model, alleviating the problem related to the presence of massive systems at high redshift, Yang & Zhang (2009), and stellar ages in low redshift galaxies, Paust et al. (2007) (see Figure 4). Additionally, using previous results from Copeland et al. (2006), we prove that this new model has a future attractor solution which is dynamically stable.

Despite the significant global differences with the standard cosmological model, this simplified model provides a good global fit to the scale of distances. Nevertheless the fluctuations in this unified dark sector model should be developed in order to compare the predictions against the numerous cosmological probes that made the standard cosmological model so successful.

References

- Copeland, E. J., Sami, M. & Tsujikawa, S. 2006, *IJMP*, 15, 1753
 Kowalsky, M. 2008, *ApJ*, 686, 749
 Paust, N. E., Chaboyer, B. & Sarajedini, A. 2007, *AJ*, 133, 2787
 Reese, E., Carlstrom, M. J., Mohr, J., Grego, L. & Holzappel, W. 2002, *ApJ*, 581, 53.
 Sandage, A. 2006, *ApJ*, 653, 843.
 Serra, A. L. & Domínguez, M. J. 2009, submitted to *Phys. Rev. L*
 Ureña Lopez, A. & Mathos, T. 2000, *Phys. Rev D*, 62, 081302
 Wei, H. & Zhang, S. N. 2008, arXiv:astro-ph/0808.2240
 Yang, R. & Zhang, S. N. 2009, arXiv:astro-ph/0905.2683

PRESENTACION MURAL

Hierarchical Friend-of-Friend algorithm to extract substructures from dark matter halos

M. A. Sgró¹, A. N. Ruiz¹ & M. E. Merchán^{1,2}

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CCT Córdoba, CONICET, UNC)

(2) Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC

Abstract. We present a substructures identification algorithm able to extract local overdensities from dark matter halos in a cosmological N -body simulation. We start with a standard Friend-of-Friend (FoF) algorithm to obtain the dark matter halos from a given simulation output. The subsequent peaks of increasing density are then disjoined by decreasing recursively the linking length parameter, decomposing each halo into a principal subhalo plus minor overdensities within. In every identification level we analyze each subhalo to remove all unbounded particles by applying an energy criterion. In this work we describe our algorithm and show some preliminar results.

Resumen. Presentamos un algoritmo de identificación de subestructuras capaz de extraer sobredensidades locales dentro de halos de materia oscura en simulaciones cosmológicas de N -cuerpos. Comenzamos con un algoritmo *Friend-of-Friend* (FoF) para obtener catálogos de halos de materia oscura en una dada salida de la simulación. Los subsecuentes picos de mayor densidad son detectados decreciendo recursivamente la longitud de ligadura, descomponiendo cada halo en un subhalo principal más sobredensidades menores dentro de él. En cada paso de identificación analizamos cada subhalo para remover todas las partículas no ligadas gravitacionalmente aplicando un criterio de energía. En este trabajo describimos nuestro algoritmo y mostramos algunos resultados preliminares.

1. The algorithm

Here we describe briefly our algorithm to find and extract gravitationally bounded substructures within FoF dark matter halos in a cosmological N -body simulation. The code works as follow:

- I - A FoF identification over the cosmological N -body simulation is performed with the aim to construct a halo catalogue. Only halos which have more particles than some threshold number N_T are considered.
- II - For each dark matter halo a second FoF identification with a shorter linking length is made to isolate local overdensities and a subhalo catalogue is obtained.

- III - All particles that are not linked to any subhalo by the FoF identification or particles in subhalos with less than N_T particles are assigned to the main subhalo (i.e., the most massive subhalo).
- IV - For each subhalo, all unbounded particles are identified as those with positive total energy. The total potential energy of one particle is computed by considering the gravitational interaction of the particle itself with the rest of the subhalo particles added to its own potential energy. The total kinetic energy is calculated with respect to the velocity of the center of mass of the subhalo summed to the Hubble flow. These particles are removed from their host subhalo and assigned to the main one. Subhalos with less than N_T particles after the removal of all unbounded particles are then extracted from the subhalo catalogue and their particles assigned to the most massive subhalo.
- V - The same energy criterion is applied to all particles in the main subhalo. In this case all unbounded particles are marked as particles that do not belong to any substructure.
- VI - The resulting subhalo catalogue is used as a new input catalogue, then the entire procedure is repeated from (II) a number N_S of steps, decreasing the linking length parameter on each step.

2. Application

In order to test our algorithm, we run a dark matter cosmological simulation using the public version of GADGET2 (Springel 2005) with cosmological parameters $\Omega_M = 0.2383$, $\Omega_\Lambda = 0.7627$, $\sigma_8 = 0.761$, and $h = 0.732$ (WMAP3, Spergel et al. 2007). The simulation followed 256^3 particles of mass $m_p = 8.56 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$, within a comoving box of size $60 h^{-1} \text{Mpc}$ on a side and a gravitational softening of $\epsilon = 7 h^{-1} \text{kpc}$.

We identified all dark matter halos with more than $N_T = 10$ particles at $z = 0$ using an OpenMP version of the FoF algorithm with a linking length (b_{FoF}) equal to 0.17 times the mean interparticle separation. With this threshold we found 51010 halos on which we apply our substructure identification algorithm. We choose $N_S = 10$ linearly spaced steps between 0.9 and 0.1 times b_{FoF} . The number N_S and the separation between steps are free parameters in our code. We also run the code with $N_S = 20$ and with logarithmically spaced steps, finding no significant differences in our results. The same threshold $N_T = 10$ was imposed as the minimum particle number of a subhalo.

The code is written in C and we use the OpenMP library to reduce the time both to identify structures and to apply the energy criterion to remove unbounded particles. The code was run on a 8 core Intel Xeon 2.27GHz computer and the running time was ~ 10 minutes for the whole snapshot.

As an example, in Figure 1 we show the results obtained for a halo of 114984 particles ($9.84 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$). In the top-left panel the complete FoF halo is plotted. The main subhalo ($\sim 90\%$ of the FoF halo) is showed in the bottom-left panel. The others 73 subhalos found ($\sim 7\%$ of the total mass) are in the top right

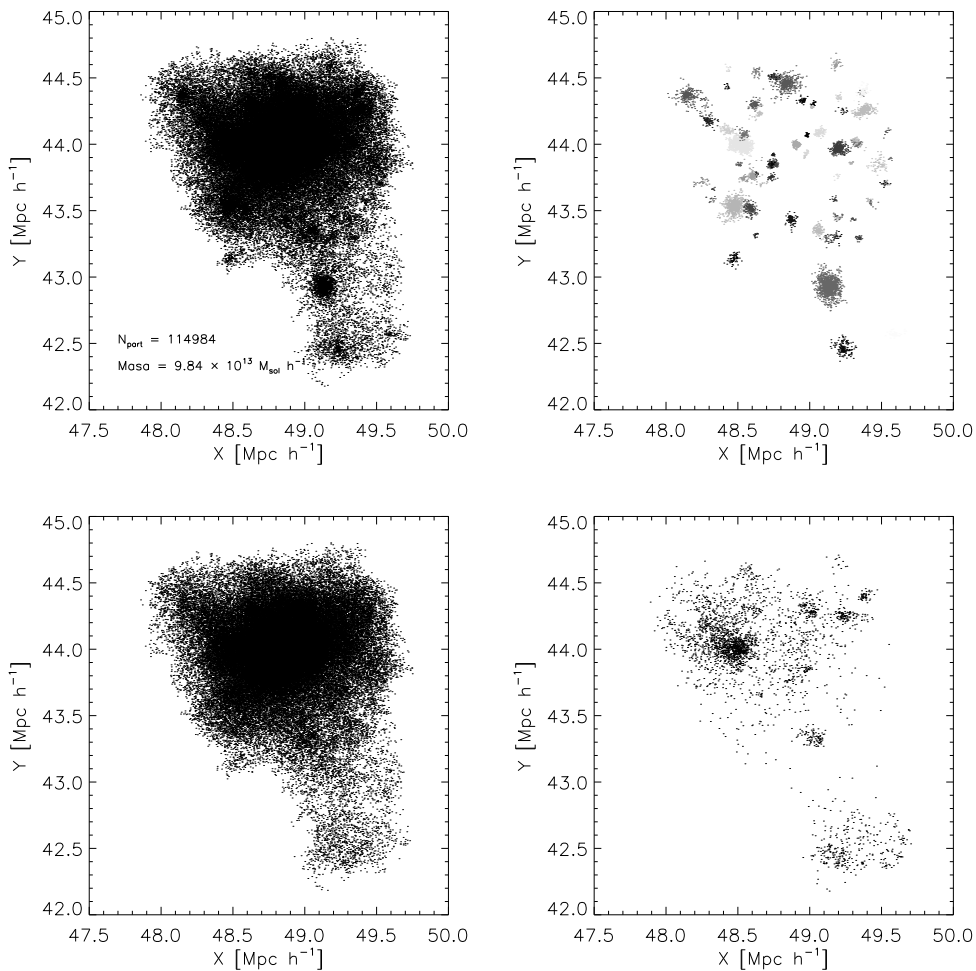


Figure 1. Example for a subhalo identification. The top-left panel shows a FoF halo (114984 particles - $9.84 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$) at $z = 0$. In the bottom-left panel is the main subhalo. The other 73 subhalos identified by our algorithm are plotted in the top-right panel. Particles not bounded to any of the substructures are in the bottom-right panel.

panel. Finally, the unbound particles (remaining $\sim 3\%$ of total mass) are shown in the bottom-right panel. It can be seen that most of the total overdensities are successfully identified.

Figure 2 is a comparative plot of the mean number of subhalos identified with our code within FoF halos as a function of the FoF mass and the same quantity computed using the substructure finder SUBFIND (Springel et al. 2001). The black and red solid lines represent the mean subhalo occupation for our code and SUBFIND, respectively. The shaded regions represent the standard 1σ confidence level. It can be seen that the agreement between results of both subhalo identifiers is reasonably good, even though both techniques are substantially different.

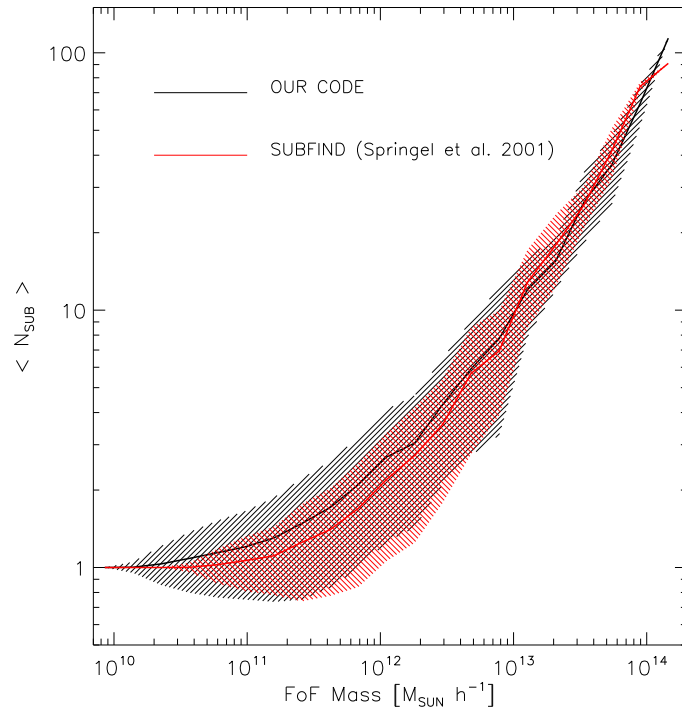


Figure 2. Mean number of substructures as a function of FoF mass at $z = 0$. The black line shows the results for our code and the red one for the SUBFIND code (Springel et al. 2001). The N -body simulation is the same in both cases and the shaded regions represent the 1σ confidence level.

References

- Spergel, D. N. et al. 2007, ApJS, 170, 377
 Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G. & Kauffmann, G. 2001, MNRAS, 328, 726
 Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105

PRESENTACIÓN MURAL

Propiedades estadísticas de galaxias en las futuras estructuras más grandes del universo

M. Lares, Y. Yaryura & D. García Lambas

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) - CONICET

Abstract. Superclusters of galaxies are the largest isolated structures in the universe. We study statistical properties of clustering of galaxies within superclusters, using a catalogue calibrated to identify future bound superstructures. We use a volume limited sample ($z < 0.1$) of spectroscopic galaxies from SDSS-DR7 to select luminous galaxies as centers, and fainter galaxies as tracers, to compute the cross-correlation function of galaxies. We find that this function depends on the chosen centers: luminous galaxies in superclusters show a higher cross-correlation with tracers. We define subsamples to obtain an unbiased estimation of the clustering, independent of luminosity and mass. The influence of large scale environment is seen for galaxies in SCG only for distances greater than $\sim 1\text{Mpc}$.

Resumen. Los supercúmulos de galaxias son las estructuras aisladas más grandes del universo. Utilizando un catálogo de superestructuras calibrado para identificar estructuras gravitacionalmente ligadas en el futuro distante, estudiamos las propiedades estadísticas de aglomeración de las galaxias que contienen. Utilizamos galaxias luminosas como centros, que comparamos con trazadores menos luminosos de muestras limitadas en volumen ($z < 0,1$) extraídas del catálogo espectroscópico de galaxias del SDSS-DR7. La función de correlación cruzada presenta notables diferencias según los centros formen parte o no de las superestructuras, encontrándose que el exceso de probabilidad de pares es mayor para galaxias dentro de los supercúmulos. Definimos submuestras para independizar posibles efectos de segregación por luminosidad o por masa, y encontramos que para galaxias en grupos, dentro de supercúmulos, los efectos aparecen sólo más allá de $\sim 1\text{Mpc}$.

1. Introducción

Durante la época del universo que estuvo dominada dinámicamente por materia oscura, se produjo el crecimiento de estructuras de materia cada vez mayores, que colapsaron bajo la acción de la gravedad para dar lugar a la compleja distribución de materia en gran escala que se observa en el universo actual. El modelo de concordancia apunta a que el universo pasó de la etapa de prevalencia de la materia oscura a una nueva etapa en donde la energía oscura domina

dinámicamente la evolución de las grandes estructuras. Dado que la ecuación de estado que describe a la energía oscura es la de un fluido con presión negativa, se deduce que el universo se encuentra en una fase de expansión acelerada, que eventualmente detiene el crecimiento de estructuras en ciertas escalas. Las estructuras aisladas más grandes que se observan en el presente son asociadas comúnmente a los denominados supercúmulos de galaxias. Estas superestructuras contienen una rica población de grupos de galaxias, que se espera difieran de grupos de galaxias similares en masa que no se encuentran en ambientes de alta densidad global, debido a que posiblemente sus historias de formación son diferentes. Con el objetivo de estudiar estadísticamente las diferencias entre grupos de galaxias dentro y fuera de superestructuras, utilizamos el catálogo de supercúmulos de galaxias (en adelante SCG) construido por Luparello et al. y un catálogo de grupos de galaxias derivado del catálogo espectroscópico de galaxias del SDSS-DR7, descrito en Zapata et al. (2009). Estudiamos las propiedades de clustering de galaxias del catálogo espectroscópico SDSS-DR7, separando submuestras según su pertenencia a grupos o SCG y sus luminosidades. El catálogo de superestructuras está preparado en base a un método de campo de densidad de luminosidad (e.g. Costa-Duarte 2011), y calibrado con catálogos sintéticos y simulaciones numéricas que permiten identificar estructuras ligadas gravitacionalmente en el futuro (Dünner et al. 2006). En este trabajo se utilizan 1450 grupos con más de 10 miembros que pertenecen a SCG y 9647 que no pertenecen a SCG.

2. Propiedades de clustering

centros		N_{in}	N_{out}
C1	$-23,0 < M_r < -21,0$	3428	19033
C2	$-23,0 < M_r < -21,5$	1081	4648
C3	$-23,0 < M_r < -21,5$	3428	16325
trazadores			
T1	$-20,5 < M_r < -20,04$		52289
T2	$-21,0 < M_r < -20,50$		36358
T3	$-23,0 < M_r < -21,50$		22464

Tabla 1. Definición de las muestras de centros y trazadores para el cálculo de la función de correlación. Se incluyen el número de centros dentro de SCG (N_{in}) y fuera de SCG (N_{out})

Comparamos las propiedades de aglomeración de las galaxias dentro de SCG con las de galaxias fuera de SCG. Para ello calculamos la función de correlación cruzada (en adelante FCC) de galaxias luminosas usando como trazadores galaxias de menor luminosidad. Para ello definimos diferentes submuestras de centros (C1 y C2) y de trazadores (T1, T2 y T3), según su luminosidad, descritas en la Tabla 1. Las muestras de centros se dividen a su vez, según su pertenencia a SCG. Se puede apreciar en la Figura 1 que el exceso de probabilidad de encontrar pares de galaxias centro-trazador en los SCG es mayor que en las correspondientes submuestras de galaxias fuera de SCG. Dado que las muestras C2 y T3 son iguales, en el panel inferior derecho de la Figura 1 se muestra la función de

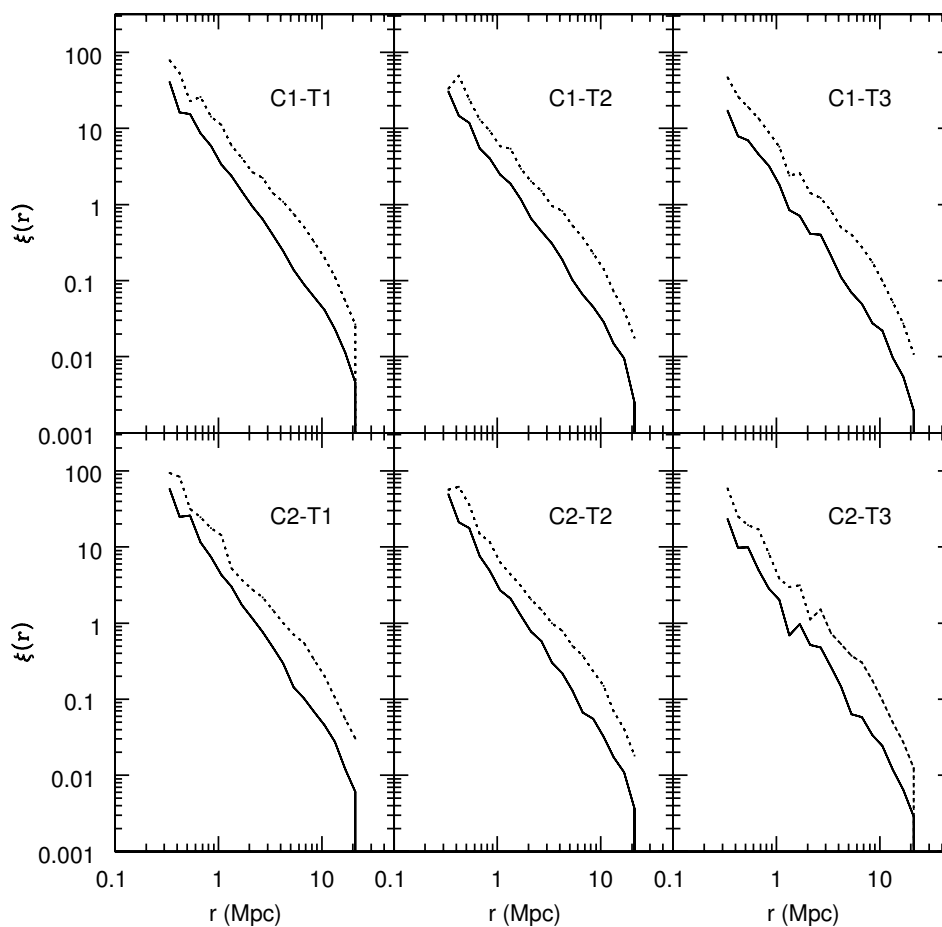


Figura 1. Función de correlación cruzada de galaxias luminosas usando como trazadores galaxias de menor luminosidad, en función de la distancia expresada en Mpc. Cada panel corresponde a cada una de las combinaciones de las submuestras descritas en la Tabla 1. En cada caso, la línea de puntos corresponde a las galaxias dentro de SCG, mientras que la línea continua corresponde a las galaxias fuera de SCG.

autocorrelación de galaxias dentro de SCG comparada con la de galaxias fuera de SCG.

Definimos también una submuestra de centros en C1, que denominamos C3, que consiste en restringir la muestra de galaxias fuera de SCG de tal forma que presenten la misma mediana de luminosidades que las galaxias dentro de SCG. Para ello se utilizó la distribución de centros C1 dentro de SCG como función densidad de probabilidad para filtrar los centros fuera de SCG en el mismo rango de luminosidades. Esta restricción derivada de las distribuciones de luminosidad es necesaria para evitar sesgos en el cálculo de las FCC, que se pueden producir debido a que las propiedades de clustering de las galaxias

cambian con la luminosidad de las mismas (e.g. Zehavi et al., 2005). En la figura 2 (izquierda) se muestran las FCC correspondientes a centros dentro de SCG de la muestra C1, y fuera de SCG de la muestra C3, es decir, ambas con las mismas medianas de luminosidad. Se puede apreciar que aún en este caso, la correlación es mayor en el caso de los centros dentro de SCG. Es posible aún que que estas diferencias sean un reflejo de las distintas propiedades de clustering de galaxias según las masas de los halos a los que pertenecen (Wang et al., 2005). Para estudiar este efecto, siguiendo un procedimiento similar al descrito para la luminosidad, se seleccionaron sólo galaxias en grupos, dentro y fuera de SCG, de tal forma que las medianas de las masas de los grupos sean las mismas. Las FCC correspondientes se muestran en la figura 2 (derecha). A pesar de que persisten las diferencias en escalas superiores a $\sim 1\text{Mpc}$, a menores distancias las diferencias desaparecen, indicando que las propiedades de clustering en esas escalas no se ven afectadas por el ambiente a gran escala, sino que dependen de las propiedades locales de los halos.

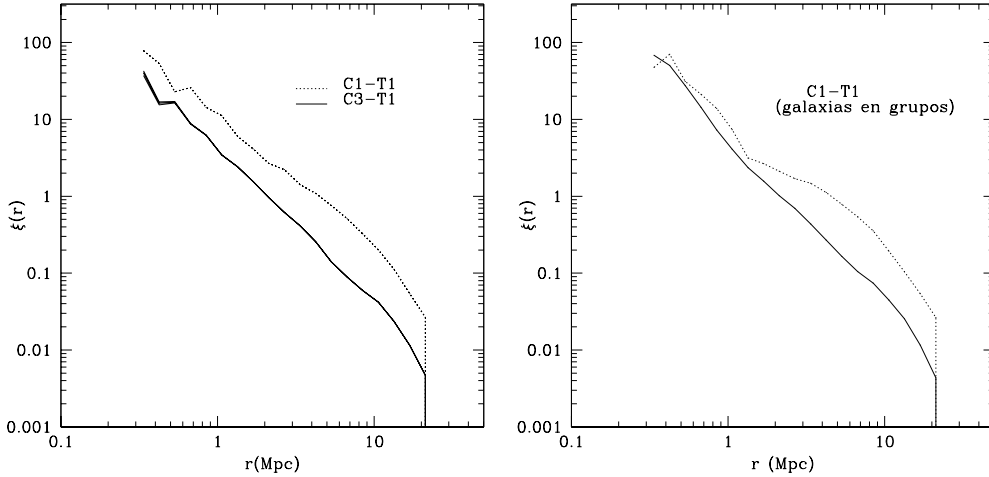


Figura 2. En líneas de puntos se muestran las FCC entre galaxias luminosas dentro de SCG (C1) y galaxias débiles (T1). En líneas continuas, las FCC de galaxias luminosas fuera de SCG, con la misma mediana de luminosidades que las galaxias dentro de SCG en C1 (panel izquierdo). En el panel de la derecha se muestran las FCC obtenidas a partir submuestras de C1 que pertenecen a halos con las mismas medianas de masas.

Referencias

- Costa-Duarte, M. V.; Sodré, L. & Durret, F. 2011, MNRAS, 411, 1716
 Dünner, R., Araya, P. A., Meza, A., & Reisenegger, A. 2006, MNRAS, 366, 803
 Luparello, H; Lares, M.; Lambas, D. G. & Padilla, N., MNRAS, en prensa.
 Wang, Y. and Yang, X. and Mo, et al., 2008, ApJ, 687, 919
 Zapata, T., Perez, J., Padilla, N., & Tissera, P. 2009, MNRAS, 394, 2229
 Zehavi, I; Zeng, Z., Weinberg, D. H. et al., 2005, ApJ, 630, 1

PRESENTACIÓN MURAL

Fotometría superficial de galaxias de tipo temprano en las regiones externas del cúmulo de Antlia

J. P. Calderón^{1,2}, L. P. Bassino^{1,2}, A. V. Smith Castelli^{1,2} & S. A. Cellone^{1,2}

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

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

Abstract. We present surface photometry of 30 early-type galaxies in the Antlia cluster, and analyze their color-magnitude and surface brightness - luminosity relations. The photometric relations are consistent, in the range corresponding to low luminosities, with those obtained in previous papers for galaxies lying in the central Antlia region. The projected spatial distribution confirms the elongated structure followed by other Antlia galaxies as well as globular clusters, in the direction that connects the more massive galaxies. In addition, surface brightness profiles have been measured for a sub-sample using the task ELLIPSE within IRAF. We are currently fitting Sérsic models to these profiles, in order to quantify the morphology of the studied galaxies.

Resumen. Se presenta la fotometría superficial de 30 galaxias de tipo temprano en el cúmulo de Antlia, y se analizan las relaciones color-magnitud y brillo superficial-luminosidad. Las relaciones fotométricas son consistentes, en el rango correspondiente a bajas luminosidades, con las obtenidas en trabajos previos para galaxias ubicadas en la región central de Antlia. Su distribución espacial proyectada confirma la estructura alargada que muestran otras galaxias de Antlia así como los cúmulos globulares, en la dirección que une las galaxias más masivas. Además, hemos obtenido perfiles de brillo superficial de una sub-muestra utilizando la tarea ELLIPSE en IRAF. Actualmente se está realizando el ajuste de modelos de Sérsic a estos perfiles, a fin de cuantificar la morfología de las galaxias estudiadas.

1. Introducción

1.1. El Cúmulo de Antlia

El cúmulo de galaxias de Antlia es el tercer cúmulo de galaxias más cercano a la Vía Láctea ($d \sim 35$ Mpc). En comparación con los cúmulos de Fornax ($d \sim 18$ Mpc) y Virgo ($d \sim 20$ Mpc), Antlia presenta una estructura más compleja dominada por dos galaxias gigantes en la zona central (NGC 3268 y NGC 3258).

A fin de extender el estudio incorporando galaxias ubicadas en las zonas externas de Antlia (Calderón 2010), se seleccionó una muestra en base al catál-

ogo de Ferguson & Sandage (1990, de aquí en más FS90). En este catálogo, se identifican 375 galaxias con un diámetro isofotal límite de $15''0$. Entre otros parámetros listados en FS90, se da para cada objeto un índice de pertenencia al cúmulo: membresía 1 equivale a miembro *definitivo*, 2 corresponde a miembro *probable*, y 3 a miembro *poco probable*. Dicho estatus de pertenencia fue asignado en base a criterios morfológicos.

2. Observaciones y procesamiento

Las imágenes que se utilizaron en este trabajo fueron obtenidas con la cámara MOSAIC (mosaico de 8 CCDs) acoplada al telescopio Blanco de 4-m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile). Las mismas corresponden a tres campos que rodean el campo central del cúmulo de Antlia (campos 1, 2 y 3 en figura 1). Fueron tomadas en los filtros R de Kron-Cousins y C del

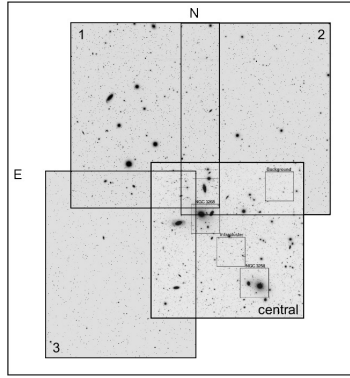


Figura 1. Disposición de los campos 1, 2, 3, y central.

sistema fotométrico de Washington. El filtro R fue elegido, en vez del $T1$ de Washington, por poseer una mayor eficiencia (Geisler 1996) y por presentar una pequeña diferencia de punto de cero dada por $(R - T1) \approx -0,02$.

Para el procesamiento se utilizó el software SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), con el cual se detectaron los objetos de interés previamente catalogados en FS90. Posteriormente, se transformó al sistema de magnitudes estándar de Washington utilizando observaciones de estrellas estándar obtenidas durante el mismo turno de observación y, por último, se realizaron las correcciones por extinción de acuerdo a la relaciones dadas por Rieke & Lebofsky (1985) y Harris & Caterina (1977). Los $E(B - V)$ se obtuvieron de la base de datos NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) para cada una de las galaxias de la muestra.

De este modo se obtuvieron las magnitudes $T1_0$, los colores $(C - T1)_0$ y el brillo superficial efectivo medio, $\langle \mu_{\text{efec}} \rangle$, dado por

$$\langle \mu_{\text{efec}} \rangle = T1_0 + 2,5 \log(2\pi r_{\text{efec}}^2)$$

en donde el radio efectivo, r_{efec} , dado en segundos de arco, también se obtuvo de SExtractor.

3. Resultados

De los 375 objetos que comprende el catálogo FS90, se han identificado 156 en los tres campos MOSAIC que rodean al campo central, y que son la base del presente trabajo. En esta etapa solo se trabajó con las galaxias de tipo temprano que poseen status 1 según FS90, dada su alta probabilidad de pertenencia al cúmulo. Y de estas últimas, se han seleccionado 30 objetos para el estudio de las relaciones fotométricas, dado que presentan una apariencia regular sobre las imágenes posibilitando obtener una fotometría confiable. Se observa que los datos aportados por este trabajo, son consistentes con los resultados obtenidos en estudios previos de la zona central (Smith Castelli 2008). Los nuevos datos complementan la relación color-magnitud (RCM) y la relación brillo superficial efectivo-luminosidad (RLB) en el rango de brillo $15 \lesssim T_{10} \lesssim 20$, sin aumentar la dispersión de la muestra (ver figuras 2 y 3, los círculos verdes corresponden a miembros confirmados por velocidad radial). La RCM para estas galaxias de tipo

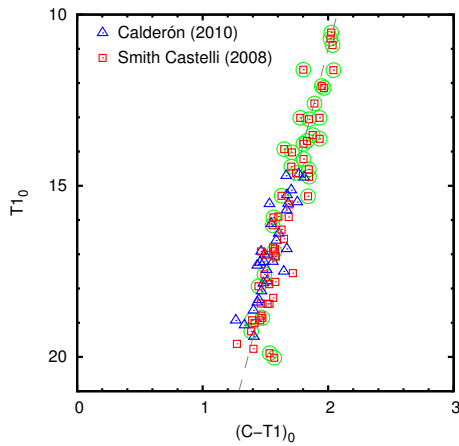


Figura 2. RCM.

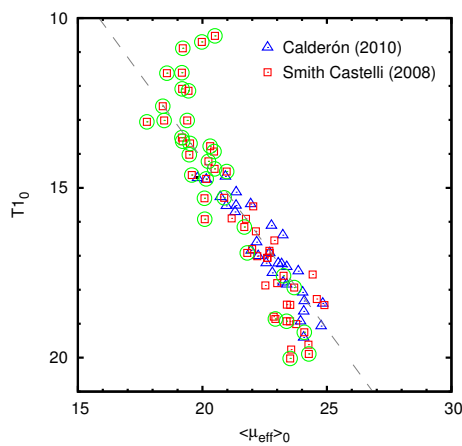


Figura 3. RLB.

temprano resulta estar bien definida, incluso al considerar las muestras separadas por cada nuevo campo estudiado. Teniendo en cuenta que al alejarse del campo central la densidad de galaxias de tipo temprano debería reducirse, la dispersión en la relación no parece estar correlacionada fuertemente con la distribución espacial proyectada de los objetos. Los ajustes calculados en este trabajo a la muestra total están en muy buen acuerdo con los hallados previamente por Smith Castelli (2008), presentando diferencias aún menores que los respectivos errores.

A partir de los diagramas luminosidad-brillo superficial efectivo medio realizados para cada uno de los nuevos campos, se obtienen valores para el radio efectivo medio, consistentes con el hallado por Smith Castelli (2008) para el campo central ($R_e \sim 1$ kpc). Al igual que con la RCM, los nuevos datos fotométricos complementan el rango de magnitudes débiles de la RLB.

La distribución espacial proyectada (figura 3) de las galaxias tempranas obtenida de los 4 campos en conjunto, corrobora los antecedentes citados en la literatura respecto a la estructura de este cúmulo. Tanto para los candidatos a cúmulos globulares (Dirsch et al. 2003 y Bassino et al. 2008) como para galaxias de tipo temprano (Smith Castelli 2008), la distribución proyectada es alargada

en la dirección definida por las dos galaxias dominantes, NGC 3258 y NGC 3268. Cabe señalar, que la extensión de tal distribución hacia el NE coincide con la posición de NGC 3281, una galaxia de tipo tardío, de brillo comparable al de las dominantes, que es miembro confirmado de Antlia. Esta elongación de

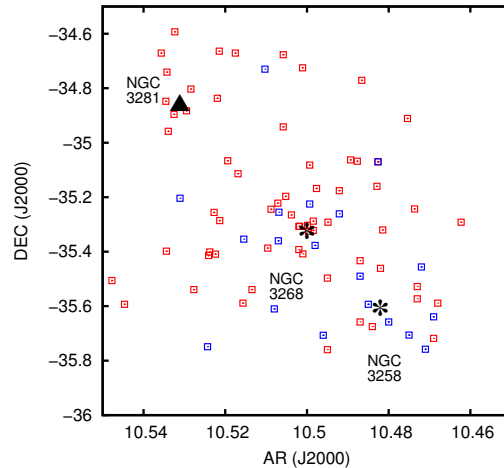


Figura 4. Distribución espacial proyectada de los miembros con estatus 1 de FS90. Los cuadrados rojos indican galaxias E, y los azules S0.

la distribución proyectada de cúmulos globulares y galaxias tempranas, en el sentido que une a las galaxias dominantes, se encuentra además en acuerdo con los mapas de rayos X existentes para el cúmulo de Antlia (Pedersen et al. 1997, Nakazawa et al. 2000). Actualmente se realizan ajustes al perfil de brillo de las galaxias de la muestra, mediante funciones de Sérsic. Ha sido posible agregar a esta muestra un conjunto de galaxias que poseen centros saturados en las imágenes de larga exposición, utilizando las de corta exposición. En la mayoría de los casos es suficiente ajustar con una sola función, mientras que en el resto la existencia de más de una componente (en las lenticulares, por ejemplo) indica la necesidad de realizar ajustes independientes para la parte central. Este análisis posibilitará, además, el refinamiento de la clasificación morfológica realizada por FS90.

Referencias

- Bassino, L., Richtler, T., & Dirsch, B. 2008, MNRAS, 386, 1145
 Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, AAS, 117, 393
 Calderón J.P. 2010, Tesis de Licenciatura, FCAG (UNLP)
 Dirsch, B., Richtler, T., & Bassino, L. 2003a, A&A, 408, 929
 Ferguson, H. & Sandage, A. 1990, AJ, 100, 1
 Harris, H. y Canterna, R. 1977, AJ, 82, 798
 Nakazawa, K., Makishima, K., Fukazawa, Y., & Tamaruta, T. 2000, PASJ, 52, 623
 Pedersen K., Yoshii Y., Sommer-Larsen J., 1997, ApJ, 485, L17
 Rieke, G. & Lebofsky, M. 1985, ApJ, 288, 678
 Smith Castelli A.V. 2008, Tesis Doctoral, FCAG (UNLP)

PRESENTACIÓN MURAL

Analysis of radial velocities in the Antlia cluster

F. R. Faifer^{1,2}, A. V. Smith Castelli^{1,2}, J. P. Calderón^{1,2}, J. P. Caso^{1,2},
L. P. Bassino^{1,2}, S. A. Cellone^{1,2} & T. Richtler³

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

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

(3) *Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. We present preliminary results of a radial velocity survey in the central region of the Antlia cluster. These velocities have been measured on spectra obtained, in the 2008A and 2009A semesters, with GMOS (GEMINI South). In this way, several dwarf galaxies that had no previous radial velocities, have been confirmed as cluster members. Our work is based on the Ferguson & Sandage (1990) catalogue, in which originally only 6% of the catalogued galaxies (375) had radial velocities. Thanks to the newly determined radial velocities we are able to begin to disentangle the cluster internal structure.

Resumen. Se presentan resultados preliminares de un relevamiento de velocidades radiales en la región central del cúmulo de galaxias de Antlia. Dichas velocidades fueron obtenidas a partir de espectros tomados durante los semestres 2008A y 2009A, con GMOS (GEMINI Sur). Las mismas nos han permitido confirmar, como miembros del cúmulo, a varias galaxias enanas que no contaban previamente con velocidades radiales. Nuestro trabajo se basa en el catálogo de Ferguson & Sandage (1990), en el cual solo el 6% de las galaxias catalogadas (375) contaban con velocidades al momento de su publicación. Las nuevas velocidades radiales nos permiten comenzar a delinear la estructura interna del cúmulo.

1. Introducción

El cúmulo de Antlia ($d \sim 35 \text{ Mpc}$) fue descrito por Sandage (1975) como un “pequeño y hermoso grupo dominado por dos galaxias de tipo E igualmente brillantes, NGC 3258 y NGC 3268”. Hopp & Materne (1985) encuentran, a partir de la identificación de 258 galaxias dentro de la región que ellos denominan “Antlia”, una distribución espacial proyectada elongada. Posteriormente, Ferguson & Sandage (1990, de aquí en más FS90) señalan la existencia de tal estructura elongada en la región central de Antlia, que muestra dos concentraciones principales en torno a las dos galaxias previamente mencionadas. Estudios subsiguientes en rayos-X (Pedersen et al. 1997, Nakazawa et al. 2000) así como de los sistemas de cúmulos globulares (Dirsch et al. 2003, Bassino et al. 2008) con-

firman dicha presunción. Para una descripción más detallada de este cúmulo, referimos a los trabajos de Calderón et al. y Caso et al. en este mismo volumen.

2. Observaciones y reducciones

Los espectros utilizados para medir las velocidades radiales (VR) fueron obtenidos en febrero y marzo de 2008 (Programa GS-2008A-Q-56, PI: T. Richtler), y en marzo de 2009 (Programa GS-2009A-Q-25, PI: L. Bassino), con la cámara GMOS de GEMINI Sur, en el modo multi-objeto. Se utilizó la red B600_G5303 centrada en 5000 \AA con ranuras de $1''$ de ancho. Esta configuración provee una cobertura en longitud de onda de aproximadamente $3500 - 7200 \text{ \AA}$ dependiendo de las posiciones de las ranuras, y una resolución (FWHM) de $\approx 4.6 \text{ \AA}$.

La reducción se realizó de la manera usual, utilizando el paquete GEMINI.GMOS dentro del software IRAF, y las VR fueron medidas con la tarea *fxcor*, también en IRAF. Se darán más detalles sobre ambos procesos en uno de los próximos artículos (Faifer et al., en preparación) pertenecientes a la serie sobre el cúmulo de Antlia (Smith Castelli et al. 2008a, 2008b).

3. Análisis de las velocidades radiales

En la Figura 1 se presenta un histograma correspondiente a la distribución de VR disponibles hasta el momento para las galaxias de FS90, tanto miembros del cúmulo como de fondo. Claramente, Antlia queda delimitado por valores de VR menores a $\sim 5000 \text{ km/s}$, observándose subestructuras más alejadas recién a partir de $\sim 9000 \text{ km/s}$. Utilizando los datos existentes al momento de la publicación, Hopp & Materne (1985) determinan para las galaxias E/S0 de Antlia $\langle VR \rangle = 2718 \text{ km/s}$ y $\sigma = 469 \text{ km/s}$. Posteriormente, FS90 obtienen $\langle VR \rangle = 2786 \text{ km/s}$ y $\sigma = 561 \text{ km/s}$.

Al agregar los nuevos datos obtenidos con GMOS a las VR recopiladas previamente por Smith Castelli et al. (2008a) en la región central de Antlia, y por Calderón (2010) en las regiones exteriores del cúmulo, obtenemos la distribución de VR correspondiente a galaxias asociadas al mismo, que se muestra en la Figura 2. Ajustando una Gaussiana a esta distribución se obtiene $\langle VR \rangle = 2660 \pm 67 \text{ km/s}$ y $\sigma = 608 \pm 47 \text{ km/s}$, incluyendo todo tipo de galaxias. Este último valor de dispersión, mayor a los obtenidos en trabajos previos, indicaría que Antlia puede tener una masa dinámica superior a $31.7 \times 10^{13} M_{\odot}$, que es la estimada por FS90 a partir de sus mediciones. No se han encontrado diferencias significativas entre las $\langle VR \rangle$ y sus respectivas dispersiones separando entre galaxias brillantes y débiles (i.e., entre objetos de alta y baja masa). Asimismo, los sistemas de tipo tardío presentan $\langle VR \rangle = 2770 \pm 100 \text{ km/s}$, un valor ligeramente superior al obtenido para galaxias de tipo temprano ($\langle VR \rangle = 2570 \pm 80 \text{ km/s}$), siendo la diferencia entre ambos menor que la hallada por Hopp & Materne.

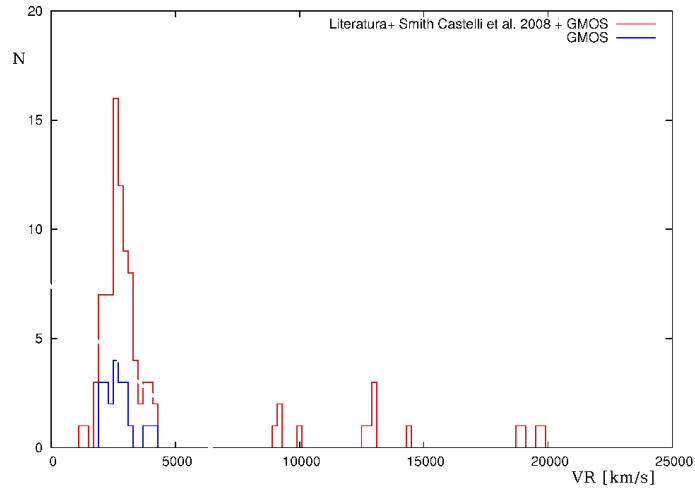


Figura 1. Distribución de VR de galaxias en dirección hacia Antlia. Se muestran en azul las obtenidas con los nuevos espectros de GMOS.

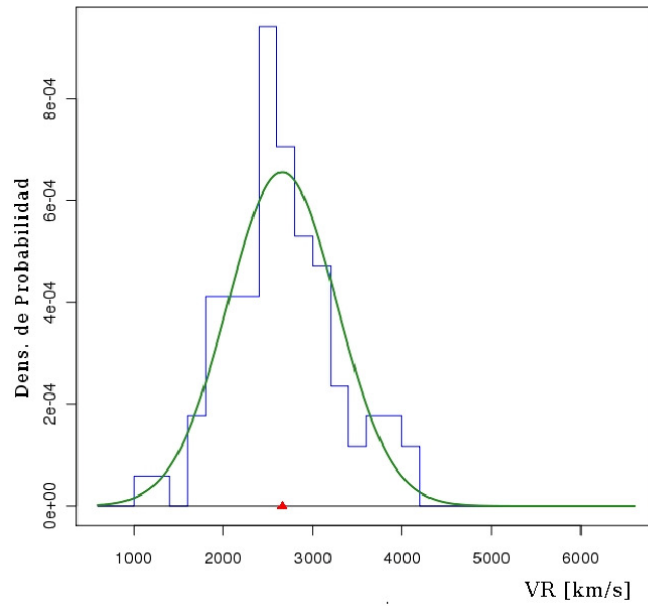


Figura 2. Distribución de VR de galaxias miembro del cúmulo de Antlia.

4. Distribución espacial proyectada

En el catálogo FS90 de Antlia, se asigna a cada objeto un “estatus” de pertenencia: 1 (miembro definitivo), 2 (miembro probable), y 3 (miembro poco probable). Esta asignación se encuentra basada en criterios morfológicos dado que, al mo-

mento de su publicación, sólo el 6 % de estas galaxias contaban con velocidades radiales. A fin de comprobar la existencia de una estructura elongada, se seleccionan solo las tipo 1 y 2, i.e. las de mayor probabilidad de pertenencia, sumadas a las que ya son miembros confirmados espectroscópicamente. Con esta muestra, se realiza el diagrama de curvas de isodensidad que se presenta en la Figura 3, donde la escala de grises es representativa de la densidad numérica proyectada.

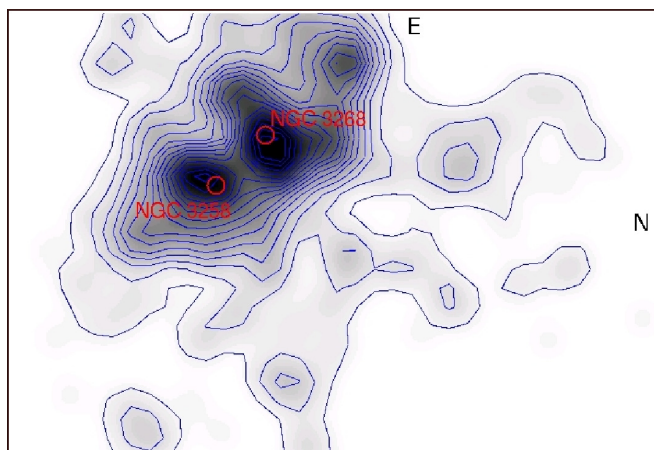


Figura 3. Diagrama de isodensidad de la distribución espacial proyectada de las galaxias en el cúmulo de Antlia.

Se observa una concentración de galaxias en torno a las dos E gigantes, NGC 3258 y NGC 3268, y es notable un tercer agrupamiento hacia el NE, en los alrededores de NGC 3281. Esta última es una galaxia de tipo tardío, miembro del cúmulo, y de brillo comparable a las dos E centrales. Dada su posición en las regiones exteriores del cúmulo, se refuerza la posibilidad que la estructura de Antlia sea más compleja de lo inicialmente considerado.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido realizado mediante el apoyo de proyectos de CONICET, ANPCyT y UNLP (Argentina). TR ha recibido el apoyo del Centro de Astrofísica de Chile, FONDAF No. 15010003.

Referencias

- Bassino L.P., Dirsch B., Richtler T., 2008, MNRAS, 386, 1145
 Calderón J. P., 2010, Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional de La Plata
 Dirsch B., Richtler T., Bassino L. P., 2003, A&A, 408, 929
 Hopp U., Matérne J., 1985, A&AS, 61, 93
 Ferguson H., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1
 Nakazawa K., Makishima K., Fukazawa Y., Tamura T., 2000, PASJ, 52, 623
 Pedersen K., Yoshii Y., Sommer-Larsen J., 1997, ApJ, 485, L17
 Sandage A., 1975, ApJ, 202, 563
 Smith Castelli A.V., Bassino L.P., Richtler T., Cellone S.A. et al., 2008a, MNRAS, 386, 2311
 Smith Castelli A.V., Faifer F.R., Richtler T., Bassino L.P., 2008b, MNRAS, 391, 685

PRESENTACIÓN MURAL

Analysis of Ultra-Compact Dwarf Galaxies in the Antlia cluster

J. P. Caso^{1,2}, L. P. Bassino^{1,2} & A. V. Smith Castelli^{1,2}

(1) IALP (CCT La Plata - CONICET - UNLP)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. As a continuation of the search for ultra-compact dwarf galaxies (UCDs) in the central region of the Antlia cluster, a new selection of these object is presented, as well as a comparison between their colour distributions and those of globular cluster candidates.

Resumen. Continuando con el estudio de candidatas a galaxias enanas ultra-compactas (UCDs) en la zona central del cúmulo de Antlia, se presenta una nueva selección de estas, así como la comparación de sus distribuciones de color con aquellas propias de los candidatos a cúmulos globulares.

1. Introducción

1.1. El cúmulo de Antlia

El cúmulo de Antlia ($l \approx 273^\circ$, $b \approx 19^\circ$, distancia aproximada de 35 Mpc) es el tercer cúmulo de galaxias más cercano después de Virgo y Fornax. Posee una riqueza intermedia entre estos dos cúmulos, pero su densidad en galaxias es aún mayor.

Antlia posee una estructura compleja, que consiste en dos subgrupos dominados por las galaxias elípticas gigantes NGC 3258 y NGC 3268. Los resultados obtenidos hasta la fecha (Smith Castelli 2008 y estudios en rayos X allí citados) parecen indicar que las galaxias en torno a NGC 3268 constituirían un cúmulo pequeño, y aquellas situadas en los alrededores de NGC 3258 serían un grupo.

1.2. Galaxias enanas ultra-compactas (UCDs)

Fueron descubiertas hace una década en los alrededores de NGC 1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax (Hilker et al. 1999), siendo identificadas luego en otros cúmulos cercanos. Por tratarse de objetos puntuales o sólo marginalmente resueltos a estas distancias, en el pasado habían sido descartadas como objetos de fondo. Poseen propiedades intermedias entre los cúmulos globulares (CGs) y las galaxias enanas de tipo temprano, con brillos intrínsecos $-13.5 < M_V < -11$ mag, masas en el rango de 10^6 a $10^8 M_\odot$ y radios efectivos de 10 a 100 pc; su naturaleza no está aún claramente establecida (Hilker 2009).

Entre diversas teorías acerca de su origen, se propone que sean remanentes de galaxias enanas nucleadas que han perdido su envoltura por efecto de fuerzas

de marea, al ser capturadas por otras galaxias muy masivas (e.g. simulaciones numéricas de Bassino et al. 1994), aunque no puede descartarse que se trate de CGs *genuinos* muy masivos (e.g. G1 en M31 que posee $10^7 M_{\odot}$, Ma et al. 2009).

2. Observación y reducción

El material observacional consiste en imágenes CCD de gran campo ($36' \times 36'$ y escala de $0,27''/\text{pixel}$) de la región central del cúmulo de Antlia (Campo Central), y un campo ubicado al Este del primero (Campo Este), ver Figura 1. Estas fueron obtenidas en el Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) con la cámara MOSAIC. Las observaciones fueron realizadas en los filtros R de Kron-Cousins y C de Washington, con un tiempo de exposición de 600 segundos, excepto para las observaciones en el filtro C del Campo Este, que se tomaron con 900 segundos.

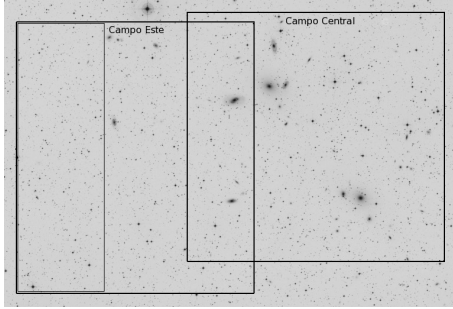


Figura 1. Ubicación de los campos utilizados en el presente trabajo.

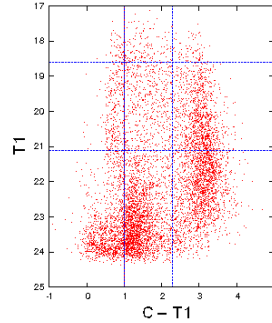


Figura 2. Diagrama color-magnitud de objetos puntuales en el Campo Central.

Para realizar el procesamiento, se hizo una primera selección de objetos puntuales con SExtractor sobre la imagen R, previa resta de la luz de las galaxias con un filtro de mediana. Luego se realizó la fotometría con Daophot/IRAF utilizando una PSF variable sobre todo el campo. Para la calibración al sistema estándar y la corrección por extinción, se utilizaron los valores determinados por Dirsch et al. (2003). Junto a la calibración se transformaron las magnitudes R en magnitudes en la banda T1 del sistema de Washington.

3. Selección de la muestra

Para la selección de candidatos a CGs se consideraron objetos con colores $0.8 < C - T1 < 2.3$, rango usual de los CGs (Dirsch et al. 2003, por ej.), en tanto para los candidatos a UCDs adoptamos el rango $1. < C - T1 < 2.3$. Consideramos candidatos a UCDs a aquellos objetos en el rango $-13.5 < Mv < -11$ mag (Hilker 2009). Asumiendo que el módulo de distancia de Antlia es $(m - M) \approx 32.7$ (Dirsch et al., 2003), y que la relación entre V y R para galaxias elípticas es $V - R = 0.6$ (Fukugita et al. 1995), las UCDs poseerían magnitudes $18.6 < T1 < 21.1$ (Figura 2), en tanto los candidatos a CGs serían objetos más débiles.

Para estimar la contaminación de fondo, se consideró una región de unos 450' cuadrados, ubicada a unos 27' de NGC 3268, indicada en la Figura 1 con líneas continuas delgadas.

4. Análisis de la muestra

4.1. Distribución espacial proyectada

A continuación se muestra la distribución espacial proyectada de las candidatas a UCDs, discriminando las candidatas rojas ($1. < C-T1 < 1.5$) y azules ($1.5 < C-T1 < 2.3$). Las galaxias dominantes están indicadas con sendos cuadrados rosados.

Debido a que se disponía de una muestra limitada de objetos confirmados por velocidades radiales mediante espectros de GMOS-Gemini Sur, se utilizaron los parámetros obtenidos en la fotometría de éstos para fijar nuevos criterios. Las candidatas que superaron esta segunda selección son aquellas graficadas en la Figura 3 .

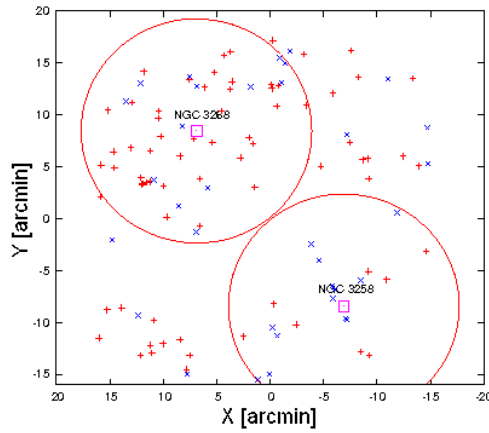


Figura 3. Distribución espacial proyectada de las candidatas a UCDs.

Las candidatas rojas están representadas con símbolos +, y las azules con x. El origen del sistema de coordenadas se corresponde con el centro del mosaico, y los puntos cardinales Norte y Este apuntan hacia arriba y hacia la izquierda, respectivamente.

La presencia de objetos en los alrededores de NGC 3268 parecería ser más notoria, destacándose los objetos rojos. Menos numerosa es la cantidad de candidatas cercanas a NGC 3258, en tanto varias se distinguen en el cuadrante sudeste, próximas a la ubicación de NGC 3273.

4.2. Distribución de color

La Figura 4 muestra la distribución de color de los candidatos a CGs ubicados a menos de $10''/8$ de alguna de las dos galaxias. En forma análoga, la Figura 5 presenta la distribución de color de las candidatas a UCDs.

Cabe indicarse que la mayor muestra de candidatas a UCDs corresponde a aquellas cercanas a NGC 3268, mientras que NGC 3258 presentaría el sistema de CGs más abundante. En ambos paneles de la Figura 5 se observa que el número de objetos alcanza un máximo en el intervalo situado entre 1.4-1.8, aproximadamente. Las candidatas próximas a NGC 3258 tendrían una distribución unimodal, algo indicado en otros sistemas por varios autores (Bassino et al 2006a, 2008). En cambio, las candidatas en torno a NGC 3268 contienen una porción apreciable de objetos con colores $C-T1 > 2$, resultando en una distribución bimodal, como ya fue descrito por Caso et al. (2009).

Se observa que la ubicación de los intervalos con mayor cantidad de objetos para candidatas a CGs y candidatas a UCDs no coinciden, aunque la presencia de “blue tilt” en estos sistemas (Harris et al. 2006) podría ser su causa.

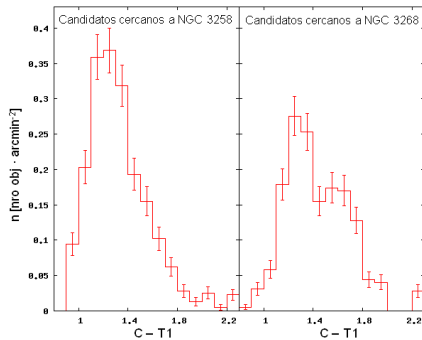


Figura 4. Distribución de color de candidatos a CGs cercanos a NGC 3258 (izq) y NGC 3268 (der).

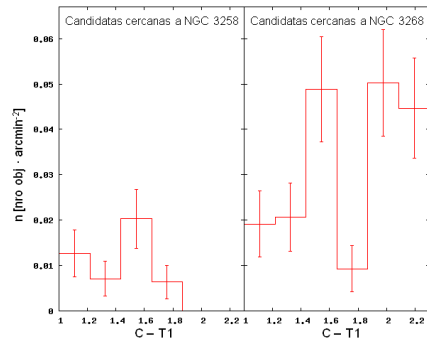


Figura 5. Distribución de color de candidatas a UCDs cercanas a NGC 3258 (izq) y NGC 3268 (der).

Referencias

- Bassino L. P., Muzzio J. C., & Rabolli M. 1994, ApJ, 431, 634
 Bassino L.P., Faifer F.R., Forte, J.C., Dirsch B., Richtler T., et al. 2006, A&A, 451, 789.
 Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2006b, MNRAS, 367, 156.
 Bassino L.P., Richtler T. , Dirsch B. 2008, MNRAS, 386, 1145.
 Caso J. P., Bassino L.P., Smith Castelli A. V., 2009, BAAA, 52,169
 Dirsch B., Richtler T., & Bassino L.P. 2003b, A&A 408, 929
 Fukugita M., Shimasaku K. & Ichikawa T., 1995, PASP, 106, 945
 Harris W.E., Whitmore B.C., Karakla D., et al. 2006, ApJ, 636, 90.
 Hilker M., Infante L., Vieira G. et al. 1999, A&AS, 134, 75
 Hilker M. 2009, "Reviews in Modern Astronomy" of the Astron. Gesell., S.Roeser (ed), vol.21, Wiley-VCH, en prensa (arXiv 0906.0776)
 Ma J., de Grijs R., & Fan Z. et al. 2009, RAA, 9, 641
 Smith Castelli A.V. 2008, Tesis Doctoral, FCAG (UNLP)

PRESENTACIÓN MURAL

Galaxias Interactuantes en el SDSS

F. Duplancic^{1,2}, A. L. O'Mill^{1,2}, D. García Lambas^{1,2}, C. Valotto^{1,2} & L. Sodré Jr.³

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

(2) *CONICET*

(3) *Instituto de Astronomía Geofísica y Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brazil*

Abstract. We present preliminary results of the construction of a catalog of interacting triple galaxy systems. For the identification we have analyzed both spectroscopic and photometric data and applied restrictions on projected distance and radial velocity differences of member galaxies.

Resumen. En este trabajo presentamos resultados preliminares de la construcción de un catálogo de sistemas triples de galaxias luminosas en interacción. Para la identificación hemos analizado datos espectroscópicos y fotométricos aplicando restricciones en distancia proyectada y diferencia de velocidades radiales de las galaxias miembro.

1. Introducción

Es común encontrar en el universo sistemas aislados ligados gravitacionalmente cuya dinámica y morfología es el resultado de interacciones. A gran escala los sistemas de galaxias son un ejemplo de la tendencia al clustering jerárquico que muestran los objetos astronómicos. En un universo jerárquico, los cúmulos de galaxias se forman a través de acreción de grupos menos masivos a lo largo de filamentos. Por este motivo los grupos de galaxias son un laboratorio importante para el estudio de la formación de la estructura en gran escala del universo. Además, por el rango de masa que cubren estos objetos, son un nexo fundamental entre las galaxias y los cúmulos de galaxias. Las interacciones entre galaxias afectan propiedades de las mismas tales como la tasa de formación estelar, la actividad nuclear y la morfología (Alonso et al., 2004, Alonso et al., 2007). Existe una alta probabilidad de que las galaxias actuales hayan sufrido interacciones e incluso fusiones o mergers en tiempos pasados (Barnes & Hernquist, 1996). Diversos trabajos han sido realizados en la identificación de pares de galaxias en interacción en el SDSS. Sin embargo desde el trabajo de Karachentseva et al. (1979) la identificación de estos sistemas no ha sido estudiada exhaustivamente en la literatura. En este trabajo presentamos resultados preliminares de identificación de sistemas triples interactuantes en el séptimo relevamiento del Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Hemos optimizado el algoritmo de detección de estos sistemas utilizando tanto datos espectroscópicos como fotométricos.

2. Método

El método presentado en este trabajo consiste en la selección de sistemas interactuantes como conjuntos de galaxias cercanas en distancia proyectada (rp) y diferencia de velocidades radiales (ΔV), en una muestra limitada en volumen. Para tal fin se realizó un pixelizado del catálogo, de manera de disminuir el tiempo de cómputo. Se seleccionaron posibles candidatas a galaxias centrales, identificando los píxeles a los que pertenecen y se identificaron galaxias en los píxeles contiguos. De esta manera se consideran vecinos a aquellas galaxias que cumplan las restricciones: $rp < rp_{\max}$ y $\Delta V < \Delta V_{\max}$. Para considerar a un sistema como interactuante se impuso la restricción de que existan 2 o más galaxias vecinas. Sobre los sistemas seleccionados se reasignó la posición del centro a la galaxia más brillante. Este recentrado genera dos clases de identificación múltiple de sistemas:

- Centros ClaseA: El mismo centro se asigna a más de un sistema identificado independientemente, debido a que la galaxia más brillante es una galaxia vecina en más de un sistema.
- Centros ClaseB: Un sistema será identificado más de una vez si diferentes centros cumplen con la condición de vecinos, es decir poseen $rp < rp_{\max}$ y $\Delta V < \Delta V_{\max}$ con respecto a otro centro.

Para evitar identificación doble se removieron de la muestra los centros repetidos ClaseA y los centros ClaseB fueron considerados como un único sistema tomando a la galaxia más brillante como galaxia central. Este procedimiento genera una nueva lista de centros a partir de los cuales se repite el algoritmo utilizado para detectar sistemas.

2.1. Muestras utilizadas

El algoritmo desarrollado fue aplicado sobre dos muestras de galaxias del SDSS-DR7: Muestra (1): Galaxias principales (MGS), que poseen mediciones espectroscópicas y estimas de corrimiento al rojo (z_{spec}).

Muestra (2): Galaxias extraídas de un campo de 50 grados cuadrados del catálogo fotométrico, con corrimiento al rojo fotométricos (z_{fot}) y correcciones K calculadas con el método desarrollado por O'Mill et al. (2010).

2.2. Identificación de Sistemas

La Muestra (1) fue utilizada de manera de establecer criterios de selección eficientes en la detección de sistemas interactuantes. Se seleccionaron galaxias más brillantes que $M_r = -20,5$ y teniendo en cuenta la magnitud límite de la MGS ($r = 17,77$) se consideró el intervalo $0 < z_{\text{spec}} < 0,14$ de manera de trabajar con una muestra completa en volumen. Los pares de galaxias identificados por Lambas et al. (2003) fueron seleccionados considerando $rp_{\max} = 100\text{kpc}$ y $\Delta V_{\max} = 350\text{km/s}$. Merchán y Zandivarez (2005) identificaron grupos de galaxias con 4 o más miembros a un corrimiento al rojo medio de 0.1 y dispersión de velocidades media de 230km/s. Sistemas de más de dos miembros poseen una dinámica similar a la observada en grupos de galaxias. Por este motivo hemos considerado esta propiedad en la elección del criterio de selección de tripletes de galaxias, imponiendo las siguientes restricciones para la detección de sistemas triples: se seleccionó un centro y se buscaron vecinos tomando $rp_{\max 1} = 100\text{kpc}$

y $\Delta V_{\max 1} = 500\text{km/s}$. De esta manera se identificaron 707 sistemas y se llevó a cabo el recentrado, encontrando 241 centros claseA y 8 centros claseB. Luego se eliminaron los centros claseA y se consideraron los centros claseB como uno único tomando la galaxia más brillante como central, obteniendo una muestra de 458 nuevos centros.

A partir de estos centros se realizó una nueva identificación de vecinos. Debido al recentrado, la galaxia más brillante de los sistemas detectados puede ubicarse a $rp > 100\text{kpc}$ y/o $\Delta V > 500\text{km/s}$ de alguno de sus vecinos. Por este motivo se obtuvieron 252 sistemas que verifican las restricciones en los parámetros definidos anteriormente mientras que los restantes 206 sistemas no poseen 2 o más vecinos. Para recuperar estos sistemas se relajaron las restricciones sobre diferencia de velocidades y distancia proyectada, considerando un segundo grupo de valores máximos: $rp_{\max 2} = 200\text{kpc}$ y $\Delta V_{\max 2} = 700\text{km/s}$. Así, se recuperaron 203 de los 206 sistemas que no son detectados debido al recentrado, obteniendo una muestra de 455 sistemas.

Para definir sistemas triples se impuso como criterio de aislamiento la condición que no existan más de tres galaxias dentro de 0.5 Mpc de distancia proyectada al centro, teniendo en cuenta las restricciones en diferencia de velocidad aplicadas a cada identificación. Así se obtienen 380 tripletes aislados. Como la base de este trabajo es la búsqueda de sistemas en interacción, se analizó la distribución del valor cuadrático medio de la diferencia de velocidades entre miembros de un sistema (ΔV_{rms}), de manera de cuantizar cuan diferentes son las velocidades individuales de las galaxias del triplete. Se calcularon las distribuciones para los sistemas detectados con $rp_{\max 1}$ y $\Delta V_{\max 1}$ y con $rp_{\max 2}$ y $\Delta V_{\max 2}$ con el fin de comparar cómo afecta la variación de estas restricciones a ΔV_{rms} . En el panel izquierdo de la Figura 1 se observa que el valor medio es similar tanto para los sistemas detectados con $rp_{\max 1}$ y $\Delta V_{\max 1}$ como con $rp_{\max 2}$ y $\Delta V_{\max 2}$ ($\Delta \bar{V}_{\text{rms}} \sim 200\text{km/s}$) y que los extremos de ambas distribuciones no presentan valores altos. De manera de minimizar las diferencias entre ambas distribuciones se realizó un test de Kolmogorov-Smirnov para diferentes valores límite de ΔV_{rms} . El valor que minimiza la diferencia es $\Delta \bar{V}_{\text{rms}} \sim 400\text{km/s}$ (línea de trazos en el panel izquierdo de la Figura 1), por lo que se impuso la restricción $\Delta V_{\text{rms}} < 400\text{km/s}$ para asignar a un sistema la categoría de triplete en interacción. De esta manera se obtiene una muestra final de 285 sistemas. El panel derecho de la Figura 1 muestra la distribución de magnitudes absolutas en la banda r (M_r) para la galaxia más brillante de los sistemas finales. Se observa que las distribuciones obtenidas para los 2 criterios de selección son similares, con máximo en $M_r \sim -21,2$, asegurando que la variación en los criterios de selección no modifica la distribución de magnitudes de la muestra final.

Una vez comprobada la eficiencia en la detección de sistemas con los criterios de selección definidos para las MGS, es interesante extrapolar los resultados obtenidos a corrimientos al rojo mayores. Para tal fin se aplicó el algoritmo a la Muestra (2), considerando galaxias con $M_r < -20,5$ y teniendo en cuenta la magnitud límite fotométrica del SDSS ($r \sim 21,5$) se consideró $0,14 < z_{\text{fot}} < 0,4$. Los corrimientos al rojo fotométricos poseen un error $\Delta z_{\text{fot}} = 0,0227$, por lo tanto es necesario considerar esta incerteza en la elección de ΔV_{\max} . La diferencia de velocidades máxima fue elegida de manera de obtener igual cantidad de sistemas por unidad de volumen que en los datos espectroscópicos. Toman-

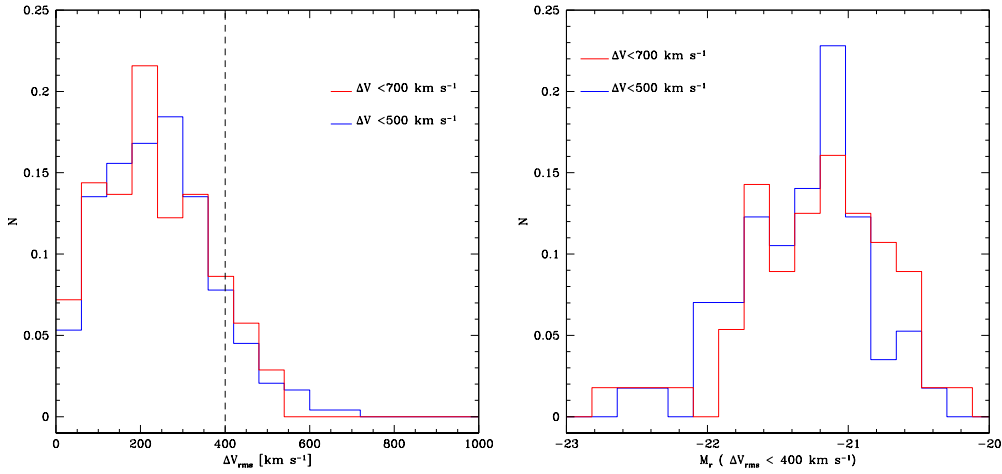


Figura 1. *Izquierda:* Distribución de ΔV_{rms} . *Derecha:* Distribución de M_r .

do $rp_{\text{max}1} = 100\text{kpc}$ y $\Delta V_{\text{max}1} = 6800\text{km/s}$ ($\sim c\Delta z_{\text{fot}}$) y luego del recentrado $rp_{\text{max}2} = 200\text{kpc}$ y $\Delta V_{\text{max}} = 9500\text{km/s}$ ($\sim c1,5\Delta z_{\text{fot}}$), se obtienen 32 sistemas que es aproximadamente el número de sistemas que se espera obtener en una área de 50 grados cuadrados limitada en volumen para la muestra fotométrica.

3. Conclusiones

En este trabajo presentamos resultados preliminares de la selección de sistemas interactuantes en el SDSS. Hemos desarrollado un algoritmo eficiente en la identificación de estos sistemas, tanto en datos espectroscópicos como en fotométricos. Una vez obtenida la muestra final en los datos fotométricos podrán realizarse diversos análisis estadísticos de propiedades de estos sistemas en un amplio rango de corrimientos al rojo. Esto permitirá el estudio de evolución de diversos fenómenos generados por interacciones como variación en la tasa de formación estelar, actividad nuclear, etc, que han sido estudiados en mayor medida en sistemas a bajo corrimiento al rojo.

Referencias

- Alonso M. S. et al., 2004, MNRAS, 352, 1081
 Alonso M. S. et al., 2007, MNRAS, 375, 1017
 Barnes J., Hernquist L., 1996, ApJ, 471, 115
 Karachentseva, V. E. et al., 1979, Astrofizicheskie Issledovaniia Izvestiya Spetsialnoy Astrofizicheskoy Observatorii, 11, 3
 Lambas, D. G. et al., 2003, MNRAS, 346, 1189
 Merchán, M. E., & Zandivarez, A. 2005, ApJ, 630, 759
 O’Mill, A. L., Duplancic, F., Lambas, D. G., Sodr , L., 2010, arXiv:1012.3752v1

PRESENTACIÓN MURAL

Clasificación y Análisis de Galaxias en Interacción en SDSS-DR7

V. Mesa¹, M. S. Alonso^{1,2,4}, D. García Lambas^{3,4}, N. Padilla⁵ & A. L. O'Neil^{3,4}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ*

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y el Espacio (ICATE)*

(3) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)*

(4) *CONICET*

(5) *Pontificia Universidad Católica, Chile*

Abstract. Using data from the last survey of Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR7), we obtained a sample of interacting galaxy pairs, statistically reliable and we classified the type of interaction, for the purpose of analyzing the characteristics of these systems. Studies were developed in different density environments to understand how these processes affect both the field isolated galaxies and those found in dense regions in clusters.

Resumen. Utilizando los datos del último relevamiento de Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR7), se obtuvo una muestra de galaxias pares en interacción, estadísticamente confiable y se clasificó el tipo de interacción, con el propósito de analizar las características de estos sistemas. Realizamos estudios en distintos ambientes de densidad para entender cómo afectan estos procesos tanto a las galaxias aisladas de campo como a las que se encuentran en regiones densas dentro de cúmulos.

1. Introducción

El conocimiento de distintas propiedades de las galaxias en grupos y cúmulos respecto al campo es de gran importancia. El estudio combinado de las galaxias interactuantes en grupos y cúmulos, comparado con el campo, puede darnos una idea del efecto que causa el medio en las propiedades de las galaxias. Las observaciones muestran que las interacciones de galaxias son poderosos mecanismos que inducen la formación estelar (Barton, Geller & Kenyon, 2000) y que pueden afectar distintas propiedades de las galaxias y su morfología. Lambas et al. (2003) mostraron que las galaxias con una compañera cercana tienen una mayor SF que galaxias no-apareadas de campo con distribución similar de luminosidad y redshift, solamente si $r_p < 25\text{kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 100\text{km } s^{-1}$. Alonso et al. (2004) realizaron un análisis de interacciones de galaxias en medios de alta densidad, mostrando que galaxias pares en grupos son sistemáticamente más rojas y con menor actividad de formación estelar que las demás galaxias

miembros; excepto para pares con separaciones relativas $r_p < 15 \text{ kpc } h^{-1}$. En este trabajo hemos analizado una muestra de galaxias interactuantes en grupos y cúmulos seleccionados a partir del SDSS-DR7 y presentamos un análisis de distintas propiedades comparada con una muestra control de galaxias en grupos sin compañeras cercanas y con galaxias en pares de campo.

2. Datos

A partir de un total de 904622 galaxias en SDSS-DR7, aplicando el límite de separaciones proyectadas $r_p < 25 \text{ kpc } h^{-1}$ y velocidades radiales relativas $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$ se obtuvo un catálogo de 1958 pares de galaxias con $z < 0,1$ y sin AGNs. Se llevó a cabo una clasificación en términos de la intensidad de la interacción a partir de las distorsiones morfológicas observadas en imágenes ópticas obtenidas mediante una composición de las cinco bandas de Sloan (u, g, r, i, z), siguiendo el trabajo de Alonso et al. (2007). Se han definido tres categorías (ver Figura 1):

- ★ **Pares con evidencia de proceso de fusión.** (*merging pairs*=M)
- ★ **Pares que muestran puentes y corrientes de mareas, pero no necesariamente están en fusión.** (*tidal pairs*=T)
- ★ **Pares que no muestran morfologías distorsionadas.** (*non disturbed pairs*=N)

Luego se correlacionó con el catálogo de grupos (Zapata et al. 2009, extendido para incluir grupos de al menos cuatro miembros), y se obtuvieron dos submuestras: pares de galaxias de campo (1298 pares) y pares de galaxias pertenecientes a grupos (660 pares), y de esta última muestra se obtuvo una submuestra de pares de galaxias en grupos con más de 10 miembros (260 pares).

En la tabla 1 se muestran los porcentajes de M, T y N en distintos ambientes de densidad.

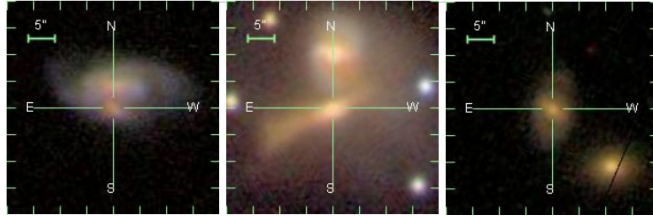


Figura 1. Ejemplos de galaxias pares con distinta clasificación: **M**: SDSS J123222.25+000038.0 (panel izquierdo), **T**: SDSS J142246.68+375942.9 (panel medio) y **N**: SDSS J102218.13+483756.8 (panel derecho). Las tres imágenes son compuestas en los cinco filtros.

3. Análisis

3.1. Análisis de la formación estelar y distribución de los colores

Se realizó un análisis de las distribuciones de los índices de colores ($u - r$) y del índice $D_n(4000)$ (indicador de la edad de la población estelar) para pares de

Tabla 1. Porcentajes para pares de galaxias de campo (arriba), galaxias pertenecientes a grupos con al menos cuatro miembros (medio) y galaxias pertenecientes a grupos con más de diez miembros (abajo).

Clasificación	Número de pares	Porcentajes
M	146	11.25 %
T	367	28.27 %
N	784	60.40 %
M	58	8.79 %
T	221	33.49 %
N	380	57.58 %
M	19	6.71 %
T	86	30.39 %
N	178	62.90 %

galaxias en campo y en grupos, en comparación con la muestra control de galaxias en grupos sin compañeras cercanas (ver Fig.2). Se observa en ambos gráficos claramente una bimodalidad, lo que indicaría que la transformación ha sido muy rápida y eficiente en estos sistemas, por lo que no se observa una población intermedia. Podemos destacar la gran diferencia que existe para los procesos de formación estelar en galaxias pares, donde ésta se ve incrementada sobre todo por los mecanismos de interacción, contra los procesos que experimentan las galaxias dentro de cúmulos donde la formación estelar es muy pobre.

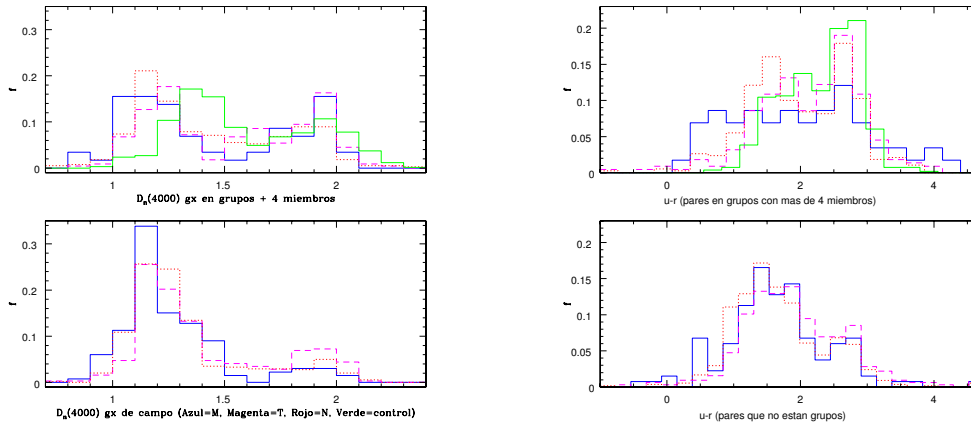


Figura 2. Arriba: Distribución del índice $D_n(4000)$ (izquierda) y distribución de $(u-r)$ (derecha) para pares de galaxias pertenecientes a grupos con al menos cuatro miembros y muestra control. Abajo: Distribución del índice $D_n(4000)$ (izquierda) y distribución de $(u-r)$ (derecha) para pares de galaxias que no se encuentran en grupos. En ambos gráficos la línea sólida azul representa pares M, la línea discontinua magenta pares T, la línea roja de puntos representa pares N y la línea sólida verde representa la muestra control de galaxias que pertenecen a grupos pero no poseen compañeras cercanas

3.2. Fracción de galaxias azules y de población estelar joven en grupos de galaxias

Se calcularon las fracciones de galaxias con $D_n(4000) < 1,5$ y $(u - r) < 2$ para las galaxias pares y de la muestra control en función de la distancia al centro del grupo. Debemos destacar que la tendencia es mayor en el índice $D_n(4000)$ ya que en los colores no se aprecia una tendencia muy clara, si bien se observó que las fracciones de galaxias azules aumentan hacia las periferias de los grupos, quedando el centro poblado por galaxias rojas y con escasa formación estelar (ver Fig. 3).

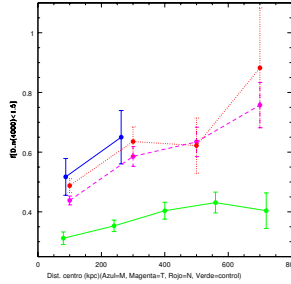


Figura 3. Fracción de galaxias con $D_n(4000) < 1,5$ en función de la distancia al centro del grupo.

4. Conclusiones

Se observa que los procesos de fusión toman lugar preferentemente en el campo, y disminuyen a medida que aumenta el número de miembros del grupo.

Las distribuciones de $u - r$ y $D_n(4000)$ de pares de galaxias en grupos muestran que las galaxias de la muestra control son más rojas y con poblaciones estelares viejas. Sin embargo las galaxias que se encuentran en pares muestran una distribución corrida hacia el azul y hacia bajos valores de $D_n(4000)$. Estas tendencias son más notables en los pares M.

Estudiando las fracciones con $D_n(4000) < 1,5$ y $u - r < 2$ en función de la distancia al centro del grupo, concluimos que la formación estelar se ve incrementada para las galaxias pares, siendo cada vez mayor hacia las periferias de los grupos.

Referencias

- Alonso, M.S., Tissera, P.B., Coldwell, G. & Lambas, D.G., 2004, MNRAS, 352, 1088.
 Alonso M. S., Lambas D. G., Tissera P., Coldwell G., 2007, MNRAS, 375, 1017.
 Barton, Geller & Kenyon, 2000, ApJ, 530, 660.
 Lambas D.G., Tissera P.B., Alonso M.S. & Coldwell G., 2003, MNRAS 346, 1189
 Zapata T., Perez J., Padilla N., Tissera P., 2009, MNRAS, 394, 2229

PRESENTACIÓN MURAL

Identification of Pairs of Active Galactic Nuclei

G. A. Oío^{1,2}, I. Araya³ & L. Vega Neme^{2,3}

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

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental-Córdoba, Argentina*

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

Abstract. We analyze a sample of galaxies extracted from “Veron Catalog of Quasars & AGN, 13th Edition”. We had identified AGN pairs using projected angular separation of 100 kpc and $\Delta V_r < 500$ Km/s, up to $z = 1$ (approximately 50% of total). The proportion of AGN pairs is about 2.7 % for nearby galaxies ($z < 0.025$) and falls to less than 1% for galaxies around $z = 0.2$. Taking into account the parameters listed in the Catalogue, we found no correlation between the properties of AGN belonging to pairs compared to isolated systems.

Resumen. En esta contribución analizamos una muestra de galaxias extraída del catálogo “Veron Catalog of Quasars & AGN, 13th Edition”. Identificamos pares de AGN usando como criterios una separación angular proyectada de 100 kpc y $\Delta V_r < 500$ km/s, hasta $z = 1$ (aprox. 50 % del total). La proporción de pares de AGN es de aproximadamente 2.7 % para galaxias cercanas ($z < 0.025$), y este porcentaje cae a menos que 1 % para galaxias a $z = 0,2$. Tomando en cuenta los parámetros listados en el Catálogo, no encontramos ninguna correlación entre las propiedades de AGN pertenecientes a pares comparados con los de los sistemas aislados.

1. The Catalogue

The present edition of the catalog made by Véron-Cetty and Véron contains 168941 objects, from wich 133336 are quasars, 1374 are BL Lac objects and 34231 are active galaxies (including 15627 Seyfert 1 galaxies). The 13th edition includes positions and redshifts, as well as photometry (U, B, and V) and 6-cm and 20-cm flux densities. It has a cutoff magnitude of $B=27$ and (as in previous editions) no information about absorption lines or X-ray properties is given, but absolute magnitudes are provided, assuming a Hubble constant $H_0 = 71$ km/s/Mpc and a deceleration parameter $q_0 = 0$. They have defined a quasar as a starlike object, or an object with a starlike nucleus, with broad emission lines and brighter than absolute magnitude $M_B=-23$. In order to separate the different types of Seyfert, they have adopted the more quantitative classification introduced by Winkler (1992). The absolute magnitude M_B computed assuming $H_0=50$ km.s⁻¹.Mpc⁻¹, $q_0=0$, and an optical spectral index α (defined as $S \propto \nu^{-\alpha}$) equal to 0.3 (Francis et al. 1991), as follows:

$$M = m + 5 - 5 \times \log D - k + \Delta m(z) \quad (1)$$

where m is the B magnitude, $D = c/H_0 \times A$, with A the photometric distance (Terrell 1977):

$$A = z \left[1 + \frac{z(1 - q_0)}{(1 + 2q_0z)^{0.5} + 1 + q_0z} \right] \quad (2)$$

where z is the redshift; $k = -2.5 \log(1 + z)^{1-\alpha}$ is the k correction, $\Delta m(z)$ is a correction to k taking into account the fact that the spectrum of quasars is not strictly a power law of the form $S \propto \nu^{-\alpha}$, but is affected by emission lines and by the Ly α forest thus depleting the continuum to the blue of Ly α .

2. Sample

We used the software Mathematica v7.0 to select apparent galaxy pairs such that their mutual projected distance is less than 100 Kpc. We first computed the distances to each galaxy by means of:

$$Dc = Dh \int_0^z dz' / E(z') \quad (3)$$

where $Dh \equiv c/H_0$ and $E(z) \equiv \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}$. We adopted a flat cosmology adopting $H_0=71$ km/s/Mpc, $\Omega_M=0.29$, $\Omega_k=0$ and $\Omega_\Lambda=0.71$. We used the distances to each galaxy and the equatorial coordinates to compute their mutual projected separations (in Kpc). After this, we selected those apparent pairs such that the separation was less than 100 Kpc. Finally, we performed a second cut on radial velocity such that $\Delta V_r < 300$ km/s in order to obtain our working sample of AGN pairs (AGNPs).

3. Results

We obtained AGNPs up to $z=0.2$ at intervals of $z=0.025$. The results of each pair counting are shown in the Table below:

Δz	AGN (VV)	AGNPs	%
0.000 - 0.025	916	25	2.7
0.025 - 0.050	1597	24	1.5
0.050 - 0.075	2102	42	2.0
0.075 - 0.100	2341	12	0.5
0.100 - 0.125	2247	10	0.4
0.125 - 0.150	2447	8	0.3
0.150 - 0.175	1955	2	0.1
0.175 - 0.200	2034	2	0.1

Figure 1 shows the distribution of AGN and AGNPs up to $z=1$ and $z=0.25$. In these histograms, Seyfert 1, Seyfert 2 and LINERs are grouped into the

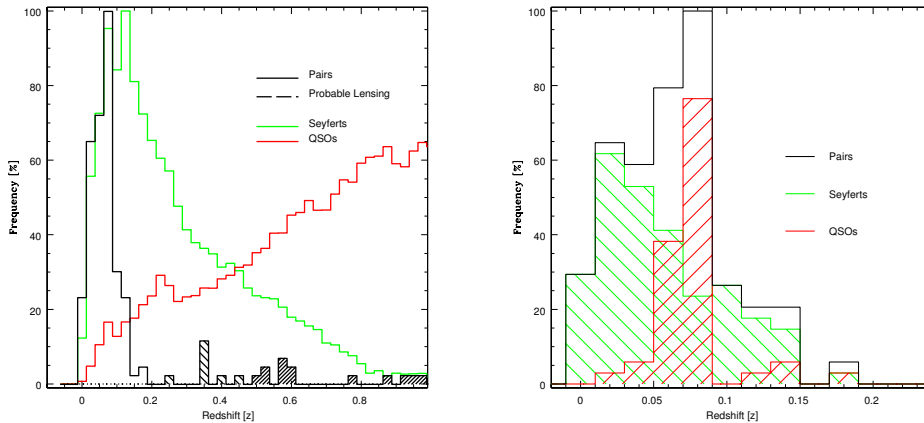


Figure 1. *Left:* Distribution of Seyferts (green) and QSOs (red) from V&V Catalogue. The distribution of AGNPs (black) is shown overplotted to these histograms. *Right:* AGNPs distribution for $z < 0.25$.

denomination ‘‘Seyferts’’, while quasars, blazars and non-classified AGNs are grouped into ‘‘QSOs’’. It is noteworthy that there is a small percentage of false pairs due to lensing effects. As this ambiguity becomes important from $z \sim 0.2$, we will not consider these systems as possible AGNPs. From the distribution of nearby pairs (right panel) it can be seen that for z less than ~ 0.06 the majority of pairs are Seyferts, while QSOs are concentrated around $z \sim 0.075$. Examples of AGNPs are illustrated in Figure 2, for different redshifts.

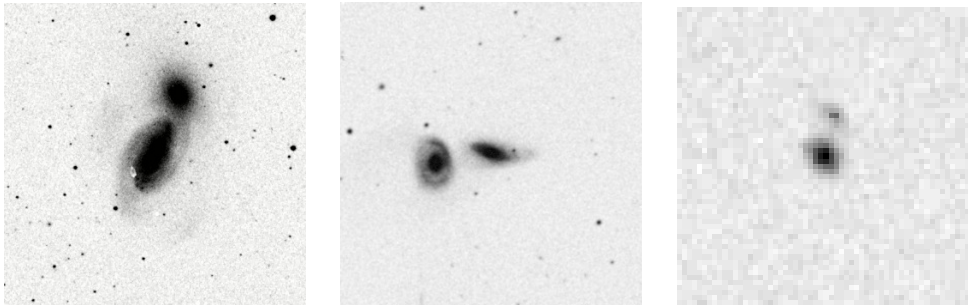


Figure 2. Examples of AGNPs: NGC3226+NGC3227 ($z=0.03$, image $10' \times 10'$; left), NGC833+NGC835 ($z=0.013$, image $5' \times 5'$; center) and PC0116+0126A+B ($z=0.087$, image $1' \times 1'$; right). All images from NED.

We explore the dependence of some parameters involving fluxes in the optical and radio. There is no preferred locations for AGNPs if we consider M_V vs optical colors, as shown in Figure 1 (left). Also, in a color-color Diagram (center) the AGNPs shows no deviation from the isolated AGN distribution. Although in the Veron-Cetty’s catalog they define quasar as any object brighter than $M(B) = -23$, from the color diagrams it is observed that there are several objects that escape this classification. In Figure 1 (right) we plot $\log[Flux(6cm)/Flux(B)]$ vs $\log[Flux(B)]$. For this, we transformed optical fluxes to Jansky using

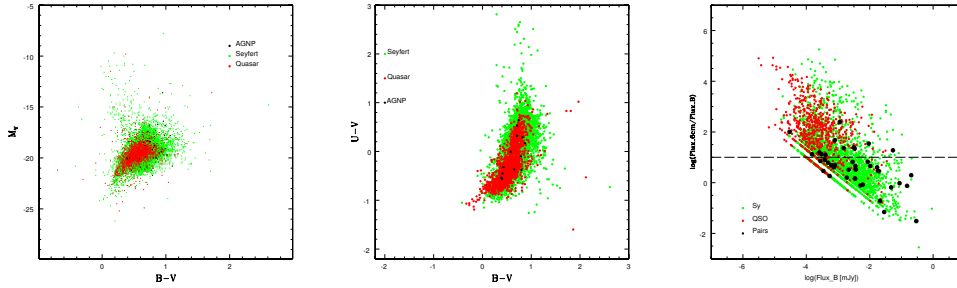


Figure 3. Absolute magnitude M_V vs $B - V$ -color (left) and $U - B$ vs $B - V$ (center). Ratio of radio (6cm) to optical flux vs optical (B) emission.

$$B = -2.5 \log f_\nu(\lambda) + 1.25 \log(\lambda/4400) - 48.36 \quad (4)$$

In the last diagram a line was drawn on $F(\text{radio}/B) = 10$ to arbitrarily separate radio loud galaxies from radio quiet. We only detect a possible trend on the locus of AGNPs towards the radio-quiet region, but this could be due to the fact that most of the AGNPs are Seyferts when working at low- z . We do not show M_V vs $U - B$ plot as it shows the same behavior as M_V vs $B - V$. The same situation holds for radio fluxes, when comparing with 20cm emission.

4. Preliminary conclusions

We found a percentage of AGN pairs of 2.7% for AGN at $z < 0.025$ and 2% for $z < 0.1$. This percentage falls down to much less than 1% when considering further galaxies. We do not compare our results with a catalogue of normal galaxies, in order to see any difference in the distributions of pairs. Although there are several works on interaction of galaxies, these works have different selection criteria so we cannot compare their results with ours. This could be a second part of our project. The angular distribution of AGNs and AGNPs present random positions, with more data points in the northern hemisphere simply because most of the observations were taken in the north. When considering the parameters described in the Catalogue, like optical magnitudes and colors, we do not detect any deviation from those found in isolated AGN. Only in radio emission there is a hint of preference for AGNPs to lay on the radio-quiet region.

This publication was financed by the ALMA-Conicyt Fund, allocated to the project 31060010.

References

- Schmidt, Green (1983) Apj 269, 352
 Veron-Cetty, Veron (2010) A&A 518
 Hogg (2000) astro-ph/9905116v4

PRESENTACIÓN MURAL

Galaxies, their satellites and progenitors: chemical properties

I. Gargiulo^{1,2,3}, S. A. Cora^{1,2,3} & N. D. Padilla⁴

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

(2) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas(CONICET)*

(3) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET)*

(4) *Pontificia Universidad Católica de Chile*

Abstract. We use a model that combines N -body cosmological simulations of galaxy clusters and a semi-analytic model of galaxy formation (SAG: Semi-analytical galaxies; Lagos, Cora & Padilla, 2008) in order to study the properties of galaxy progenitors, using the information provided by their stellar haloes, and surviving satellites at redshift $z = 0$. We model the formation of stellar haloes by considering tidal stripping events acting on the satellite galaxies before the mergers occur, being able to follow their mass, luminosity and chemical properties. We find that the satellite galaxies have lower metallicities than the stellar haloes of central galaxies for a given host DM halo mass, as has been already noted by Lagos, Padilla & Cora (2009), using a different approach.

Resumen. Usamos un modelo que combina simulaciones cosmológicas de N -cuerpos de cúmulos de galaxias y un modelo semi-analítico de formación de galaxias (SAG: Semi-analytic galaxies; Lagos, Cora & Padilla, 2008) para estudiar las propiedades de los progenitores de las galaxias, a partir de la información provista por los halos estelares de las mismas, y de los satélites sobrevivientes a $z = 0$. Implementamos un modelo de formación de halos galácticos a partir de procesos de remoción de materia por efectos de marea (*tidal stripping*) de las galaxias satélite en los momentos previos a los eventos de fusión, siguiendo sus propiedades químicas, masa y luminosidad. Encontramos que las metallicidades de las galaxias satélites son menores que la de los halos de galaxias centrales para una dada masa del halo de materia oscura que las alberga, como ya ha sido notado por Lagos, Cora & Padilla (2009), a partir de un diferente enfoque.

1. Introduction

In the context of hierarchical structure formation, Searle & Zinn (1978) first suggested that present day galaxies were formed via the complete disruption of satellites by more massive central objects. Under this assumption, the stellar haloes must likely be formed via the capture of stripped fragments of the infalling

objects as a result of tidal effects (e.g., De Lucia & Helmi 2008). In the last decade, a large number of observational studies have been published with a considerable amount of information about the metallicities and abundance ratios of stars in the Milky Way (MW) satellites (Shretone et al. 2001; Venn et al. 2004; Tolstoy & Venn 2005, Helmi et al. 2006), reviving the discussion about the possibility of explaining the properties of the components of the MW under the assumption of mergers. An intriguing trend for dwarf spheroidals (dSph) stars with lower α -abundances than the MW halo stars, at least in the Solar neighbourhood, was first noted by Shretone et al. (2001), and then confirmed by the other cited studies, who also found $[\alpha/\text{Fe}]$ differences of about 0.1 - 0.3 dex. These results are often quoted as arguments against the hierarchical structure formation paradigm (e.g. Geisler et al. 2007; Tolstoy & Venn 2005), because the surviving satellites have different features than the “building blocks” (BBs) of the MW. Another argument used to establish differences between the MW halo and satellites was the absence of extremely metal-poor stars (i.e. $[\text{Fe}/\text{H}] < -3.0$) in dSphs satellites (Helmi et al. 2006). However, recently, these kind of stars were found in several dSphs of the Local Group (Frebel et al. 2010; Norris et al. 2010). Lagos, Cora & Padilla (2009) proved that the higher metallicities found for the BBs respect to the satellite galaxies are a consequence of the higher peak height in the density fluctuation field occupied by the BBs during structure formation. It remains pending, however, to know if the observed features of satellite galaxies and stellar haloes in terms of abundance ratios can be naturally reproduced by a model in the context of a Λ CDM cosmology, and if so, to seek for a reasonable explanation for these trends. The aim of this work is to address these problems.

1.1. Stellar Haloes modelling

In this study, we implement the formation of stellar haloes in the semi-analytic model of galaxy formation and evolution SAG (Lagos, Cora & Padilla 2008), which is then combined with cosmological simulations of galaxy clusters. We assume that in each merger event, a fraction of the infalling galaxy stellar disc is stripped away and becomes part of the central galaxy stellar halo. For this purpose, we assume an exponential surface mass distribution for infalling galactic discs, and compute the tidal radius given by $R_s = D(m/3M)^{1/3}$ (Binney & Tremaine 1987), where m is the satellite mass, M is the central galaxy mass and D is the distance between them. D is chosen so that the average stellar halo mass of the MW like galaxies represent less than 5 per cent of their total stellar mass. For this study, D was set to seven times the scale radius of the central galaxy disc. Once the tidal radius is obtained, all the mass of the satellite disc beyond this radius is considered to be bound to the central galaxy and contribute to form the stellar halo. The stripped mass is summed to the central halo mass and subtracted to the satellite accordingly. We also follow the chemical properties and luminosities of the stellar haloes formed.

2. Analysis and preliminary results

In this work, we study the chemical properties of central galaxies, their stellar haloes and the satellite galaxies population. The left panel of Fig. 1 shows the average metallicities of central galaxies, satellite galaxies and their respec-

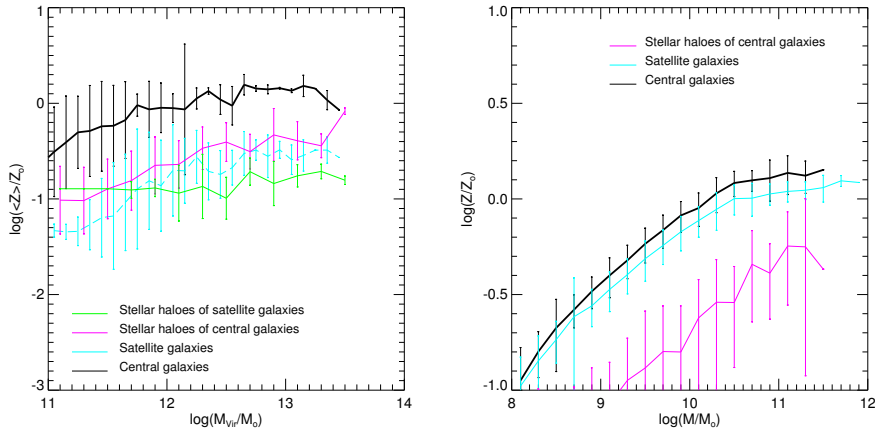


Figure 1. *Left panel:* Average metallicities of central and satellite galaxies, and of their respective stellar haloes, as a function of their host DM halo mass. *Rigth panel:* Metallicities of central galaxies and their stellar haloes, and of satellite galaxies, as a function of stellar mass.

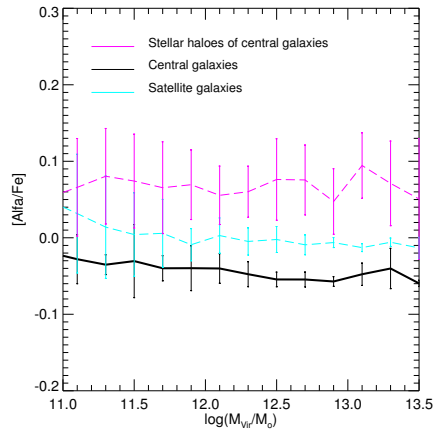


Figure 2. Average $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance ratio of central galaxies and their stellar haloes, and of satellite galaxies, as a function of host DM halo mass.

tive stellar haloes as a function of the virial mass of the dark matter (DM) haloes hosting the galaxies; mean values are taken for galaxies within each virial mass bin. We observe that central galaxies have higher metallicities than their satellites, as has been already shown by Lagos, Cora & Padilla (2009). The metallicities of the stellar haloes of both central and satellite galaxies are lower than their corresponding host galaxies. We also plot the average metallicities of the central galaxies and their stellar haloes, and of the satellite galaxies as a function of the stellar mass of central and satellite galaxies, respectively (right panel of Fig. 1). From our model, we observe that satellite galaxies have lower

metallicities than central ones for the whole stellar mass range considered. It is interesting to note that these trends do not follow those observed by Pasquali et al. (2010) (see their Fig. 4), where the satellite galaxies present higher metallicities than the central galaxies for stellar masses below $10^{10} M_{\odot}$. The more enriched satellite galaxies found from the analysis of observational results can be interpreted as partially stripped galaxies that survive to the present epoch, which were more massive in the past, and therefore, were able to achieve higher metal abundances. This possible explanation for the disagreement between our model results and observations encourages us to find a better way to model the stripping of stars and gas, accounting for the gradual action of stripping events without completely destroying the satellite galaxies.

Finally, Fig. 2 shows the abundance ratio of α -elements with respect to iron of the central galaxies and their stellar haloes, and of satellite galaxies as a function of their host DM halo mass. We find an excess of $[\alpha/\text{Fe}]$ in stellar haloes compared to satellite galaxies of about 0.1 dex in the entire DM halo mass range. These results are consistent with the trends observed by Shetrone et al. (2001), Venn et al. (2004), and Tolstoy & Venn (2005), among others, although the $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance ratio for stellar haloes in our model are lower by ≈ 0.2 dex than the observed ones. On the other hand, the $[\alpha/\text{Fe}]$ ratio of the extremely metal-poor star observed recently by Norris et al. (2010) in a dSph galaxy is higher than the average value for the Galactic halo. Thus, both observational and theoretical results indicate that the scenario for the formation of the stellar halo and its connection with the satellite galaxies is still under debate. Our aim is to study in detail the origin of the abundance patterns of satellite galaxies and stellar haloes taking into account the impact of different aspects, such as, different models for SNIa, which are the greater contributors of Fe, the time-scales of star formation and chemical contamination, and the existence of a variable Initial Mass Function.

References

- De Lucia, G., Helmi, A. 2008, MNRAS, 391, 14
 Frebel, A., Kirby, E. N., Simon, J. D. 2010, Nature, 464, 72
 Geisler, D. et al. 2007, PASP, 119, 939
 Lagos, C., Cora S.A., Padilla N.D. 2008, MNRAS, 388, 587
 Lagos, C., Padilla, N.D., Cora S.A. 2009, MNRAS, 397L, 31
 Norris, J.E., et al. 2010, ApJ, 711, 350
 Pasquali, A., et al. 2010, MNRAS, 407,937
 Searle, L., Zinn, R. 1978, ApJ, 225, 357
 Shetrone, M.D., Coté, P., Sargent, W.L.W. 2001, ApJ, 548, 592
 Tolstoy, E., Venn, K. 2005, HiA, 13, 548
 Venn, K. A., et al. 2004, AJ, 128, 1177

PRESENTACION MURAL

Cúmulos de Galaxias de baja Luminosidad X a $z \sim 0.25$: Fotometría profunda con MOSAIC II-CTIO

J. L. Nilo Castellón^{1,2}, Y. Órdenes², F. Ramos², M. V. Alonso^{1,3}, H. Cuevas², E. R. Carrasco⁴, D. García Lambas^{1,3} & A. Ramírez²

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental,*
(IATE-CONICET), Laprida 922, Córdoba, Argentina.

(2) *Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de La Serena, Cisternas 1200, La Serena, Chile.*

(3) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC-UNC), Laprida 854, Córdoba, Argentina.*

(4) *Gemini Southern Operation Center, Casilla 603, La Serena, Chile.*

Abstract. We present preliminary results about photometric and spectroscopic properties of three low X-ray galaxy clusters: RX J0533.8-5746 ([VMF]045, $z \sim 0.29$), RX J0533.9-5809 ([VMF98]046, $z \sim 0.198$) y RX J1204,3-0350 ([VMF98]113, $z \sim 0.26$).

We discuss the Color-Magnitude and Color-Color Diagrams and density maps of these clusters of galaxies. This study is part of a project to obtain photometric and spectroscopic properties of low X-ray galaxy clusters in the redshift regime of 0.1 to 0.5. The main goal is to understand the role of these intermediate-mass systems in the morphological evolution of galaxies and how these systems contribute to the hierarchical structure formation in the Universe.

Resumen. Se presentan resultados preliminares de la determinación de propiedades fotométricas de tres cúmulos de galaxias de baja luminosidad X: RX J0533.8-5746 ([VMF]045, $z \sim 0.29$), RX J0533.9-5809 ([VMF98]046, $z \sim 0.198$) y RX J1204,3-0350 ([VMF98]113, $z \sim 0.26$).

Se discuten los diagramas Color-Magnitud y Color-Color y mapas de densidad de estos cúmulos de galaxias. Este estudio es parte de un proyecto que busca determinar propiedades fotométricas y espectroscópicas de cúmulos de galaxias pobres en luminosidad X con corrimientos al rojo entre 0.1 y 0.5. El objetivo es comprender el rol que cumplen estos sistemas de masa intermedia en la evolución morfológica de las galaxias, y como éstos sistemas contribuyen a la formación jerárquica de estructuras en el Universo.

1. Introducción

El análisis de cúmulos a altos corrimientos al rojo y su vinculación con el universo cercano es un tema actual de debate. Mientras los cúmulos más masivos han sido ampliamente estudiados, a los sistemas de masas intermedias y bajas se

les ha prestado menos atención. Éstos cúmulos son de gran importancia para el estudio de la evolución de la morfología de las galaxias (Poggianti et al. 2009, Dressler et al. 2009). Por este motivo, nos encontramos realizando un estudio fotométrico detallado de una muestra de sistemas de masa intermedia de baja luminosidad X, seleccionados del 160 Square Degree ROSAT Cluster Survey (Vikhlinin et al. 1998, Mullis et al. 2003). Entre los objetivos pretendemos definir las características de estos sistemas a distintos corrimientos al rojo, y determinar la contribución de los cúmulos de baja masa a la formación de estructuras en el modelo jerárquico.

2. Imágenes y Catálogos fotométricos

Los cúmulos de galaxias fueron observados fotométricamente en los filtros B, V, R_c e I_c usando la cámara MOSAIC II del Telescopio Victor M. Blanco de 4m del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, en Chile.

Para la detección de objetos y la determinación de los principales parámetros fotométricos y astrométricos usamos SExtractor v2.5.2 (Bertin & Arnouts, 1996) usando la imagen en el filtro R_c como referencia. Los colores se obtuvieron utilizando SExtractor en modalidad dual-image. Se obtuvieron magnitudes totales (MAG_AUTO, Kron, 1980) y magnitudes dentro de aberturas de 20 pixeles (MAG_APER) para la determinación de los colores. En este análisis preliminar solamente usamos el parámetro CLASS_STAR para la separación entre estrellas y galaxias. Hemos considerado como galaxias aquellos objetos con CLASS_STAR < 0.9 . Este procedimiento permite alcanzar magnitudes límites entre $M_R \sim -14.7$ y -15.7 y un pico en la distribución de colores entre $(R_c - I_c) \sim 0.5$ y 0.7 . Basados en las magnitudes y colores, se estimaron corrimientos al rojo fotométricos de las galaxias entorno a los cúmulos utilizando el programa ANNz descrito por Collister & Lahav (2004).

3. Diagramas Color-Magnitud y Color-Color

En la Figura 2 se presentan los Diagramas Color-Magnitud (paneles superiores) y Color-Color (paneles inferiores) ópticos de los tres cúmulos de galaxias mostrando todos los objetos clasificados como galaxias dentro de un diámetro de 2 Mpc.

Si bien, en los Diagramas Color-Magnitud de los cúmulos [VMF98]46 y [VMF98]113 es claramente visible la presencia de una secuencia roja en torno a $(R_c - I_c) \sim 0.6$, la parte más brillante del primero está contaminada por un grupo de galaxias con magnitudes entre $M_R = -22$ a -24 y posee 5 galaxias azules que contaminan la secuencia roja. El cúmulo [VMF98]045, en cambio, no posee una secuencia roja bien definida, siendo la distribución más ancha. Por no poseer información espectroscópica para confirmar los miembros del cúmulo, no se puede tener una conclusión definitiva respecto a si es un fenómeno intrínseco del cúmulo, o es producto de la contaminación de galaxias de fondo.

En los Diagramas Color-Color, los contornos representan la distribución de todas aquellas galaxias con magnitudes más brillantes que $R_c = 23 \text{ mag}$, sin

selección por morfología. Para los cúmulos [VMF98]046 y [VMF98]113 podemos distinguir claramente en ellas la distribución bi-modal de las galaxias rojas y azules, característica de cúmulos dinámicamente relajados. Este fenómeno no está claramente presente en el Diagrama Color-Color del cúmulo [VMF98]045, que se encuentra a mayor corrimiento al rojo.

4. Mapas de Densidad Proyectada de Galaxias

La Figura 2 corresponde a mapas de densidad proyectada de galaxias con magnitudes más brillantes que $R_c=23\ mag$, hasta 0.1 en corrimientos al rojo estimados fotométricamente, dentro de un diámetro de 1 Mpc para los tres cúmulos de galaxias. Estos mapas fueron generados con el programa de análisis estadístico y gráfico R. Círculos verdes representan las 4 galaxias más brillantes que dominan los sistemas. Podemos distinguir que el cúmulo más cercano presenta una densidad central mejor definida. Los cúmulos más lejanos, al contrario, presentan una distribución bimodal, con centros desplazados entre $30''$ a $1'$ con respecto al pico de la radiación X. En el caso del cúmulo 113, existen cuatro galaxias entre los dos picos de densidad que corresponden a las más brillantes. Para [VMF98]045 al contrario, a excepción de una galaxia, todas las más brillantes se encuentran concentradas entre las dos sobredensidades.

5. Comentarios Finales

Las propiedades fotométricas que podemos distinguir en este estudio preliminar, nos muestran que los tres cúmulos de galaxias se encuentran en estados evolutivos semejantes, aunque presentan algunas diferencias entre más lejanos y el más cercano. Mientras que [VMF98]046 a $z\sim 0.19$ muestra señales características de cúmulos de galaxias ya virializados como ser: secuencia roja ajustada y bien definida, ausencia de sobredensidades en mapas de densidad proyectada y Diagrama Color-Color claramente bimodal, los cúmulos más lejanos, a $z\sim 0.3$, presentan ciertas sobredensidades que indicarían que se encuentran en un estado de acreción de estructuras para llegar a ser un sistema dinámicamente más relajado.

Referencias

- Bertin, E. & Arnouts, S., 1996, A&AS, 117, 393
Collister, A. A. & Lahav, O., 2004, PASP, 116, 345
Dressler, A. et al., 1997, MNRAS, 283, 1388
Poggianti, B. M. et al., 2009, ApJ, 697, 137
Hook, I. M. et al., 2004, PASP, 116, 425
Vikhlinin A., et al., 1998, ApJ, 502, 558

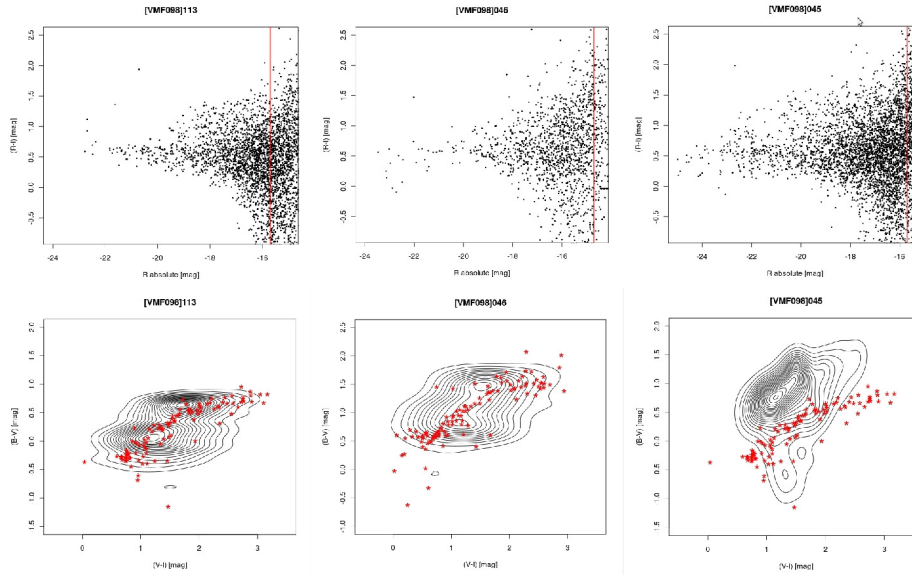


Figura 1. *Arriba:* Diagramas Color-Magnitud para los tres cúmulos de galaxias, ordenados de izquierda a derecha de menor a mayor corrimiento al rojo. Líneas verticales muestran el límite de magnitudes en cada caso. *Abajo:* Diagramas Color-Color ópticos ($V-I_c$ vs $B-V$) para todas las galaxias con $R_c < 23 mag$. En rojo se observan los objetos con $R_c < 23 mag$ y $CLASS_STAR > 0.90$.

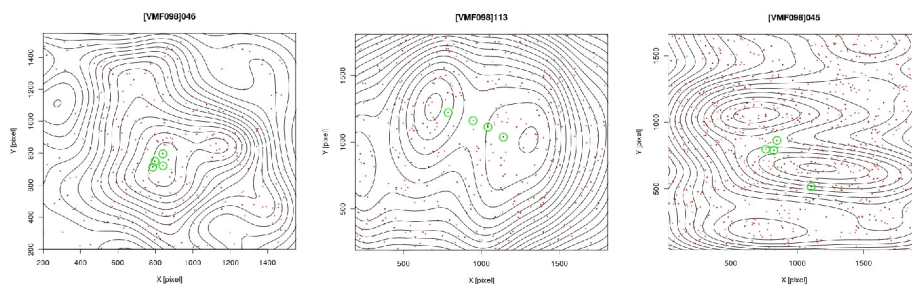


Figura 2. Contornos de densidad proyectada de galaxias en los tres cúmulos estudiados. Se incluyeron todos los objetos con $CLASS_STAR < 0.90$ y $R_c < 23 mag$ dentro de $500 \times 500 [kpc]$. Los mapas están en pixeles. Norte es arriba y Este a la izquierda.

PRESENTACIÓN MURAL

Witnessing the Formation of Galaxy Clusters: Photometric and Spectroscopic Evidence of Sub-Structures in RX J1124,3-1700 ([VMF98]102) at $z \sim 0.41$

J. L. Nilo Castellón^{1,2}, M. V. Alonso^{1,3}, H. Cuevas², E.R. Carrasco⁴, D. García Lambas^{1,3} & A. Ramírez²

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, (IATE-CONICET), Laprida 922, Córdoba, Argentina.

(2) Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de La Serena, Cisternas 1200, La Serena, Chile.

(3) Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC-UNC), Laprida 854, Córdoba, Argentina.

(4) Gemini Southern Operation Center, Casilla 603, La Serena, Chile.

Abstract. We present a photometric and spectroscopic study of the poor cluster RX J1124,0-1700 ([VMF98]102) based on GMOS/Gemini South observations. The cluster shows a complex morphology, with a mean redshift of 0,409 and a velocity dispersion of 674,94 km/s. Using deep photometry in the r' band, we find evidence of overdensities in the projected galaxy distribution, showing at least three sub-structures in the cluster neighborhoods. We obtained spectral data of two of them (North and South sub-structure), showing a separation of about 2000 km/s in the cluster rest of frame. These evidences suggest that the cluster [VMF98]102 is an example of a poor cluster in process of accreting sub-structures to become a rich cluster.

Resumen. Presentamos un estudio fotométrico y espectroscópico del cúmulo pobre RX J1124,0-1700 ([VMF98]102) basados en observaciones realizadas en GMOS/Gemini South. El cúmulo muestra una morfología compleja, con un corrimiento al rojo promedio de 0,409 y una dispersión de velocidades de 674,94 km/s. Usando fotometría profunda en la banda r' , encontramos evidencias de sobredensidades en la distribución proyectada de galaxias, mostrando al menos 3 subestructuras en las vecindades del cúmulo. Obtuvimos información espectroscópica de 2 de ellos (subestructuras Norte y Sur) mostrando una separación de 2.000 km/s aproximadamente. Estas evidencias sugieren que el cúmulo [VMF98]102 sería un ejemplo de cúmulo pobre en proceso de acreción de subestructuras para convertirse en un cúmulo rico.

1. Introduction

The morphology content of galaxy clusters at intermediate redshifts differs significantly from those nearby clusters (Dressler et al. 1997). Analyzing clusters

at higher redshifts and their connection to present day cluster properties is a subject of debate. Galaxy properties, as morphology, luminosity, mass, age, etc. and intracluster medium are expected to be strongly related to cluster assembly.

Massive systems have been widely studied both in the nearby universe and at higher redshifts. Intermediate mass systems were not systematically nor deeply studied. They are very important to understand the galaxy evolution in the hierarchical model. Deep photometric and spectroscopic studies of these intermediate-mass systems at different redshifts would allow us to disentangle the different mechanisms involve in their evolution as ram pressure, galaxy interactions, etc.

To try to understand the cluster assembly and evolution, we selected the intermediate-mass low X-ray galaxy cluster RX J1124,0-1700 ([VMF98]102) from the 160 Square Degree ROSAT Cluster Survey (Vikhlinin et al. 1998). This intermediate-mass system was selected to test the different formation mechanisms. As pointed out by Poggianti et al. (2009), these low mass systems, should show that morphological evolution does not occur exclusively in massive clusters, being actually more conspicuous in low mass clusters.

2. The Data

The cluster was observed both, in photometry and spectroscopy, using the Gemini Multi-Object Spectrograph (Hook et al. 2004, hereafter GMOS) at the Gemini South telescope during the system verification process. The photometry was obtained only in the r' band. We use SExtractor v2.5.0 (Bertin & Arnouts, 1996) to detect objects and to obtain relevant photometric parameters. We adopt the MAG_AUTO as the object total magnitudes. Figure 1 shows the magnitude distribution for all the galaxies in the cluster field of view. The histogram shows that our limit magnitude reach to $r'=26,5$ mag. We selected objects with $r' < 23$ mag ($Mr' = -18,16$) to be observed with GMOS in the MOS mode. We used one mask to observe 38 objects of which 16 were confirmed as galaxy cluster members.

Our procedure to measure radial velocities consist in inspect the spectra to search for obvious absorption and/or emission features. Then, two IRAF routines were used: RVIDLINE and FXCOR both, within the RV package. RVIDLINE was used in galaxies with clear emission lines, while FXCOR was applied in early-type galaxies. Right pannel of Figure 2 shows clearly foreground and background structures while left pannel shows the radial velocity distribution of the cluster. Using the 3 sigma-clipping iteration we identified redshift positions of the cluster members. Therefore, the mean redshift of the cluster is 0,409, with a velocity dispersion of 674,94 km/s. There is a background cluster identified in the velocity space (7 galaxies) at 0,440 with a velocity dispersion of 673,68 km/s, but is not considered in this analysis (Figure 2 right).

3. Galaxy projected Distribution Map

Figure 3 shows the r' band image in the neighborhoods of the studied cluster (left pannel) and the galaxy projected distribution (right pannel) generated with the lattice package in the R software environment¹. Black contours represent objects within the magnitude limits while red contours the spectroscopic sample. Three overdensities are clearly identified: the North sub-structure located at 1 arcmin of the center image; the South one at 2 arcmin of the center and the third one, 2,5 arcmin in the south-west. We have spectroscopic data for the North and South sub-structures. The first one seems to be composed of galaxies with lower redshifts ($z\sim 0,406$) than the South sub-structure ($z\sim 0,413$). The difference in radial velocities of the two sub-structures is about 2100 [km/s].

4. Final Comments

The main goal of this project is to determine the spatial and velocity structures in the cluster and eventually determine the mechanisms that contribute to the morphological galaxy evolution in these clusters. This work is part of an ongoing project to study intermediate-mass low X-ray galaxy clusters.

In this work we present a preliminary photometric and spectroscopic analysis of the low X-ray luminosity galaxy cluster [VMF98]102. We find at least two sub-structures in the cluster velocity space with mean redshifts of 0,406 and 0,413. These evidences suggest that [VMF98]102 is a cluster in process of accreting sub-structures to become a rich cluster.

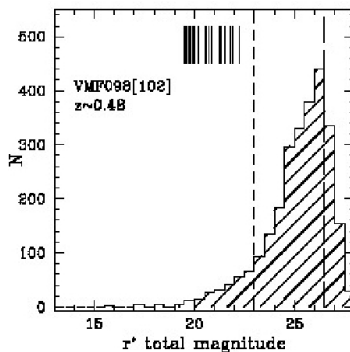


Figure 1. Total magnitude distribution in the r' band. The long-dashed (short-dashed) line indicates the limiting magnitude of the photometric (spectroscopic) sample. Sticks on the upper part of the box represents r' magnitude of the objects observed spectroscopically.

¹R is a language and environment for statistical computing and graphics, designed by Robert Gentleman and Ross Ihaka of the Statistics Department of the University of Auckland. <http://www.r-project.org/>

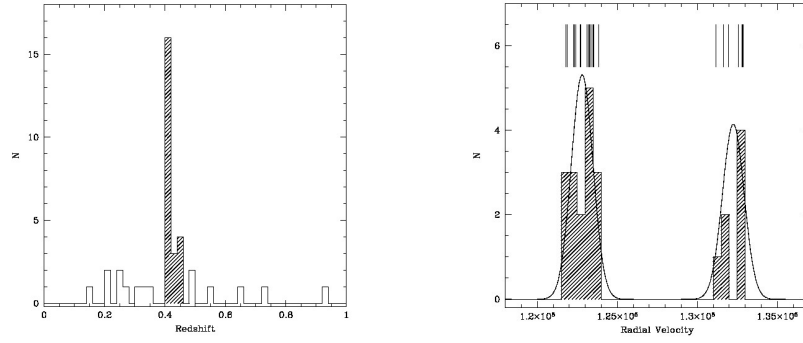


Figura 2. *Left:* Redshift distribution of the observed spectra. The shaded histograms indicate the cluster location in the redshift space.
Right: Radial Velocity distribution. Sticks on the upper part of the box indicates individual velocities for those objects observed spectroscopically.

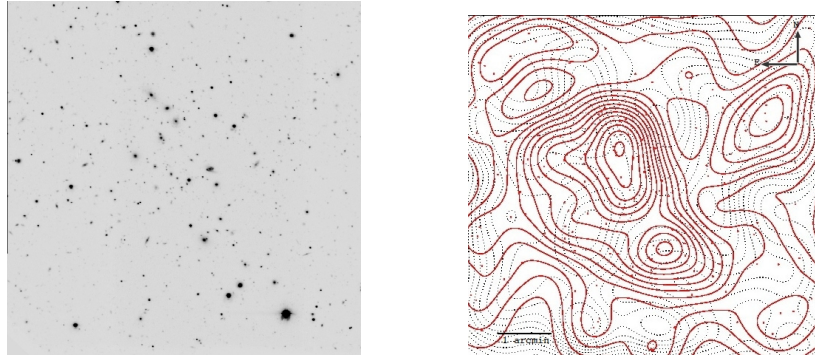


Figura 3. *Left:* $5' \times 5'$ arcmin² of the r' band image of the cluster [VMF98]102.
Right: galaxy projected distribution in the cluster neighborhoods.

Referencias

- Bertin, E. & Arnouts, S., 1996, A&AS, 117, 393
 Dressler, A. et al., 1997, MNRAS, 283, 1388
 Poggianti, B. M. et al., 2009, ApJ, 697, 137
 Hook, I. M. et al., 2004, PASP, 116, 425
 Vikhlinin A., et al., 1998, ApJ, 502, 558

PRESENTACIÓN MURAL

Plano Entrópico de galaxias tempranas

M. G. Volpe¹, M. V. Alonso^{2,3} & D. García Lambas^{2,3}

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE-CONICET)*

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

Abstract. Early-type galaxies are systems in quasi-equilibrium and we can assume that their specific entropy is constant. This property is reflected in the observed correlations among photometric parameters describing the galaxy profiles. We discuss preliminary results of computing the specific entropy in several clusters and groups of galaxies. The galaxy sample is a subsample of the spectro-photometric ENEAR survey (da Costa et al. 2000) of early-type galaxies in the local Universe. The Entropic Plane would allow us to understand the Fundamental Plane of early-type galaxies in dynamical terms and the processes involved in such relationships.

Resumen. Las galaxias elípticas son sistemas en estado de cuasi-equilibrio y, por lo tanto, se puede asumir que su entropía específica es constante. Esta propiedad se refleja en las correlaciones observadas entre los parámetros fotométricos que describen los perfiles de brillo de las galaxias. Se discuten resultados preliminares del cálculo de la entropía específica en diferentes cúmulos y grupos de galaxias. Las galaxias de la muestra pertenecen al relevamiento espectro-fotométrico ENEAR (da Costa et al. 2000) de galaxias tempranas en el universo local. El Plano Entrópico permitirá entender el Plano Fundamental de galaxias tempranas en términos dinámicos y los procesos fundamentales involucrados en tales relaciones.

1. Introducción

Los parámetros fotométricos y espectroscópicos de las galaxias elípticas se encuentran correlacionados. En particular, Djorgovski & Davis (1987) encontraron que el radio efectivo, el brillo superficial medio, ambos derivados del ajuste del perfil por la ley de de Vaucouleurs, y la dispersión de velocidades siguen una correlación bien definida, llamada Plano Fundamental. Del mismo modo, podemos analizar las relaciones de escala definidas a través del ajuste del perfil de brillo superficial por la ley de Sérsic. De estos ajustes se obtienen: la normalización, Σ_0 , el parámetro de escala, a , y el exponente ν . En el espacio definido por estos parámetros, las galaxias elípticas se encuentran en un plano llamado el Plano Entrópico.

Las galaxias elípticas pueden pensarse como objetos en estado de cuasi-equilibrio termodinámico y se puede, entonces, suponer que la entropía se encuentra en un máximo local. Para el cálculo de esta entropía se necesitan, además, algunas hipótesis adicionales, como: **1)** M/L constante, **2)** simetría esférica, **3)** equilibrio hidrostático y **4)** tensor de dispersión de velocidades isotrópico. Entonces, pensamos a una galaxia como compuesta de un gas de partículas no interactuantes y podemos definir la entropía específica de una galaxia como:

$$s = \frac{1}{2}\ln(\Sigma_0) + \frac{5}{2}\ln(a) + c_0 + c_1\ln(\nu) + c_2\nu^{c_3},$$

donde Σ_0 , a y ν son los parámetros del perfil de Sérsic, ya mencionados, y las constantes c_i se determinan numéricamente (Lima Neto et al. 1999). Esta ecuación se puede reescribir definiendo dos variables $X = c_0 + c_1\ln(\nu) + c_2\nu^{c_3}$ e $Y = \frac{1}{2}\ln(\Sigma_0) + \frac{5}{2}\ln(a)$. Así, tenemos rectas, las llamadas Líneas Entrópicas, cuya ordenada al origen es la entropía s .

2. La Muestra y Método utilizado

Este estudio utiliza parte de la muestra ENEARc (Bernardi et al. 2002) de sólo 187 galaxias tempranas pertenecientes a 6 cúmulos de galaxias con un límite en velocidades radiales de $10000 \text{ km seg}^{-1}$. Con la fotometría disponible en la banda R de éstas galaxias se construyeron curvas de crecimiento dentro de aberturas circulares evitando las regiones más centrales afectadas por "seeing". Se ajustó el perfil de Sérsic a estas curvas de crecimiento usando el código de minimización de funciones MINUIT (James & Roos, 1975), obteniéndose los parámetros fotométricos de interés: Σ_0 , a y ν .

Como los errores de los parámetros obtenidos por MINUIT están subestimados, usamos galaxias observadas en más de una oportunidad para comparar los parámetros obtenidos y determinar errores más realistas. Calculamos el valor medio de la dispersión en cada uno de los parámetros en intervalos de ν , resultando errores medios entre 0.3 y 0.8 para ν , entre 0.85 y 1.3 para $-2.5 \log(\Sigma_0)$ y entre 0.18 y 0.29 para $\log(a)$.

3. Resultados Preliminares y Comentarios Finales

En la Figura 1 se presentan, a modo de ejemplo, los parámetros de Sérsic obtenidos para las galaxias tempranas de tres cúmulos de galaxias. Éstos parámetros fotométricos se encuentran correlacionados, siendo más claramente definida la correlación entre el parámetro de escala a y el exponente ν o parámetro de forma. Con ellos, es posible calcular la entropía específica de cada galaxia. En la Tabla 1 se presentan resultados preliminares de la entropía específica media de los 6 cúmulos estudiados.

En la Figura 2 se muestran las líneas entrópicas obtenidas para cada cúmulo de galaxias, usando la entropía media como punto cero. Resulta remarcable el buen acuerdo entre estas líneas con los valores observados. Dentro de cada cú-

mulo de galaxias la entropía específica es constante. Asumiendo entonces que la entropía específica es universal puede ser utilizada como indicador de distancia. La diferencia entre las entropías medias de dos cúmulos de galaxias, calculadas a partir de los perfiles de luminosidad, están relacionadas con el cociente de las distancias de los mismos. Este hecho será explotado en un futuro para poder derivar distancias relativas entre los cúmulos de galaxias.

Referencias

- Bernardi, M., et al. 1999, AJ, 123, 2090
 da Costa, L.N. et al. 2000, AJ, 120, 95
 De Vaucouleurs, G., 1948, Ann. Astrophys., 11, 247
 Djorgovski, S. & Davis, M., 1987, ApJ, 313, 59
 James, F. & Roos, M., 1975, Comput. Phys. Commun. 10, 343
 Lima Neto, G.B. et al., 1999, MNRAS, 309, 481
 Sérsic, J.L., 1968, Atlas de Galaxias Australes. Obs. Astr. de Córdoba

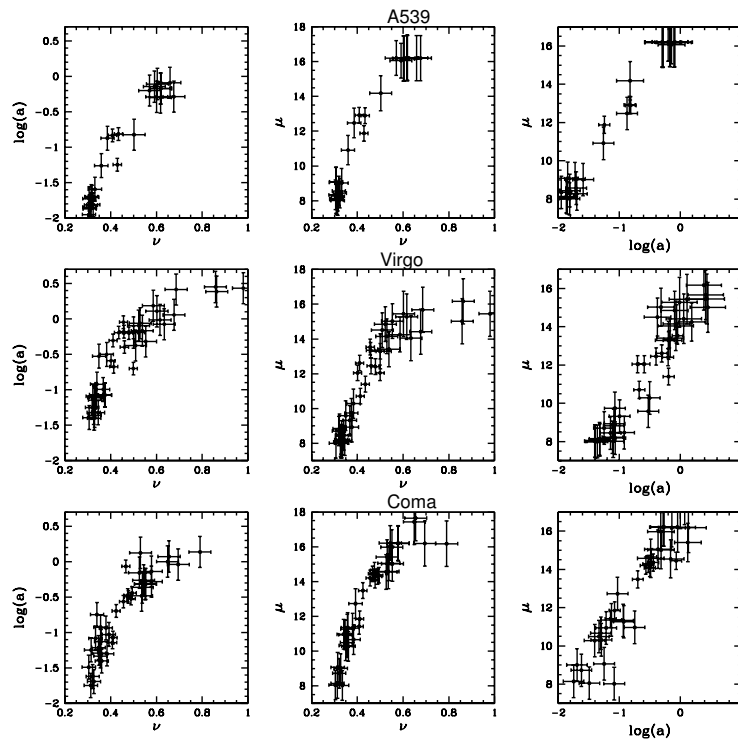


Figura 1. Correlaciones entre los parámetros de Sérsic para tres cúmulos de galaxias estudiados.

Nombre	α	δ	cz ($km\ seg^{-1}$)	$\langle s \rangle$	σ_s	Np
A539	05 16 36	06 27 14	8646	-2.04 ± 0.30	1.5	25
Hydra	10 36 40	-27 42 28	3720	-1.63 ± 0.26	1.7	44
Virgo	12 30 34	12 06 21	1101	0.37 ± 0.28	1.8	41
Coma	12 58 26	27 51 07	7010	-1.35 ± 0.27	1.7	38
Klemola 27	13 49 03	-30 36 57	4611	-0.85 ± 0.45	2.0	20
AS 753	14 01 27	-33 54 36	4167	-0.76 ± 0.32	1.4	19

Tabla 1. Entropía media de los cúmulos de galaxias, mostrándose la identificación, coordenadas (J2000), velocidad radial media, entropía media, dispersión de esta medida y número de galaxias utilizadas, respectivamente.

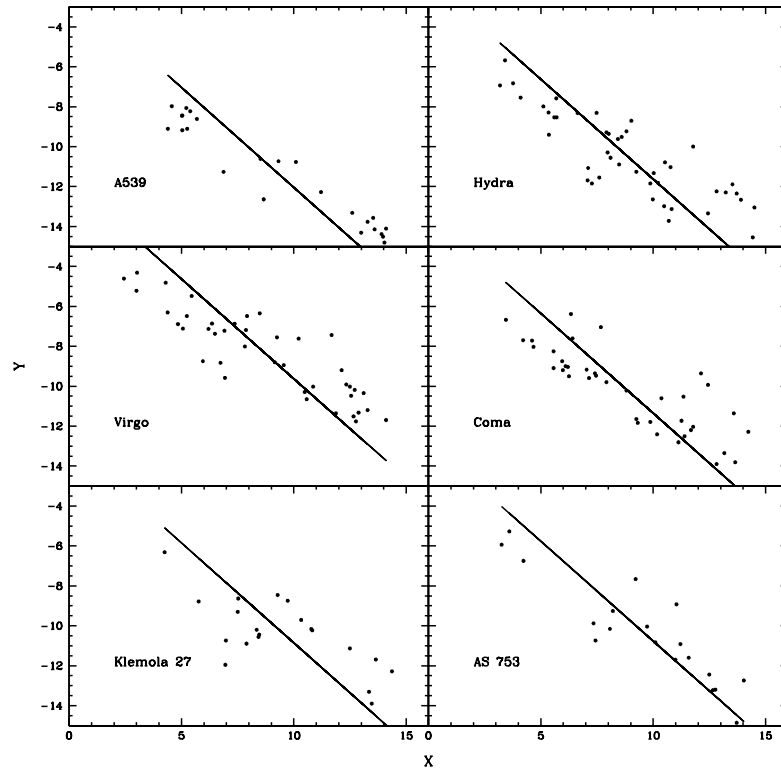


Figura 2. Líneas entrópicas de los cúmulos estudiados.

Parte II

Estructura Galáctica

PRESENTACIÓN ORAL

Kinematics and Velocity Ellipsoid of the G Giants

R. L. Branham, Jr.¹

(1) *Instituto Argentino de Nivología, Glaciología y Ciencias Ambientales*

Abstract. 3,075 parallaxes and proper motions along with 658 radial velocities are used to calculate the kinematics and velocity ellipsoid of the G giants (luminosity class III). Semi-definite programming solves simultaneously for the twelve kinematical parameters, based on the Ogorodnikov-Milne model, and the ten coefficients of the velocity ellipsoid. The singular value decomposition permits, for the calculation of the coefficients of the velocity ellipsoid, use of stars for which only tangential velocities are available. Results are in agreement with those found in the literature.

Resumen. Se usan 3.075 paralajes y movimientos propios y 658 velocidades radiales para calcular la cinemática y elipsoide de velocidades de las estrellas G gigantes (clase de luminosidad III). Programación semi-definida calcula simultáneamente los doce parámetros cinemáticos y los diez coeficientes del elipsoide de velocidades. La descomposición en valores singulares permite, para el cálculo de los coeficientes del elipsoide de velocidades, el uso de estrellas para las cuales no se disponen de velocidades radiales. Los resultados concuerdan con los que se encuentran en la literatura.

1. Introduction

This study of the G giants (luminosity class III) finishes a series that I began in 2006 starting with the O-B5 giants, followed by the M, B6-9, A, K, and F giants. There appears to have been no study of the G giants in particular, based on a search in the ADS data base (<http://adswww.harvard.edu/>), since the research of Parenago in 1951 (Delhaye 1965, p. 64). Van Leeuwen's reduction of the *Hipparcos* data (2007) provided the proper motions and parallaxes for the stars identified as spectral type G and luminosity class III. Because parallax error is substantial, Smith and Eichhorn's procedure (1996) corrected the parallaxes to statistically eliminate the error. The proper motions were converted from right ascension and declination to Galactic longitude (l) and latitude (b). Radial velocities for 658 of the stars were found in the Wilson (Nagy 1991) and Strasbourg Data Center (Barbier-Brossat & Figon 2000) catalogs.

2. Data reduction

The Ogorodnikov-Milne (OM) model (Ogorodnikov 1965, pp. 61-63), valid out to distances of 1 kpc, provided the basis for the kinematical parameters. The OM model studies the motion of a group of stars whose centroid is located at distance R_0 from the Galactic center. r is the distance from the centroid to the star and V the velocity of the star at that distance r . From elementary calculus we have

$$V = V_0 + D \cdot r, \quad (1)$$

where D is the displacement tensor of partial derivatives evaluated at R_0 ,

$$D = \left(\begin{array}{ccc} \partial V_x / \partial x & \partial V_x / \partial y & \partial V_x / \partial z \\ \partial V_y / \partial x & \partial V_y / \partial y & \partial V_y / \partial z \\ \partial V_z / \partial x & \partial V_z / \partial y & \partial V_z / \partial z \end{array} \right)_{R=R_0} = \left(\begin{array}{ccc} u_x & u_y & u_z \\ v_x & v_y & v_z \\ w_x & w_y & w_z \end{array} \right), \quad (2)$$

and V_0 the reflex solar motion. Eq. (2) involves a total of twelve unknowns, the three components of the reflex solar motion and the nine components of the displacement tensor. From the components of the displacement tensor can be derived the Oort A and B constants, the K term K , the difference l_1 between the geometric longitude of the Galactic center and the longitude given by the local kinematics, and ω_0 , the circular velocity about the Galactic center of the centroid.

The homogeneous equation

$$a\dot{x}^2 + b\dot{y}^2 + c\dot{z}^2 + d\dot{x}\dot{y} + e\dot{x}\dot{z} + f\dot{y}\dot{z} + g\dot{x} + h\dot{y} + k\dot{z} - q = 0, \quad (3)$$

where $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ represent the space motion of a star, is used for the velocity ellipsoid. See Branham (2008) for the equations to transform proper motion, parallax, and radial velocity to space motions. The reduction method used to calculate the kinematical parameters and the coefficients of the velocity ellipsoid is known as “semi-definite programming” (SDP) and possesses various advantages over traditional methods: 1) one can enforce the condition that Eq. (3) represent an ellipsoid and not some other quadric surface; 2) one can also enforce the condition that both the kinematical solutions of Eqns. (1)-(2) and Eq. (3) calculate the same solar velocity; 3) to avoid the degenerate solution $a = b = \dots = q = 0$ one imposes the condition that the volume of the ellipsoid be a maximum; 4) it is unnecessary to use the same norm for the solution for the kinematical parameters and for the coefficients of the velocity ellipsoid; this study uses least squares for the kinematical parameters and the robust L_1 criterion for the coefficients of the velocity ellipsoid. See Vandenberghe & Boyd (1996) for a discussion of SDP and Branham (2006) for how to apply the method to Galactic kinematics.

3. The solutions

A first solution calculated residuals that were then used, with a criterion of 5 times the mean absolute deviation of the residuals for a cutoff, to eliminate

Table 1. Solution for Kinematic Parameters for the G III stars

Quantity	Value	Mean Error
$\sigma(1)$ (mean error of unit weight in mas km s ⁻¹)	112.44	...
u_x (in mas km s ⁻¹)	-7.63	6.13
u_y (in mas km s ⁻¹)	23.35	4.06
u_z (in mas km s ⁻¹)	-3.59	5.23
v_x (in mas km s ⁻¹)	4.75	4.63
v_y (in mas km s ⁻¹)	-8.08	6.00
v_z (in mas km s ⁻¹)	-6.87	5.21
w_x (in mas km s ⁻¹)	1.57	4.15
w_y (in mas km s ⁻¹)	-7.68	3.74
w_z (in mas km s ⁻¹)	-11.39	5.86
S_0 (solar velocity in km s ⁻¹)	16.72	0.41
A (Oort constant in km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	14.05	3.28
B (Oort constant in km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	-9.30	2.87
ω_0 (circular velocity in km s ⁻¹)	198.48	26.95
l_1 (vertex deviation)	-26. ^o 45	7. ^o 05
K (K term in km s ⁻¹)	-7.85	4.99

discordant data. This eliminated 2.5% of the equations of condition for the kinematical parameters. Because the L_1 criterion is itself robust, no residuals need be eliminated for the calculation of the velocity ellipsoid. To incorporate stars for which only tangential velocities, but not also radial velocities, are available, the procedure using the singular value decomposition (Branham 2010) was employed. In this way all 3,075 stars contributed to calculate the coefficients of the velocity ellipsoid. Table 1 shows the solution for the kinematical parameters and Table 2 the solution for the coefficients of the velocity ellipsoid. The procedure outlined in Branham (2008), and taking Perryman's value for the distance to the Galactic center, 8.2 ± 1.1 kpc, (2008, p. 621), calculated mean errors. Branham (2009a) shows how to calculate K_1 and K_2 incompleteness factors, but these become insignificant for the G giants.

The results given by the kinematical solution fall within the range found from other studies. Perryman (2008, Table 9.3) quotes values for the A constant, from both pre- and post-*Hipparcos* investigations, varying from 9.6 (in the units of Table 1) to 19, B from -8 to -24, and ω_0 from 184 to 250. The only discrepant value is that for the K term, which should be close to 0. Its mean error, however, is large and moreover Branham (2009b) has shown that this term is sensitive to errors in the data; little credence, therefore, should be placed on its value. Regarding the velocity ellipsoid little can be said because the only previous study of all of the G giants is that of Parenago (Delhaye 1965, p. 64), which used fewer stars, 345, and a different reduction method.

4. Conclusions

Semi-definite programming and the singular value decomposition once again prove useful tools for studies in Galactic kinematics. The results found for

Table 2. Velocity dispersion and vertex deviation of the G III stars

Quantity	Value	Mean Error
Mean absolute deviation of residuals in km/seg	11.00	...
S_0 (solar velocity in km s ⁻¹)	16.72	1.05
σ_1 (velocity dispersion in x in km s ⁻¹)	51.78	0.55
σ_2 (velocity dispersion in y in km s ⁻¹)	42.81	0.32
σ_3 (velocity dispersion in z in km s ⁻¹)	28.45	0.22
l_1 (longitude of σ_1)	3.°88	6.°62
b_1 (latitude of σ_1)	0.°28	0.°61
l_2 (longitude of σ_2)	93.°93	1.°90
b_2 (latitude of σ_2)	9.°86	0.°65
l_3 (longitude of σ_3)	-87.°72	1.°62
b_3 (latitude of σ_3)	80.°14	0.°49

the G III fall into rough agreement with previous studies, such as Parenago's, although because of the reduction methods used the velocity ellipsoid has larger axes.

References

- Barbier-Brossat, M, & Figon, P. 2000, *A&AS*, 142, 217
 Branham R.L. Jr., 2006, *MNRAS*, 370, 1393
 Branham R.L. Jr., 2008, *Rev. Mex. A&A*, 44, 29
 Branham, R.L. Jr., 2009a, *Rev. Mex. A&A* 45 215
 Branham, R.L. Jr., 2009b, *MNRAS* 396 1473
 Branham, R.L. Jr., 2010, *MNRAS* [in press]
 Delhaye, J., 1965, in *Galactic Structure*, ed. A. Blaauw & M. Schmidt M. (Chicago, University Press) 61
 Nagy T.A., 1991, *Documentation for the Machine-Readable Version of the Wilson General Catalogue of Stellar Radial Velocities*, CD-ROM Version, (Lanham, Md., ST Systems Corporation)
 Ogorodnikov K.F., 1965, *Dynamics of Stellar Systems* (Oxford, Pergamon)
 Perryman M., 2008, *Astronomical Applications of Astrometry* (Cambridge, University Press)
 Smith Jr. H, Eichhorn H. 1996, *MNRAS*, 281, 211
 Vandenberghe, L., & Boyd, S. 1996, *SIAM Review*, 38, 49
 van Leeuwen F. 2007, *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data* (New York, Springer)

PRESENTACIÓN MURAL

Espectrofotometría en Trumpler 9: aportes a la estructura espiral exterior

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

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

(2) *IALP-CONICET*

Abstract. Using photometric and spectroscopic data of the region of the open cluster Trumpler 9, we estimated the distance, age and reddening of the cluster. The age derived in this work is lower than previous estimates from other authors.

Resumen. Utilizando datos fotométricos y espectroscópicos de la región del cúmulo abierto Trumpler 9, se estimaron la distancia, edad y enrojecimiento del cúmulo. La edad derivada en este trabajo es menor que las estimaciones previas de otros autores.

1. Introducción

Trumpler 9 es un cúmulo abierto ópticamente muy poco poblado y débil, localizado en el tercer cuadrante de nuestra galaxia ($\alpha_{2000} = 07:55:40$, $\delta_{2000} = -25:53:00$; $l=243.072$, $b= 1.285$) y para el cual sólo existen registros fotométricos UBV de los años 70 que muestran una secuencia principal dispersa. A pesar de su poca entidad visual, este objeto es de valor toda vez que las edades calculadas con anterioridad a este trabajo sugieren un objeto de alrededor de 100 millones de años, fundamental para contribuir a delinear la estructura espiral en la porción externa de la Galaxia. Presentamos aquí fotometría CCD UBV profunda ($V \approx 20$) obtenida en CASLEO, por medio de la cual hemos refinado los parámetros de este objeto, edad, distancia y exceso de color. Los tipos espectrales provenientes de nuestras observaciones demuestran que gran parte de las estrellas más brillantes no pertenecen al cúmulo, y por esta razón nuestra estimación de la edad del cúmulo es menor a la estimada por otros autores.

2. Observaciones

La fotometría y la espectroscopía de Trumpler 9 fue realizada en marzo de 2010 en CASLEO, utilizando el telescopio de 2.15 m equipado con el CCD Roper 1300B y REOSC-DS. Se obtuvieron 2 campos CCD UBV de la región del cúmulo. La fotometría fue calibrada con estandars de Landolt (1992) y datos fotoeléctricos ya existentes (Vogt & Moffat 1972). El análisis se completó con datos 2MASS JHK (Cutri et al. 2003) y espectros en dispersión simple para las estrellas más brillantes.

3. Análisis

La Figura 1 muestra un mapa de contorno de $10' \times 10'$ centrado en la coordenada del cúmulo, generado con datos tomados del catálogo 2MASS. En la figura se aprecia una fuerte concentración de estrellas en la zona central, y también una concentración en $X=-2.5$ $Y=-0.5$, aunque en este último caso se trata de estrellas más débiles. Un análisis del perfil de densidad indica que el radio del cúmulo es $\approx 2.5'$, de modo que nuestra fotometría UBV cubre cerca del 90% de Trumpler 9.

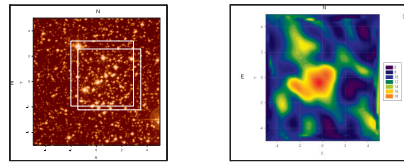


Figura 1. *Izquierda:* Imagen de la región de Trumpler 9 adaptada del DSS-Red. Se indican los campos observados. *Derecha:* Imagen de contorno obtenida con datos 2MASS. El cuadro insertado indica el número de estrellas por unidad de área.

El diagrama U-B vs. B-V se muestra en la Figura 2 (izquierda), donde se distingue claramente la presencia de un cúmulo con una secuencia que incluye estrellas tempranas que muestran muy poca dispersión interna. Hay signos de contaminación por estrellas de campo pero no parece ser el patrón estelar dominante. La ZAMS (Schmidt-Kaler 1982) se muestra en su posición normal y desplazada por una cantidad $E(B-V) = 0.25 \pm 0.03$.

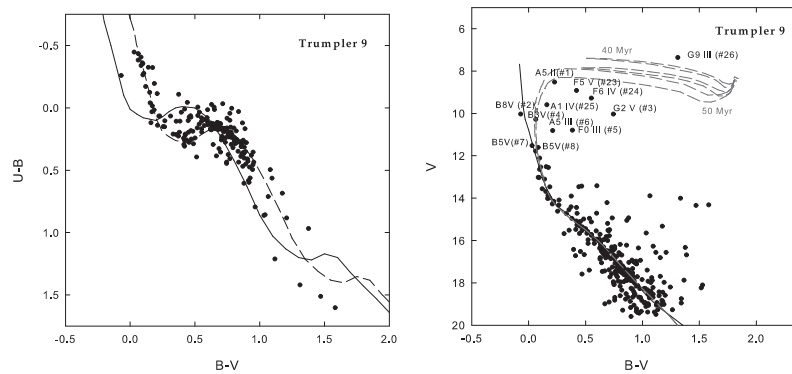


Figura 2. *Izquierda:* Diagrama U-B vs. B-V. La línea sólida representa la ZAMS de Schmidt Kaler (1982), la segmentada es la línea desplazada $E(B-V)=0.25$. *Derecha:* Diagrama V vs. B-V. Se indican los tipos espectrales obtenidos. La línea continua es la ZAMS de Schmidt Kaler (1982). Las líneas segmentadas representan las isocronas de 40 y 50 millones de años respectivamente (Girardi et al. 2000)

La Figura 2 (derecha) es el diagrama V vs. B-V. Aquí resulta evidente que utilizar la información espectroscópica indicada para cada estrella es fundamen-

tal para distinguir entre las estrellas de campo y aquellas que son miembros del cúmulo.

El diagrama color-magnitud muestra una secuencia que corresponde al cúmulo mismo entremezclada con estrellas de campo (básicamente de *foreground*). Algunas estrellas de tipo temprano que se ven en proyección contra el área de Trumpler 9 no son miembros fotométricos a partir de su índice U-B.

El cúmulo está también bien representado en los índices fotométricos infrarrojos. En efecto, la Figura 3 muestra los diagramas color-magnitud V vs. V-K y K vs. V-K, respectivamente. En ambos casos, la secuencia de Trumpler 9 está muy bien definida, con muy poca dispersión y extendiéndose hasta estrellas débiles.

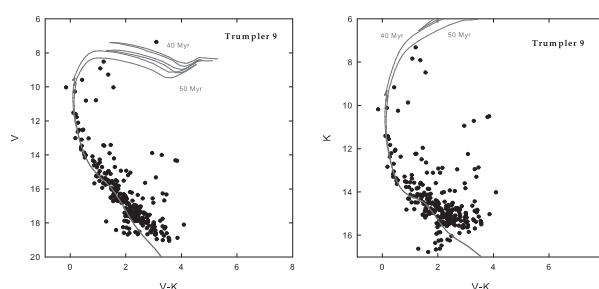


Figura 3. *Izquierda:* Diagrama V vs. V-K. *Derecha:* Diagrama K vs. V-K. Las líneas representan las isocronas de 40 y 50 millones de años respectivamente (Girardi et al. 2000).

La distancia a Trumpler 9 fue estimada con dos métodos. En el primer método se superpuso en el diagrama color-magnitud la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) adoptando como exceso medio del cúmulo el valor $E(B-V)=0.25$. Este procedimiento arrojó un módulo de distancia aparente $V-M_v = 12.87 \pm 0.2$ (error estimado visualmente). El módulo aparente fue corregido de absorción visual, A_v , utilizando la relación $R = A_v/E(B-V)$ donde se toma $R=3.1$, que es un valor razonable para la zona donde está ubicado el cúmulo (Moitinho 2001). Hecha esta corrección, el módulo resultante es $V_0-M_v = 12.1 \pm 0.2$, lo que arroja una distancia $d=2.6$ kpc (± 0.2 kpc).

En el segundo se calcularon las paralajes espectroscópicas de las estrellas más brillantes, y para las estrellas consideradas miembros (#4, 7 y 8) se obtiene una distancia promedio $\langle d \rangle = 2.5 \pm 0.2$ kpc.

En lo que respecta a la edad de este objeto hicimos la determinación usando las isócronas de Girardi et al.(2000). No hay antecedente alguno de estimación de la metalicidad de este objeto, pero de los tipos espectrales presentes en él se infiere que es probablemente un objeto joven con metalicidad solar. Los conjuntos de isócronas de Girardi et al.(2000) computados con metalicidad solar (enrojecidos por el exceso correspondiente y sumados los módulos de distancia respectivos) fueron superpuestos en todos los diagramas color-magnitud. De acuerdo a la posición de los miembros en los diagramas color-magnitud, se estimó visualmente que la edad del cúmulo está en el rango de 40 a 50 millones de años. Esta edad transforma a Trumpler 9 en un objeto muy joven y, por lo tanto, se convierte en un buen trazador de estructura espiral.

4. Discusión

El presente estudio espectrofotométrico arroja resultados distintos de los obtenidos con anterioridad. Según Pismis (1970) este objeto tiene un exceso $E(B-V)$ de 0.2, está a una distancia de 0.9 kpc y el tipo espectral más temprano es A0. De acuerdo con Vogt & Moffat (1972) Trumpler 9 tiene un exceso $E(B-V)=0.25$, su distancia es 2.2 kpc y la edad es la que corresponde a un tipo espectral B5. Kharchenko et al.(2005) indica que el exceso $E(B-V)$ es de 0.19, la distancia es 2.3 kpc y la edad es 100 millones de años. En los tres casos y el del presente estudio, hay razonable coincidencia en la estimación del enrojecimiento. Con excepción de Pismis (1970) la distancia es relativamente similar entre Kharchenko, Vogt & Moffat y el presente trabajo. La edad es el punto de gran diferencia entre todos. Existía información del tipo espectral de solamente 3 estrellas (Houk et al. 1975; FitzGerald et al. 1979). De nuestro estudio espectroscópico queda claro que el tipo espectral más temprano es B3, y que la edad del cúmulo más acorde es la que calculamos aquí. Con la edad obtenida en el presente trabajo y asegurada la distancia de este objeto, no quedan dudas que Trumpler 9 es un miembro conspicuo del Brazo Local. Si se lo sitúa en una representación de la estructura espacial de la Galaxia del tercer cuadrante tal como la mostrada en Giorgi (2008) y Vázquez et al. (2008) resulta ser un cúmulo miembro del borde interior del Brazo Local al que se lo ve proyectado contra uno de los bordes de la Nebulosa Gum.

Referencias

- Cutri R. M., Skrutskie M. F., Van Dyk S., et al. 2003, The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources
- FitzGerald, M. P., Luiken, M., Maitzen, H. M., & Moffat, A. F. J. 1979, *Astron. Astrophys. Suppl.* 37, 345
- Girardi L. , Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS* 141, 371
- Giorgi, E. E. 2008, Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas-UNLP
- Houk, N., Cowley, A. P., & Smith-Moore, M. 1975, The University of Michigan Catalogue of two-dimensional Spectral Types for the HD stars
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., Schilbach E., & Scholz R.-D. 2005, *A&A* 438, 1163
- Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
- May, J., Alvarez, H., & Bronfman, L. 1997, *A&A*, 327, 325
- Moitinho, A. 2001, *A&A* 370, 436
- Pismis, P. 1970, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya* 5, 293
- Schmidt-Kaler, T. 1982, *Stars and Star Clusters* (Berlin: Springer), 15
- Vázquez, R. A., May, J., Carraro, G., Bronfman, L., Moitinho, A., & Baume, G. 2008, *ApJ* 672, 930
- Vogt, N. & Moffat, A.F.J. 1972, *Astron. Astrophys. Suppl.* 7, 133

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis de la evolución química de los cúmulos abiertos de la Galaxia a través de simulaciones dinámicas con procesos de destrucción

L. A. Bignone¹, L. J. Pellizza^{1,2}, A. E. Piatti^{1,2} & T. E. Tecce¹

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

(2) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*

Abstract. It is well known that open clusters are excellent tracers (in time and space) of the metallicity of the Galactic disk. We analyze the history of stellar formation of the Galactic disk using numerical simulations of the dynamical evolution of the open cluster system. We have included the effects of cluster disruption caused by stellar evolution, tidal fields, and the interaction with the spiral arms. We model the present astrophysical properties of open clusters from initial hypothesis regarding their formation history.

Resumen. Es bien sabido que los cúmulos abiertos son excelentes trazadores (en el tiempo y en el espacio) de la metalicidad del disco de nuestra galaxia. En el presente trabajo analizamos la historia de la formación estelar a través de simulaciones numéricas de la evolución dinámica del sistema de cúmulos abiertos. En esta oportunidad hemos incluido, además, procesos de destrucción de cúmulos debido a evolución estelar, al campo de mareas de la Galaxia y a la interacción con los brazos. Esto nos permite modelar las propiedades astrofísicas actuales de los cúmulos abiertos a partir de hipótesis iniciales acerca de la historia de su formación.

1. Introducción

Nuestro conocimiento acerca de la tasa de formación estelar (TFE) en la Vía Láctea sigue hasta el presente en pleno debate. Si bien en líneas generales ésta sería constante, existen evidencias que sugieren la existencia de picos de formación estelar, producidos posiblemente por perturbaciones gravitatorias debidas al paso de galaxias satélites (e.g. Twarog 1980; Soderblom et al. 1991; Rocha-Pinto et al. 2000; Lamers et al. 2005). La evolución química de la Galaxia también es tema de debate, particularmente en lo que se refiere al origen y posterior evolución del gradiente de metalicidades, y a la existencia de una relación edad-metalicidad para las estrellas (Rocha-Pinto et al. 2000; Feltzing et al. 2001).

Si se supone que la tasa de formación de cúmulos (TFC) sigue la misma tendencia que la TFE, sería posible utilizar las edades de los cúmulos abiertos de la Galaxia para trazar la evolución de su TFE. Además, al no ocurrir en los cúmulos abiertos fenómenos de autoenriquecimiento, sus metalicidades trazan las del gas del cual se formaron, y por lo tanto permiten investigar la existencia

y evolución de gradientes de abundancias en la Vía Láctea. Esto, sumado a que sus edades y metalicidades pueden determinarse con mayor precisión que para las estrellas individuales, los convierte en excelentes trazadores de la evolución química y de la formación estelar en la Galaxia.

Varios autores han analizado las distribuciones de metalicidad y edad de los cúmulos abiertos galácticos para investigar la TFE y la existencia de gradientes de abundancia en la Vía Láctea (Rocha-Pinto et al. 2000, Parisi et al. 2005). La investigación de la evolución de dichos gradientes ha sido encarada trazando hacia atrás en el tiempo las órbitas de los cúmulos observados (e.g., Carraro & Chiosi 1994, Piatti et al. 1995). Una variante interesante de este método ha sido desarrollada por Tecce et al. (2005, 2006). Estos autores exploran las predicciones de distintos modelos para la TFE y los gradientes químicos en el disco de la Vía Láctea, construyendo numéricamente un sistema de cúmulos abiertos, y calculando su evolución dinámica hasta el presente. Sus resultados sugieren la presencia de un gradiente radial de metalicidad que se conserva en el tiempo, y la inexistencia de una relación edad-metalicidad para los cúmulos.

En este trabajo mejoramos los modelos numéricos presentados por Tecce et al. (2005, 2006), incluyendo desarrollos teóricos recientes relativos a los procesos de destrucción de cúmulos abiertos (Lamers & Gieles 2006), que nos permitirán describir de manera más confiable la evolución de estos objetos. En la Sección 2 describimos las mejoras implementadas a los modelos de Tecce et al. (2005, 2006) y en la Sección 3 mostramos algunos resultados preliminares de nuestras simulaciones y discutimos la aplicación de las mismas al problema de la evolución química y de la TFE del disco Galáctico.

2. Descripción de las simulaciones

Nuestras simulaciones calculan la evolución dinámica del sistema de cúmulos abiertos de la Vía Láctea, a partir de una prescripción para su TFE y evolución química. Para ello es necesario tener en cuenta, por una parte la evolución en el campo gravitatorio galáctico, y por la otra la existencia de procesos (internos o externos) que modifican la masa del cúmulo y pueden llevar a su destrucción.

Representamos los cúmulos mediante partículas de masa m , metalicidad Z , posición \vec{x} y velocidad \vec{v} en cada instante t . Mediante métodos de Monte Carlo, muestreamos al azar los valores de estas propiedades en el instante de nacimiento de cada cúmulo (denotadas con subíndice 0), a partir de las distribuciones correspondientes. Para t_0 , la distribución es la TFE prescripta por el modelo, mientras que para la de \vec{x}_0 adoptamos la ley de Schmidt (1959), $\rho(\vec{x}_0) \propto \rho_g^{1.5}$, donde ρ_g es la densidad del gas del disco Galáctico. Para \vec{v}_0 adoptamos una distribución gaussiana tridimensional centrada en la velocidad circular correspondiente a \vec{x}_0 , con una dispersión de 10 km s^{-1} en cada dirección. La distribución de m_0 es la función inicial de masa, que tomamos proporcional a m^{-2} , mientras que la de Z_0 viene dada por el modelo de evolución química adoptado para la Galaxia.

Calculamos las órbitas de cada una de estas partículas en el campo gravitatorio Galáctico integrando numéricamente las ecuaciones de Newton. Para la descripción del campo utilizamos el modelo con simetría axial propuesto por Dehnen & Binney (1998), el cual consta de tres componentes: disco, halo y bulbo.

Dicho modelo adopta una distancia galactocéntrica para el Sol de $R_{\odot} = 8,0$ kpc y una velocidad circular en el radio solar $v_c = 220$ km s $^{-1}$.

Modelamos la pérdida de masa de los cúmulos considerando cuatro causas principales (Lamers & Gieles 2006): la evolución estelar, las fuerzas de marea de la Galaxia, y los encuentros del cúmulo con los brazos espirales y con nubes moleculares gigantes. Dado que las nubes moleculares gigantes se encuentran preferentemente en los brazos de la Galaxias, unificamos el tratamiento de ambos procesos respecto del propuesto por Lamers & Gieles (2006). Calculamos la pérdida de masa de cada cúmulo integrando numéricamente la ecuación

$$\frac{dm}{dt} = -m \left(\frac{1}{t_m} + \frac{dq_{ev}}{dt} \right), \quad (1)$$

donde $t_m \propto \rho^{-1/2}(m/M_{\odot})^{0,62}$, siendo ρ la densidad de la galaxia y q_{ev} una función que depende del tiempo y la metalicidad que describe la pérdida de masa por evolución estelar (Lamers et al. 2005).

Para simular la pérdida de masa por el encuentro entre el cúmulo y un brazo espiral, simulamos un sistema de brazos formado por cuatro espirales de acuerdo a Hou et al. (2009), que rotan de forma rígida con una velocidad angular $\Omega = 25$ km s $^{-1}$ kpc $^{-1}$ (Dias & Lépine, 2005). Tomamos para el ancho de los brazos un valor de 150 pc. Nuestras simulaciones permiten determinar cuándo ocurre un encuentro entre un brazo y un cúmulo y obtener sus velocidades relativas lo que, siguiendo a Gieles et al. (2007), permite calcular la pérdida de masa Δm_b del cúmulo en el encuentro y sustraerla de la masa del cúmulo en ese instante.

Realizamos una primera simulación con una cantidad inicial de 2.6 millones de cúmulos, una TFE constante y un gradiente radial de metalicidad de -0.07 dex kpc $^{-1}$. Obtuvimos numéricamente las órbitas de los cúmulos con una variación relativa de la energía mejor a 10^{-4} , y calculamos su pérdida de masa en función del tiempo.

3. Resultados preliminares y conclusiones

Comparamos las propiedades de la distribución de cúmulos simulada con las del catálogo de cúmulos abiertos compilado por Kharchenko et al. (2005), el cual está completo para cúmulos ubicados a una distancia $d < 600$ pc del Sol. Para ello seleccionamos los cúmulos simulados que se encuentran a distancias galactocéntricas $7,4$ kpc $< R < 8,6$ kpc y normalizamos sus distribuciones al volumen del catálogo. La figura 1 muestra la comparación resultante entre los histogramas de edad observado y simulado suponiendo una TFE constante. La simulación parecería reproducir razonablemente bien las observaciones, excepto para cúmulos de edades $\tau > 1$ Gyr. Este resultado podría indicar un decrecimiento de la TFE de la Galaxia en el pasado, o bien la necesidad de explorar otros efectos de destrucción de cúmulos. Asimismo, existe discrepancia para $\tau = 0,3$ Gyr, lo cual podría indicar un incremento de la TFE en dicha época, aunque cabe la posibilidad de que dicho efecto sea local.

El buen acuerdo general entre los resultados de nuestras simulaciones y las observaciones confirma la validez del método propuesto para el estudio de la historia de la Galaxia. Esto nos permite investigar las propiedades químicas del

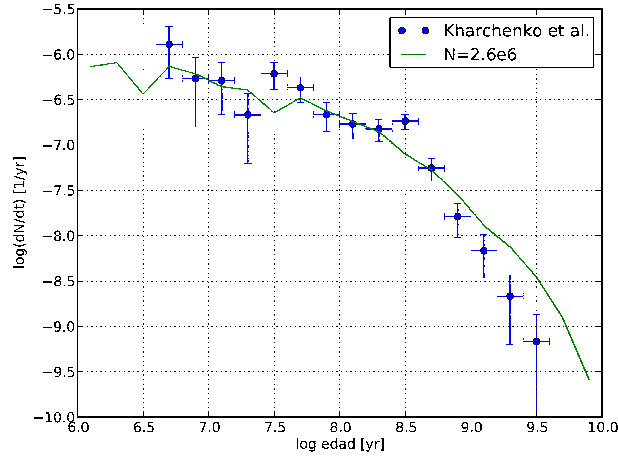


Figura 1. Comparación entre el histogramas de edad observado por Kharchenko et al. (2005) y el obtenido mediante una simulación de 2.6 millones de cúmulos suponiendo una SFR constante y procesos de destrucción debidos a la evolución estelar y al campo de mareas de la Galaxia. Se observa una buena correspondencia para edades bajas, pero existe una sobreabundancia de cúmulos de edades $\tau > 1$ Gyr.

disco galáctico y su evolución, en particular la existencia de gradientes de metalicidad radiales y perpendiculares al disco, y de una relación edad-metalicidad, para lo cual estamos completando nuevas simulaciones.

Referencias

- Carraro, G. & Chiosi, C. 1994, *A&A*, 287, 761
 Dehnen, W. & Binney, J. 1998, *MNRAS*, 294, 429
 Dias W.S. & Lépine, J.R.D. 2005 *ApJ*, 629, 825
 Feltzing, S., Holmberg, J. & Hurley, J.R. 2001, *A&A*, 377, 911
 Gieles, M., Athanassoula, E. & Zwart, S.F.P. 2007, *MNRAS*, 376, 809
 Hou, L.G., Han, J.L. & Shi, W.B. 2009, *A&A*, 499, 473
 Kharchenko, N.V., Piskunov, A.E., Röser, S., Schilbach, E. & Scholz, R. 2005, *A&A*, 438, 1163
 Lamers, H.J.G.L.M., Gieles, M., Bastian, N., Baumgardt, H., Kharchenko, N.V. & Zwart, S.P. 2005, *A&A*, 441, 117
 Lamers, H.J.G.L.M. & Gieles, M. 2006, *ApJ*, 455, L17
 Parisi, M.C., Clariá, J.J., Piatti, A.E. & Geisler, D. 2005, *MNRAS*, 363, 1247
 Piatti, A.E., Clariá, J.J. & Abadi, M.G. 1995, *AJ*, 110, 2813
 Rocha-Pinto, H.J., Maciel, W.J., Scalo, J. & Flynn, C. 2000, *A&A*, 358, 850
 Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
 Soderblom, D.R., Duncan, D.K. & Johnson, D.R.H. 1991, *ApJ*, 375, 722
 Tecce, T.E., Pellizza, L.J. & Piatti, A.E. 2005, *BAAA*, 48, 200
 Tecce, T.E., Pellizza, L.J. & Piatti, A.E. 2006, *RMxAA*, 26, 86
 Twarog, B.A. 1980, *ApJ*, 242, 242

PRESENTACIÓN MURAL

En búsqueda de remanentes de galaxias satélites de la Vía Láctea

S. Gurovich^{1,4}, E. Tollerud², S. Walsh³, M. Santucho⁴, M. J. Domínguez^{1,4} & D. Minniti⁵

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

(2) *University of California, Irvine*

(3) *Las Campanas Observatory, La Serena*

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

(5) *Pontificia Universidad Católica, Chile*

Abstract. This paper details a project we are undertaking in search of stellar streams and satellite remnants of dwarf galaxies in the process of merging with the Milky Way galaxy. We base our analysis on data from the Vista Variables in the Vía Láctea Survey for which we create a filter sensitive to old metal poor stellar populations and then in our filtered stellar distribution search for local over-densities for followup study.

Resumen. Este artículo detalla un trabajo que estamos realizando para detectar y estudiar propiedades de corrientes de estrellas y galaxias satélites, ambas reliquias del proceso de formación de la Vía Láctea. Para nuestro propósito usamos datos del relevamiento: ‘Vista Variables in the Vía Láctea’, filtramos poblaciones estelares viejas y pobres en metales y buscamos sobre-densidades para el seguimiento.

1. Introducción

Springel et al. (2009) construyen un modelo cosmológico de N-cuerpos para la Vía Láctea (MW) y predicen que deberían existir entre miles y cientos de miles de subhalos dentro del potencial de la MW. Sin embargo, hasta ahora, se han detectado menos de 37 galaxias satélites (Bullock et al. 2010) en todo el Grupo Local. La falta de subhalos detectados forma parte del problema de subestructura del modelo cosmológico estándar. Aunque dicho modelo propone que el gas de la mayoría de los subhalos fue expulsado por fenómenos de realimentación y por lo tanto serán invisibles porque nunca capturaron bariones para formar estrellas. Estudios observacionales (por ejemplo, Tollerud et al. 2008 y Walsh et al. 2009), sin embargo indican que habría entre 200 y 500 galaxias enanas dentro de 400 kpc de la MW esperando su descubrimiento con nuevos y profundos relevamientos fotométricos.

El ‘Vista Variables in the Vía Láctea Survey’, (VVV), ver presentación de Minniti en esta serie (y Minniti et al. 2010), es un nuevo relevamiento fotométrico en el infrarrojo cercano (Bandas: H , J , K_s , Y , Z) del bulbo ($-10^\circ < l < +10^\circ$ y $-10^\circ < b < +5^\circ$) y del disco ($-65^\circ < l < +10^\circ$ y $-2^\circ < b < +2^\circ$) galáctico conducido por el Observatorio Europeo Austral. Este relevamiento público está siendo utilizado para estudiar esta problemática.

2. Metodología

Recientemente, Majewski et al. (2004) y Walsh et al. (2009), analizando datos de relevamientos fotométricos, encuentran remanentes de galaxias satélites y corrientes de estrellas que quedaban escondidas y asociadas con la MW. Dichos estudios se basan en datos del ‘Sloan Digital Sky Survey’, y ‘2MASS all-sky survey’, y utilizan un método que consiste en filtrar campos de estrellas de relevamientos fotométricos. Los filtros son sensibles a poblaciones viejas y de poca metalicidad y son construidos mediante modelos evolutivos de poblaciones estelares con los cuales se producen isócronas en diagramas color-magnitud de estas poblaciones para determinados intervalos de distancia y que además se puede filtrar a través de diagramas color-color siguiendo la metodología que detalla Majewski et al. (2004). Finalmente se suaviza el campo de estrellas resultante para realizar la búsqueda de sobre-densidades (espaciales).

En las Figuras 1 y 2 se ilustra un ejemplo de un remanente que resulta con datos del ‘SDSS’, reproducidos de Walsh et al. (2009). Se ve el campo estelar que resulta después de aplicar el filtrado y suavizado, que contiene una sobre-densidad de estrellas viejas que Walsh et al. (2009) nombran Bootes II y que proponen ser un remanente de un satélite de la MW.

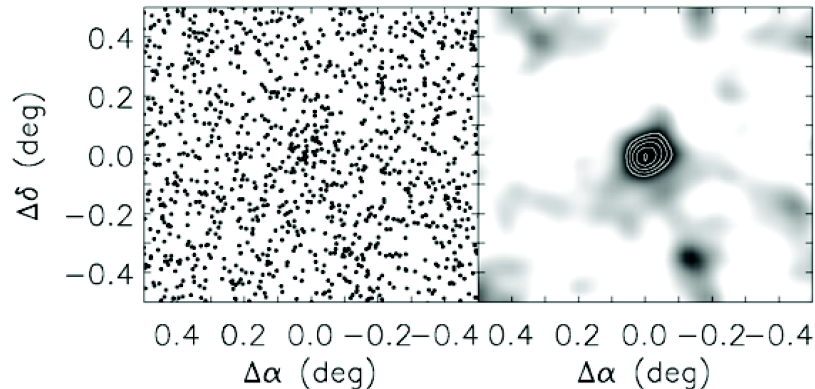


Figura 1. Reproducido de Walsh et al. (2009) con permiso del AAS, *Izquierda*: Campo estelar resultante, aplicando el filtro a $D=42$ kpc, relevando Bootes II, *Derecha*: Campo suavizado de estrellas de Bootes II.

Para nuestro estudio, adaptamos estas metodologías para identificar corrientes y remanentes de galaxias satélites en el campo del VVV mediante la realización de un programa Python que incluye los siguientes pasos:

- correlacionamos datos catalogados de estrellas en las 5 bandas diferentes usando las posiciones estelares y un algoritmo KD-tree de SciPy
- creamos diagramas color-color y color magnitud
- creamos filtros usando modelos evolutivos de poblaciones estelares de Marigo et al. (2008).

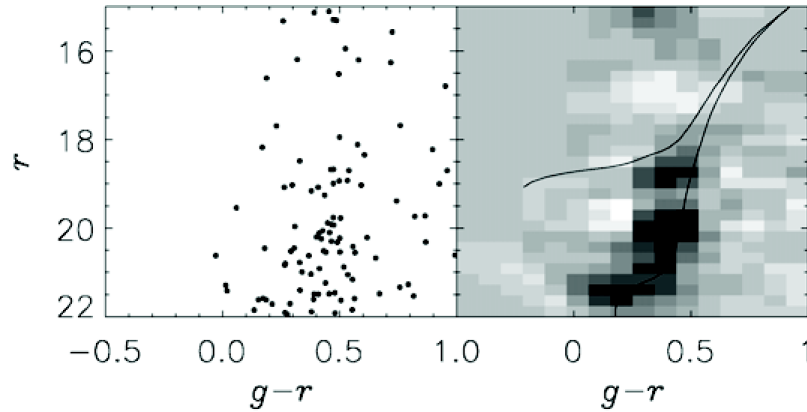


Figura 2. Reproducido de Walsh et al. (2009) con permiso del AAS, *Izquierda*: Diagrama color magnitud de Bootes II después de aplicar el filtro. *Derecha*: Diagrama color magnitud de Bootes II, con isócrona de población de 13 Gyr y $[\text{Fe}/\text{H}]$ de -2.3.

- filtramos, removiendo todas las estrellas que no caen dentro de las isócronas $8 \text{ Gyr} < \text{edad} < 13,4 \text{ Gyr}$ y $-1,5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -2,27$ en varios intervalos de distancia
- Suavizamos el campo restante con un kernel Plummer para destacar las sobre-densidades estelares

Aunque el VVV no cubre tanto cielo en comparación a otros revelamientos que fueron usados para buscar remanentes, pe: SDSS y 2MASS, nuestro estudio presenta las siguientes ventajas:

- Los datos fotométricos del VVV son 2 magnitudes más profundos que los que existen en 2MASS para regiones del bulbo y parte del disco
- En el disco y bulbo el efecto de extinción es reducido en el infrarrojo cercano en comparación con bandas más azules
- Contamos con las bandas Y y Z para modelar las poblaciones estelares
- Nos basaremos en distancias precisas de RR Lyrae y de Cefeidas provenientes del VVV para confirmar candidatos

3. Búsqueda preliminar

El programa de Python realizará un barrido de forma automática por todas las baldosas (Tiles) del VVV, pero como paso preliminar aplicamos nuestra metodología para detectar estrellas de la corriente estelar más brillante conocida y mejor estudiada, producida por la galaxia enana esferoidal de Sagitario que pasa por detrás del bulbo. Para estimar la superposición de esta corriente en proyección sobre el relevamiento VVV, hicimos un gráfico (Figura 3) de estrellas de la corriente usando datos de Majewski et al. (2004) en coordenadas galácticas.

La Figura 3 revela que dicha corriente pasa por $l, b \sim (1,238^\circ, 0^\circ)$, o sea por la baldosa b334. Sin embargo, dado que la corriente tiene un espesor de unos grados (Majewski et al. 2004), elegimos también baldosas adyacentes para hacer nuestro análisis que están más alejadas del centro del bulbo y por lo tanto habrá menos extinción galáctica y menos apiñamiento.

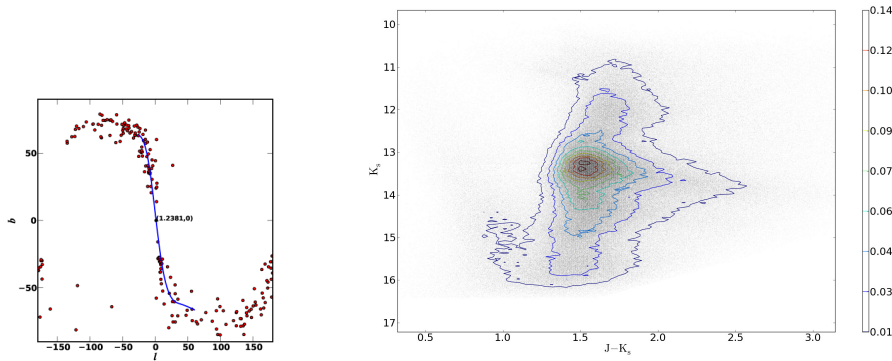


Figura 3. *Izquierda:* Datos 2MASS de estrellas gigantes de clase M de la corriente de Sagitario tomados de Majewski et al. 2004 (rojo), ajustamos un spline cúbico (azul) y determinamos que la corriente cruza el plano medio de la Vía Láctea (en proyección) en longitud galáctica $l \sim 1,238$ grados.

Derecha: Diagrama CMD de la baldosa b348 del VVV, \sim un grado de $l, b=1.238,0$, los contornos representan la densidad normalizada de estrellas

4. Resultados y Trabajo a Futuro

Identificamos la intersección proyectada de la corriente Sagitario con la baldosa VVV b334. Realizamos diagramas color-magnitud y color-color para varias baldosa, y estamos definiendo un método para detectar estrellas de la corriente. Resulta interesante identificar la profundidad a la que podemos detectar las estrellas de la corriente, y cómo discriminar adecuadamente entre ellas y las estrellas viejas que se encuentran en el bulbo. Posteriormente automatizaremos nuestro programa Python para hacer un barrido automático de todas las baldosas con el fin de estimar la eficiencia de detección de nuestro método. Esto permitirá estimar límites sobre la ocurrencia de corrientes y remanentes de galaxias en el volumen del relevamiento del VVV y en la MW.

Referencias

- Bullock, J. S., Stewart, K. R., Kaplinghat, M., Tollerud, E. J., & Wolf, J. 2010, ApJ, 717, 1043
- Majewski, S. R. et al. 2004, AJ, 128, 245
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Groenewegen, M. A. T., Silva, L., & Granato, G. L. 2008, A&A, 482, 883
- Minniti et al. 2010, New Astronomy, 15, 433
- Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., Ludlow, A., Jenkins, A., Helmi, A., Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2008, MNRAS, 391, 1685
- Tollerud, E. J., Bullock, J. S., Strigari, L. E., & Willman, B. 2008, ApJ, 688, 277
- Walsh, S. M., Willman, B., & Jerjen, H. 2009, AJ, 137, 450

Parte III
Astrofísica Estelar

PRESENTACIÓN ORAL

Procesos cuasi-moleculares en enanas blancas frías

R. D. Rohrmann^{1,2}, L. G Althaus^{3,2} & S. O. Kepler⁴

(1) Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio

(2) CONICET

(3) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(4) Instituto de Física da UFRGS (Porto Alegre, Brazil)

Abstract. We show that the radiation emitted by very cool white dwarf stars ($T_{eff} \lesssim 3000$ K) with pure hydrogen atmospheres, is fully formed by radiative processes induced by atomic and molecular collisions.

Resumen. Mostramos que la radiación emitida por estrellas enanas blancas muy frías ($T_{eff} \lesssim 3000$ K) con atmósferas de hidrógeno puro, es formada completamente por procesos radiativos inducidos por colisiones de átomos y moléculas.

1. Introducción

Una cuasi-molécula es un complejo químico transitorio que se forma durante la colisión de dos o más átomos o moléculas. Aún si los constituyentes son apolares (como es el caso de moléculas homonucleares H_2 , N_2 , etc.), las cuasi-moléculas (ejs., H_2 - H_2 , H_2 - N_2) pueden tener un momento dipolar eléctrico dependiente del tiempo capaz de acoplarse al campo de radiación. De dicho acople resulta un proceso de absorción o de emisión de radiación conocido como CIA (siglas en inglés de *collision-induced absorption*). Procesos CIA en gases a alta presión (≈ 100 atmósferas) fueron descubiertos por Welsh et al. (1949). Como otros procesos radiativos, las absorciones inducidas consisten en general de transiciones libre-libre y ligado-libre, pero sus intensidades crecen en forma cuadrática con la densidad del gas a densidades bajas debido a que proceden de interacciones pares, y en forma cúbica o de mayor orden cuando interacciones ternarias, etc., llegan a ser importantes (densidades $\rho \gtrsim 0,05$ g cm⁻³). El cálculo de un coeficiente de absorción CIA requiere conocer el potencial de interacción molecular (o atómico) que determina la dinámica de la colisión, y el momento dipolar inducido a fin de obtener las probabilidades de transiciones radiativas.

La Tabla 1 reúne los procesos cuasi-moleculares más importantes conocidos que intervienen en la formación del espectro de energía emitido por enanas blancas frías con envoltura de hidrógeno. La relevancia de algunos de estos procesos en el espectro de estrellas enanas blancas frías, ha sido señalada por Hansen (1998) en el infrarrojo y por Kowalski & Saumon (2006) en el UV y visible. El presente trabajo es una puesta al día en la descripción y análisis de los procesos cuasi-moleculares más importantes presentes en la formación del espectro de estas estrellas.

Proceso	Transiciones	Ref.
CIA H ₂ -H ₂	$v'_1 j'_1 v'_2 j'_2 \rightarrow v_1 j_1 v_2 j_2$	BJF
CIA H ₂ -H	$v'_1 j'_1 v'_2 j'_2 \rightarrow v_1 j_1 v_2 j_2$	GF
<i>fb</i> H-H	$b^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g(v_j)$	D
Ly α H ₂ -H	$2p^2 E' \rightarrow 2s^2 A'_1, 2p^2 E' \rightarrow 2p^2 A''_2$	RAK
Ly α H-H	$X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u, X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Pi_u, X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B'^1\Sigma_u$	RAK
"	$b^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g, b^3\Sigma_u^+ \rightarrow h^3\Sigma_g, b^3\Sigma_u^+ \rightarrow i^3\Pi_g$	"

Tabla 1. Procesos radiativos cuasi-moleculares más importantes que intervienen en la formación del espectro de enanas blancas frías. La notación para los estados en procesos Ly α H₂-H corresponde al de la molécula H₃ en simetría D_{3h} (núcleos formando un triángulo equilátero). Para la nomenclatura de los estados H-H ver, por ejemplo, Field et al. (1966).

2. Procesos en el espectro infrarrojo

El espectro CIA infrarrojo producido por colisiones binarias de moléculas H₂ está formado por un gran número de líneas con energías de transición $h\nu = E(v'_1 j'_1) - E(v_1 j_1) + E(v'_2 j'_2) - E(v_2 j_2)$, donde $E(v'_i, j'_i)$ y $E(v_i, j_i)$ son las energías previa y posterior a la colisión de la molécula i en el estado vibracional v_i y rotacional j_i . Debido a que el tiempo de vida de una cuasi-molécula es muy corto (la “duración” de un encuentro es $\tau \approx 10^{-13}$ seg en $T \approx 300$ K, y varía como $\tau \propto T^{-1/2}$), las líneas son muy anchas y se superponen formando bandas. Encuentros H₂-H₂ se caracterizan por formar una banda roto-traslacional ($\Delta v_i \equiv v_i - v'_i = 0, i = 1, 2$) ubicada en el infrarrojo lejano (entre 1000 y 3000 cm⁻¹), y bandas roto-vibracionales fundamental ($\Delta v_1 = 0, 1, \Delta v_2 = 1 - \Delta v_1$), primer *overtone* ($\Delta v_1 = 0, 1, 2, \Delta v_2 = 2 - \Delta v_1$) y segundo *overtone* ($\Delta v_1 = 0, 1, 2, 3, \Delta v_2 = 3 - \Delta v_1$), con centros ubicados respectivamente en aproximadamente 5000, 8000 y 12000 cm⁻¹ (Borysow et al. 2001). Un espectro de bandas CIA de características similares es predicho para las colisiones H₂-H (Gustafsson & Frommhold 2003). Las evaluaciones de opacidades CIA en infrarrojo se realizan comúnmente bajo las siguientes aproximaciones (Moraldi et al. 1987). Colisiones binarias: válido en densidades no muy altas y si se omite el espectro de muy baja frecuencia (de lo contrario deben incluirse encuentros múltiples o fórmulas correctoras al coeficiente de absorción). Método adiabático: la interacción procede siguiendo las curvas de energía de Born-Oppenheimer correspondientes a la cuasi-molécula. Potencial de interacción isotrópico: se ignora o se promedia la orientación relativa de las partículas que colisionan, lo cual facilita el cálculo del perfil de la línea en una transición.

3. Procesos en el espectro UV y visible

La opacidad *fb* H-H es uno de los procesos cuasi-moleculares más antiguamente conocidos y consiste en una absorción libre-ligado de la cuasi-molécula H-H entre 170 y 500 nm. El proceso fue explicado por Winans & Stueckelberg (1928) como el resultado de transiciones desde el estado inestable $b^3\Sigma_u^+$ de la molécula H₂ al estado excitado $a^3\Sigma_g$. El estado transitorio $b^3\Sigma_u^+$ se forma del encuentro de dos átomos de H ($1s^2S$) con espines paralelos. Los cálculos más detallados de la

opacidad *fb* H-H fueron realizados por Doyle (1968), e incluyen una suma sobre estados vibro-rotacionales (vj) del estado $\alpha^3\Sigma_g$.

En 1969, Sando, Doyle y Dalgarno mostraron que el ala roja lejana ($\gtrsim 200$ nm) de la línea Lyman- α es dominada por procesos cuasi-moleculares. Recientemente, Kowalski & Saumon (2006) llevaron este resultado al contexto de las enanas blancas frías. Las colisiones entre pares de átomos intervienen en las alas de Ly- α con seis transiciones cuasi-moleculares (correspondientes a estados electrónicos de H_2), mientras que las colisiones H- H_2 participan con dos transiciones entre el estado base y dos estados Rydberg de la molécula poliatómica H_3 (Rohrman et al. 2010). Todas estas transiciones, que son especificadas en la Tabla 1, se caracterizan por correlacionar asintóticamente (perturbador H o H_2 ubicado infinitamente lejos del absorbedor) con una transición atómica permitida $H(1s \rightarrow 2p)$ o prohibida $H(1s \rightarrow 2s)$. Las evaluaciones del coeficiente de absorción para procesos Ly α H-H y Ly α H- H_2 se han realizado para colisiones binarias, la ya mencionada aproximación adiabática, y el principio de Franck-Condon (la transición ocurre para una configuración nuclear estática).

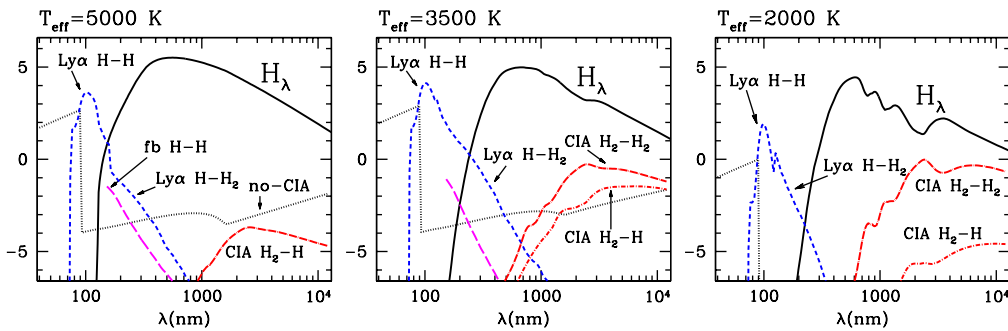


Figura 1. \log_{10} del flujo de Eddington emergente H_λ ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) para modelos de atmósfera de H puro con $\log g = 8$ y $T_{\text{eff}} = 5000, 3500$ y 2000 K (líneas continuas). Se señalan además las fuentes de opacidad ($\chi_\nu [\text{cm}^{-1}]$) más importantes a una profundidad óptica en la media de Rosseland $\tau_R = 1$: procesos H-H y H- H_2 en Ly α (rayas cortas), H-H ligado-libre (rayas largas), CIA H-H y H- H_2 (rayas y puntos). Las contribuciones a χ_ν de los procesos no inducidos por colisiones se muestran con líneas de puntos.

4. Efectos de la absorción cuasi-molecular en modelos de atmósferas

A continuación presentamos resultados obtenidos con modelos de atmósferas que incluyen las fuentes de opacidad de la Tabla 1. El programa numérico utilizado es una versión actualizada del descrito en Rohrman et al. (2002). La Fig. 1 muestra el flujo de radiación emitido por enanas blancas con $T_{\text{eff}} = 2000, 3500$ y 5000 K, y una aceleración de gravedad típica. En el modelo más caliente (5000 K), las transiciones no-inducidas por colisiones (principalmente procesos bf y ff del H^-) dominan el espectro en longitudes de onda $\lambda > 400$ nm, allí CIA H- H_2 constituye una contribución secundaria con un máximo entre 2000 y 3000 nm. Para esta atmósfera el espectro UV ya es regulado por los procesos colisionales Ly α H- H_2 ($160 \lesssim \lambda \lesssim 400$ nm) y Ly α H-H ($\lambda \lesssim 160$ nm). El proceso

fb H-H participa como la segunda fuente de opacidad entre 150 y 250 nm. En $T_{eff} = 3500$ K, como resultado de una alta formación de moléculas H_2 , los procesos CIA H_2 - H_2 gobiernan la opacidad en el infrarrojo, superando incluso a los procesos CIA H_2 -H. El máximo de la emisión estelar se haya en una ventana de opacidad (500-1000 nm) ubicada entre las absorciones $Ly\alpha$ H_2 -H y CIA H_2 - H_2 . La atmósfera con $T_{eff} = 2000$ K llega a ser tan opaca en el IR lejano que el flujo estelar se desplaza hacia el azul (Hansen 1998) dando un valor máximo de H_λ en 620 nm (Fig. 1), mientras que la radiación de cuerpo negro en $T = 2000$ K tiene su máximo en 1450 nm. Algunas bandas vibro-rotacionales de CIA H_2 - H_2 llegan a ser claramente discernibles en el flujo estelar. La Fig. 2 muestra las consecuencias de los procesos inducidos por colisiones sobre el espectro estelar y el buen ajuste a los colores fotométricos observados para estrellas muy frías.

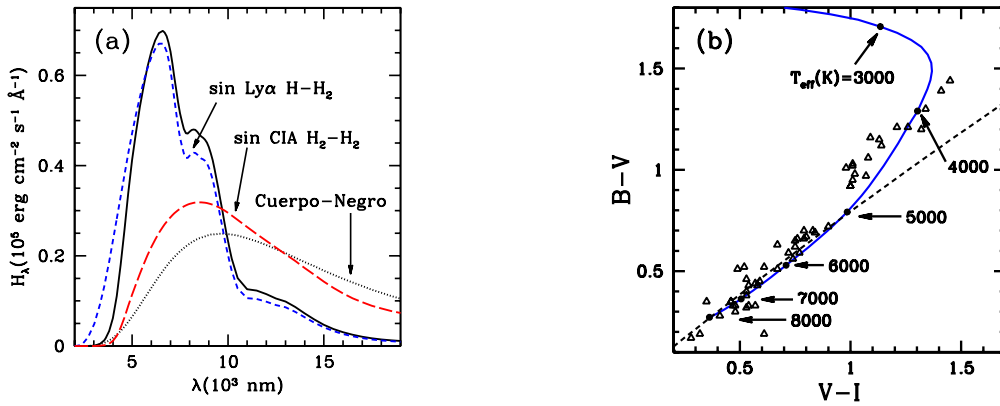


Figura 2. (a) Efectos ocasionados por los procesos CIA H_2 - H_2 y $Ly\alpha$ H_2 - H_2 sobre el flujo estelar en $T_{eff} = 3000$ K y $\log g = 8$ (línea continua para el modelo con las todas las fuentes de opacidad). (b) Diagrama color-color para modelos no-grises (línea continua) y de cuerpo negro (línea a rayas) con $\log g = 8$. Los símbolos denotan datos observacionales (Bergeron et al. 2001).

Referencias

- Bergeron, P., Leggett, S. K., & Ruiz, M. T., 2001, ApJS, 133, 413
 Borysow, A., Jorgensen, U. G., & Fu, Y., 2001, JQSRT, 68, 235 [BJF]
 Doyle, R. O. 1968, ApJ, 153, 987 [D]
 Field, G. B., Somerville, W. R., & Dressler, K., 1966, ARA&A 4, 207
 Gustafsson, M., & Frommhold, L., 2001, ApJ, 546, 1168 [GF]
 Hansen, B. M. S. 1998, Nature, 394, 860
 Kowalski, P., & Saumon, D., 2006, ApJ, 651, L137
 Moraldi, M., Borysow, A., Frommhold, L. 1987, Phys. Rev., 35, 3679
 Rohrmann, R. D., et al., 2002, MNRAS, 335, 499
 Rohrmann, R. D., Althaus, L. G., & Kepler, S. O., 2011, MNRAS, 411, 781 [RAK].
 Sando, K., Doyle, R. O., & Dalgarno, A. 1969, ApJ 157, L143
 Welsh, H. L., Crawford, M. F., & Locke, J. L. 1949, Phys. Rev., 76, 580
 Winans, J. G., & Stueckelberg, E. C. G. 1928, Proc. Nat. Acad. Sci., 14, 867

PRESENTACIÓN ORAL

Study of the Balmer Discontinuity in Be stars using the Monte Carlo method

Alicia Cruzado ^{1,2} & Juan Zorec ³

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

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

(3) *Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Univ. P&MC*

Abstract. The aim of this work is to study the behavior of the Balmer discontinuity (BD) as a function of the aspect angle and physical conditions in the circumstellar envelope (CE) around early type stars. The radiation transfer in the CE is solve using the Monte Carlo method. This allows us to consider CE with non spherical distributions of the density without any difficulties that are inherent to conventional methods. For a given photospheric model the flux emitted by the star + envelope system is calculated in a small range of wavelengths around the BD. We assume local thermodynamic equilibrium and given temperature and density distributions in the envelope. As a test, the results obtained with our code for spherical envelopes were compared with those obtained by usual methods. Our results enable us to establish general behaviors of the BD as a function of the temperature, density, spatial distribution of gas, and the angle of observation.

Resumen. El objetivo de este trabajo es estudiar el comportamiento de la discontinuidad de Balmer (DB) en estrellas tempranas con envoltura con las condiciones físicas del material circunestelar y el ángulo de observación. El transporte de radiación a través del medio es resuelto en esta ocasión utilizando el método Monte Carlo. Esto nos permite apartarnos de la simetría esférica evitando las dificultades propias de los métodos convencionales. Adoptando entonces un modelo de fotósfera, calculamos el flujo emitido por el sistema estrella+envoltura en un pequeño rango de longitudes de onda alrededor de la DB asumiendo equilibrio termodinámico local (LTE), para diferentes distribuciones de temperatura y densidad en la envoltura. La eficacia del código utilizado fue probada comparando los resultados obtenidos para envolturas esféricas con los obtenidos por métodos habituales. Nuestros resultados nos permiten establecer comportamientos generales de la DB con parámetros como la temperatura y la densidad, la distribución espacial del material y el ángulo de observación.

1. Introduction

It is well known that some early type stars exhibit a BD with two components. The first component is originated in the photosphere of the star, and the second

one in the CE. In order to inquire on the properties of this BD, the radiation transfer in the photosphere and the CE must be solved consistently. If the material is spherically distributed the radiation transfer will be of one dimension and it can be easily solved with conventional methods. These methods can be extended, although with non negligible difficulties, to two dimensions so as to be used in axisymmetric configurations. However, when the distribution of gas is not axisymmetrical, the Monte Carlo method is mandatory. The Monte Carlo method also enables us to deal with the transfer in clumpy environments produced by sporadic ejections of mass, which are common in fast rotator objects. In this work we only deal with axisymmetric CE.

2. Methodology

We adopted CE with axisymmetric density distributions, so that it can be divided into cells in latitudinal and radial directions. All physical parameters are considered constant in a given cell. The ratios of the number of photons emitted at each frequency (N_ν) to the total number (N) have been set deterministically assuming that $N_\nu/N=L_\nu V\nu/cL$, where V is the highest value of the velocity in the medium, L_ν and L are the ν -dependent and total luminosities, respectively. The path of the photons as well as the kind of event that they undergoes are determined in a random way. Whether a photon is produced by the photosphere or by the envelope, is also determined at random (see Cruzado, 2010, for details).

We can obtain photospheric BD of normal stars and compared with those derived with conventional methods useful for spherically symmetric CE (Crivellari & Simonneau, 1994, Gros et al., 1997). These comparisons act as tests for our code.

3. Envelope Model

We have adopted density distributions in the CE that present an enhancement of the density near the star (Zorec et al., 2007). To mimic a non spherical matter distribution, the models have a density decrease from equator towards the pole. The temperature in the CE is assumed to be uniform through the envelope, values ranging from 3000 K to 30000 K. The opacity sources considered are: hydrogen bound-free and free-free transitions, electron scattering and H Rayleigh scattering. The radiation transfer calculations have been performed under LTE conditions.

4. Results and Conclusions

The results shown in this paper are for stellar photospheres with $T_{\text{eff}} = 15\,000^0\text{K}$ and $\log g = 4$. The CE density distribution adopted are shown in Fig. 1. An isothermal envelope of $T_{\text{env}} = 10000\text{ K}$ is considered having an expansion velocity $V_{\text{max}} = 100\text{ km s}^{-1}$. Figure 2 shows the flux distributions as a function of the wavelength, for a star+CE system seen both equator-on, and pole-on.

We can conclude that the appearance of the second component of BD shows as dependence on the density distribution in the CE, temperature in the enve-

lope, velocity of the gas, and aspect angle. For a given density distribution in the CE and fixed values of the temperature and the velocity, the emission is higher as the stars are seen pole-on. Under LTE conditions, in a $T_{\text{eff}} = 15\,000\text{K}$ -star, absorption in the BD can only be observed if the CE have low expansion velocities.

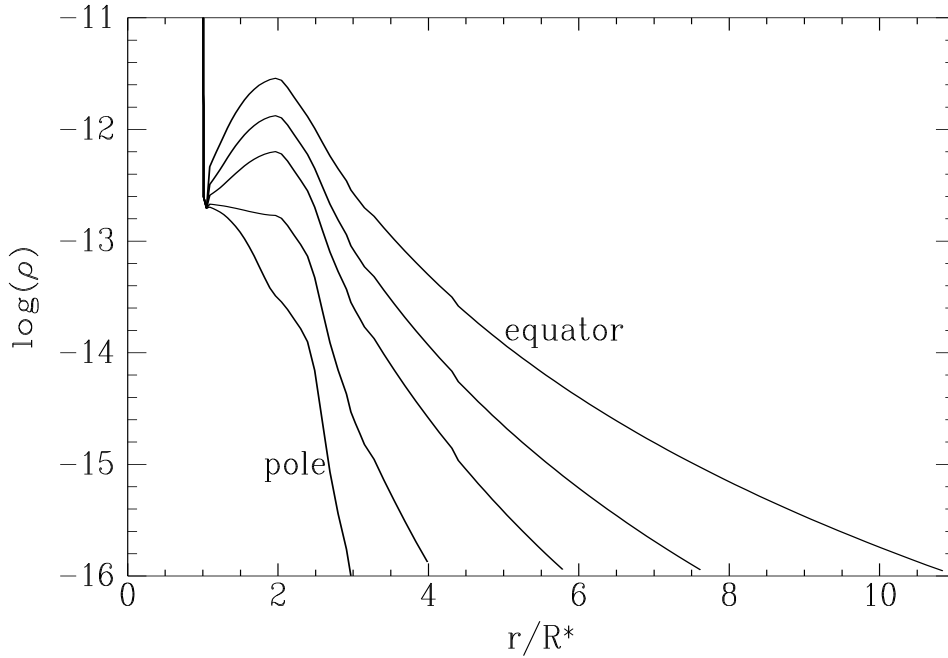


Figure 1. Density distribution in an isothermal envelope as a function of the distance to the central star for latitude angles of 0° (equator), 10° , 20° , 40° , and 90° (pole). $T_{\text{env}} = 10000\text{ K}$ and $V_{\text{max}} = 100\text{ km s}^{-1}$ are adopted.

References

- Crivellari, L., & Simonneau, E. 1994, ApJ 429, 331.
 Cruzado, A. 2010, Proceedings of the IAUS 272, Cambridge University Press, International Astronomical Union Symposia collection. Ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet & G. Peters.
 Gros, M., Crivellari, L., & Simonneau, E. 1997, ApJ 489, 331.
 Zorec, J., Arias, M. L., Cidale, L., & Ringuélet, A. E. 2007, A&A 470, 239.

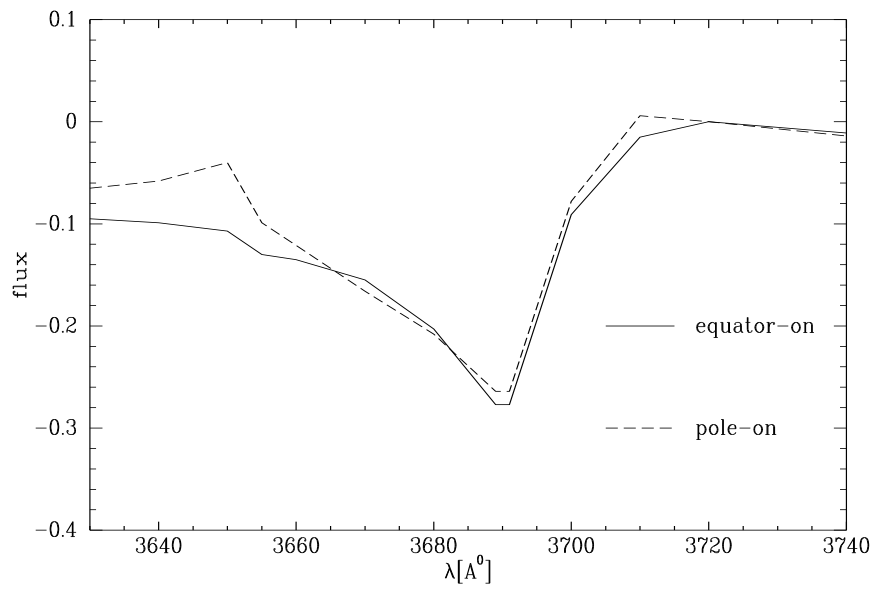


Figure 2. Wavelength-dependent flux distributions obtained for equator-on and pole-on seen stars having photospheric $T_{\text{eff}}=15\,000$ K, $\log g = 4$, and $T_{\text{env}} = 10\,000$ K with CE density distributions as shown in Fig. 1.

PRESENTACIÓN MURAL

Estrellas Be: diagnóstico del medio circunestelar mediante líneas de H del IR cercano

A. Granada^{1,2,3}, M. L. Arias^{1,2}, L. S. Cidale^{1,2} & R. E. Mennickent⁴

(1)Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2)Instituto de Astrofísica La Plata, CONICET-UNLP

(3)Observatoire de Geneve, UNIGE, Suisse

(4)Universidad de Concepción, Chile

Abstract. We describe the behavior of the IR emission lines that appear in the K and L band spectra of Be stars and discuss the physical properties of the circumstellar envelopes based on the classification scheme proposed by Mennickent et al. (2009). We found that for stars of Group I, Pfund and Humphreys lines form in an optical thick region, while for Group II stars, Humphreys lines form in optically thinner regions. The transition between Groups I and II could be interpreted in terms of the evolution of the circumstellar disc.

Resumen. Describimos el comportamiento de las líneas en emisión presentes en las bandas K y L del IR para una muestra de estrellas Be y discutimos las propiedades físicas de sus envolturas circunestelares en base a la clasificación propuesta por Mennickent et al. (2009). Encontramos que para las estrellas del Grupo I las líneas de Pfund y Humphreys se originan en una región ópticamente gruesa, mientras que para las estrellas del Grupo II las líneas de Humphreys se originan en regiones ópticamente más delgadas. La transición entre los Grupos I y II podría ser interpretada en términos de la evolución del disco circunestelar.

1. Introducción

Las estrellas Be poseen una envoltura circunestelar gaseosa cuya presencia se revela, en la región infrarroja, a través de excesos moderados de flujo y la aparición de líneas de hidrógeno de recombinación. En las bandas K y L, el espectro de estas estrellas presenta numerosas líneas de las series de Pfund, Humphreys y Brackett, cuyos perfiles son sensibles a las propiedades físicas y a la estructura dinámica de sus regiones de formación. De esta manera, dichas líneas son una herramienta valiosa de diagnóstico de las envolturas circunestelares.

Una inspección simple de los espectros de las estrellas Be en la banda L permite la clasificación de los mismos en tres grupos siguiendo el esquema propuesto por Mennickent et al. (2009): el Grupo I (Fig.1 izq.) contiene estrellas para las cuales los perfiles de $\text{Br}\alpha$ y $\text{Pf}\gamma$ presentan intensidad similar a los de las líneas de Humphreys, el Grupo II (Fig.1 der.) contiene estrellas con líneas de $\text{Br}\alpha$ y $\text{Pf}\gamma$ más intensas que las líneas de Humphreys, y el Grupo III está formado

por aquellos objetos donde no se detectan estas líneas en emisión. Este esquema de clasificación refleja el régimen de opacidad en la región de la envoltura donde se forman las líneas (Mennickent et al. 2009, Granada et al. 2010).

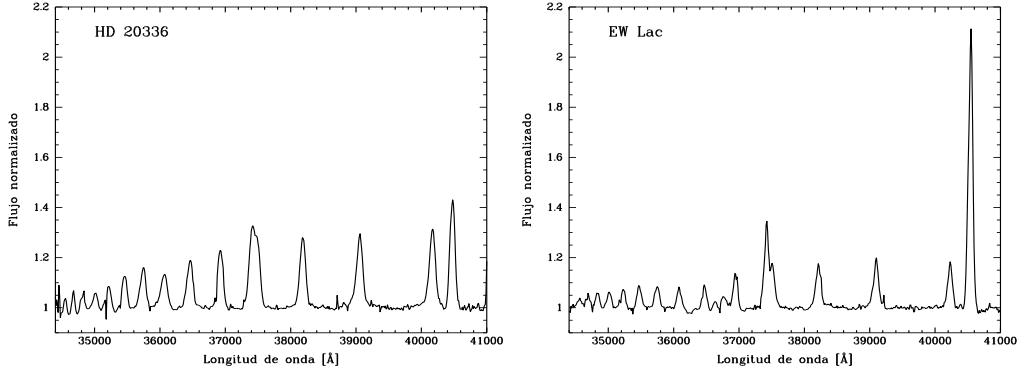


Figura 1. Espectros en la banda L de HD20336 (Grupo I) and EW Lac (Grupo II)

2. Resultados

En este trabajo analizamos espectros de las bandas K y L de una muestra de 26 objetos tipo B que presentan líneas en emisión obtenidos con VLT/ISAAC, GEMINI/NIRI o disponibles en la base de datos del satélite ISO. En base a los cocientes de intensidades de las líneas de H, estimamos la profundidad óptica de sus regiones de formación. En la Tabla 1 se listan las estrellas estudiadas, su tipo espectral, el Grupo (I o II) asignado y las publicaciones relacionadas.

HD	Name	TE	G	HD	Name	TE	G
– ^a	MWC349A	O9III[e]	II	120991 ^b	V767 Cen	B3IIIe	I
5394 ^a	γ Cas	B0IVesh	II	148259 ^b	OZ Nor	B2II	I
20336 ^c	BK Cam	B2.5Ve	I	162732 ^c	88 Her	Bpshe	I
23862 ^c	28 Tau	B8IVev	II	164284 ^c	66 Oph	B2Ve	II
29441 ^b	V1150 Tau	B2.5Vne	I	178175 ^b	V4024 Sgr	B2V	I
45677 ^a	MWC 142	B2V[e]	II	183656 ^c	V923 Aql	Bpshe	II
50013 ^a	κ CMa	B1.5IVne	I	186272 ^b	V341 Sge	B2.5V	II
56139 ^a	ω CMa	B2IV-Ve	II	187811 ^{a,b}	12 Vul	B2.5Ve	I,II
93308 ^a	η Car	Bpe	II	191610 ^{a,c}	28 Cyg	B2.5Ve	II
94910 ^a	AG Car	B2pe	II	193237 ^a	P Cyg	B2pe	II
105521 ^b	V817 Cen	B3IVe	I	200775 ^a	MWC361	B2V[e]	II
105435 ^b	δ Cen	B2IVne	II	209409 ^a	O Aqr	B7IVe	II
120324 ^b	μ Cen	B2IV-Ve	II	217050 ^c	EW Lac	B3IVshe	II

Tabla 1. Muestra de estrellas B con líneas en emisión estudiadas. Las referencias corresponden a: (a) Lenorzer et al. (2002); (b) Mennickent et al. (2009); (c) Granada et al. (2010)

En las siguientes figuras se muestran los flujos de las líneas de Humphreys y Pfund relativos a una transición de referencia, para las estrellas de la Tabla 1. En todos los casos la línea punteada indica el límite ópticamente delgado que predice el caso B de la teoría de recombinación de Menzel, mientras que la línea continua representa el caso ópticamente grueso.

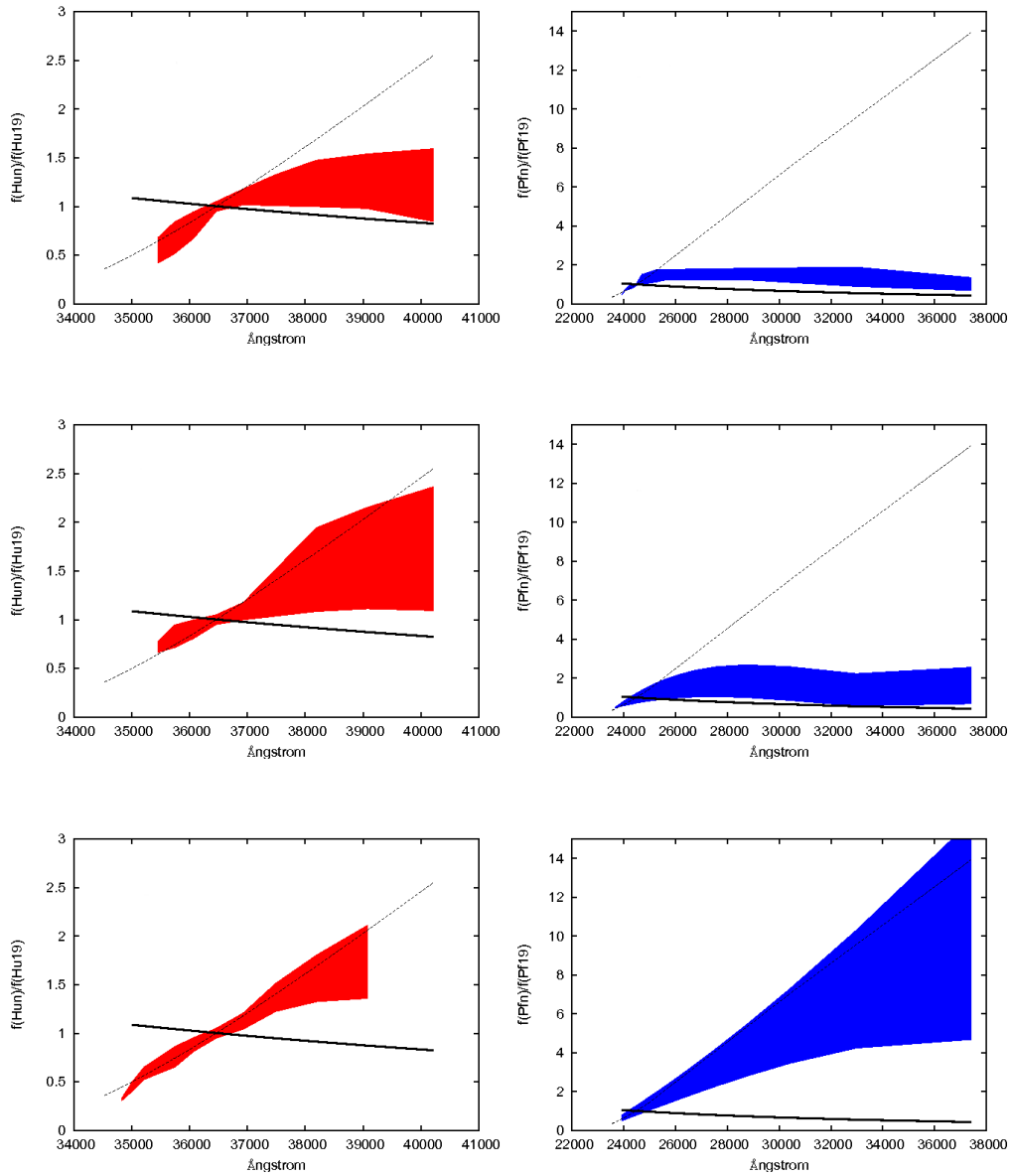


Figura 2. Cocientes de flujos de las líneas de la serie de Humphreys (izq.) y Pfund (der.) para las estrellas del Grupo I (arriba), Grupo II (centro) y estrellas B[e] (abajo)

La Fig. 2 (arriba) muestra que las líneas de Humphreys y Pfund en el caso de las estrellas Be del Grupo I se forman en una envoltura ópticamente gruesa.

La Fig. 2 (medio izq.) muestra el rango de cocientes de flujos de Humphreys que cubren las estrellas Be del Grupo II. En algunos casos estos cocientes son cercanos al caso B de Menzel mientras que para ciertos objetos se apartan del mismo. Los cocientes de las líneas de Pfund para las estrellas Be del Grupo II (Fig. 2 medio der.) corresponden al caso ópticamente grueso. Las estrellas B[e] (Fig. 2 abajo izq.) tienen cocientes de las líneas de Humphreys cercanos a los predichos por el caso B de Menzel, sugiriendo que las líneas se formarían en un viento estelar isoterma (Lenorzer et al. 2002). Los cocientes de las líneas de Pfund se comportan de manera similar (Fig. 2 abajo der.).

La mayoría de los objetos de la Tabla 1 son de tipo espectral B2-3. Si consideramos entonces que las estrellas centrales son similares, podemos atribuir las diferencias observadas en los espectros infrarrojos a diferencias en las propiedades de sus regiones circunestelares. Usando los cocientes de flujo de las líneas de H, estimamos propiedades medias del material circunestelar tales como la densidad de columna de átomos $\langle \text{Ni} \rangle$, así como también la extensión relativa de las regiones de formación, Δr , de las líneas de Humphreys ($R_{\text{Hun}}/R_{\text{Hu16}}$) y Pfund ($R_{\text{Pfn}}/R_{\text{Pfn16}}$) (Granada et al. 2010). Encontramos que para las estrellas del Grupo I las regiones de formación de las líneas de Humphreys serían más densas y compactas que las correspondientes regiones de las estrellas del Grupo II (Tabla 2). Además, los miembros más altos de la serie de Pfund para las estrellas B2 de ambos grupos se formarían en regiones compactas y densas.

línea	Estrellas B2-Grupo I		Estrellas B2-Grupo II	
	$\langle \text{Ni} \rangle [\text{cm}^{-1}]$	Δr	$\langle \text{Ni} \rangle [\text{cm}^{-1}]$	Δr
Hu14	0.3707e+15	1.279	0.1387D+15	1.902
Hu15	0.3487E+15	1.169	0.1236D+15	1.647
Hu16	0.3052D+15	1.000	0.7678D+14	1.000
Hu17	0.2422D+15	0.779	0.5795D+14	0.741
Hu18	0.1187D+15	0.376	0.2224D+14	0.280

Tabla 2. Densidades de columna promedio y regiones de formación relativa de las líneas de la serie de Humphreys para estrellas B2 de los Grupos I y II.

Muchas estrellas Be de nuestra muestra presentan intensa variabilidad espectroscópica. Para dos de ellas, 12 Vul y 28 Cyg, hemos reportado cambios de un Grupo a otro que estarían indicando cambios estructurales en el medio circunestelar (Mennickent et al. 2009, Granada et al. 2010). En este sentido, el seguimiento temporal de este tipo de objetos mediante la espectroscopía IR puede brindar información valiosa sobre el origen y la evolución de las envolturas así como también contribuir a poner restricciones a los modelos de envoltura existentes.

Referencias

- Granada, A., Arias, M.L., Cidale, L. 2010, AJ, Vol 139, p1983
 Lenorzer, A., Vandenbussche, B., Morris, P., de Koter, A., Geballe, T.R., Waters, L.B.F.M., Hony, S., Kaper, L. 2002, A&A, Vol. 384, p473
 Mennickent, R.E., Sabogal, B., Granada, A., Cidale, L. 2009, PASP, Vol. 121, p125

PRESENTACIÓN MURAL

Unveiling the evolutionary phase of B[e] supergiants

M. F. Muratore¹, M. Kraus², A. Liermann³, O. Schnurr⁴, L. Cidale^{1,5} & M. L. Arias^{1,5}

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

(2) *Astronomický ústav AV ČR, v.v.i., Ondřejov, Czech Republic*

(3) *Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany*

(4) *Astrophysikalisches Institut Potsdam, Potsdam, Germany*

(5) *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP*

Abstract. We obtained medium resolution K -band spectra for two B[e] supergiants and one yellow hypergiant (YHG) in the Large Magellanic Cloud (LMC) and found that the spectra of all three stars show enhanced ^{13}CO band emission, in agreement with theoretical predictions for evolved massive stars. Our preliminary results for the two B[e]SGs seem to indicate that one is a pre-RSG star while the other is in a post-RSG phase.

Resumen. Determinamos la abundancia de ^{13}C en el medio circumestelar de dos estrellas B[e] supergigantes y una hipergigante amarilla en la Nube Mayor de Magallanes usando espectros infrarrojos de resolución media en la banda K. Los espectros de las tres estrellas observadas muestran una emisión intensificada en la banda de ^{13}CO que concuerda con las predicciones teóricas para estrellas masivas evolucionadas. Los resultados preliminares para las dos B[e] supergigantes parecen indicar que una de ellas es pre-RSG mientras que la otra está en la fase de post-RSG.

1. Introduction

B[e] supergiants (B[e]SGs) are evolved, massive and luminous B-type stars which are surrounded by disks or rings that have formed from an equatorially enhanced mass-loss event. These disks are cool and dense enough for efficient molecule and dust formation. Both can be observed by their emission in either molecular bands like the CO bands or by their continuum emission in terms of a strong infrared excess, respectively. Although studied in great detail, the evolutionary phase of B[e]SGs remains unclear. Did they just leave the main sequence evolving towards the red supergiant (RSG) phase, or are they already post RSG stars? Recent theoretical investigations have shown that the atmospheres and hence the winds of massive, post-main sequence stars will be strongly enriched in the isotope ^{13}C . This isotope thus seems to be a perfect age indicator for massive evolved stars.

2. How to unveil the age of a massive star hidden in its dense circumstellar material?

The chemical surface composition changes during stellar evolution. Thus, a proper abundance analysis of the surface composition usually allows to determine the age of a star. However, many evolved massive stars are embedded and hidden in their dense, circumstellar winds hampering a proper study of their surface composition.

Stellar evolution models (Meynet & Maeder 2005) predict ^{13}C enrichment at the surface of the stars over their lifetime (Fig.1). Transport of ^{13}C via stellar wind leads to the enrichment of the circumstellar material. Then, detection, in particular in the K -band, of enhanced ^{13}CO emission from the dense circumstellar environments such as B[e]SGs' disks will allow for an unambiguous age determination.

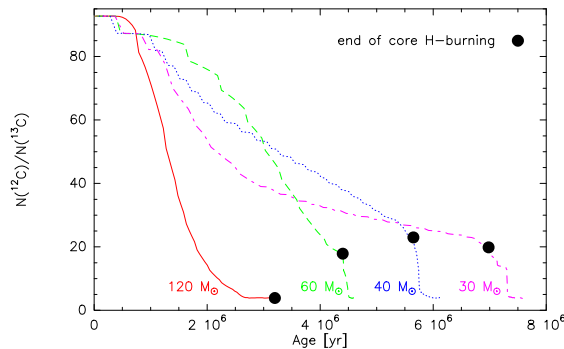


Figure 1. Ratio of $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ surface abundance with stellar lifetime. Models by Meynet & Maeder (2005) for LMC metallicity include the effects of rotation.

3. Observations and modeling results

To trace the amount of ^{13}C in the circumstellar environment of evolved massive stars, we obtained medium resolution K -band spectra with VLT-SINFONI ($1.95\text{-}2.45\ \mu\text{m}$, $R \approx 4000$, $S/N \approx 500$) for two B[e]SGs and one yellow hypergiant (YHG) in the Large Magellanic Cloud (LMC). The stellar parameters of the observed targets are listed in Table 1 and the spectra are shown in the left panel of Fig.2.

Object	T_{eff} [K]	R_* [R_{\odot}]	M_{ini} [M_{\odot}]	Type	Ref.
LHA 120-S 12	23 000	30	~ 25	Sg	(1)
LHA 120-S 73	12 000	125	25-30	Sg	(2)
HD 269953	5 500	605	~ 30	YHG	(3)

Table 1. Stellar parameters for the targets. References are: (1) Zickgraf et al. (1986), (2) Stahl et al. (1983), (3) McGregor et al. (1988)

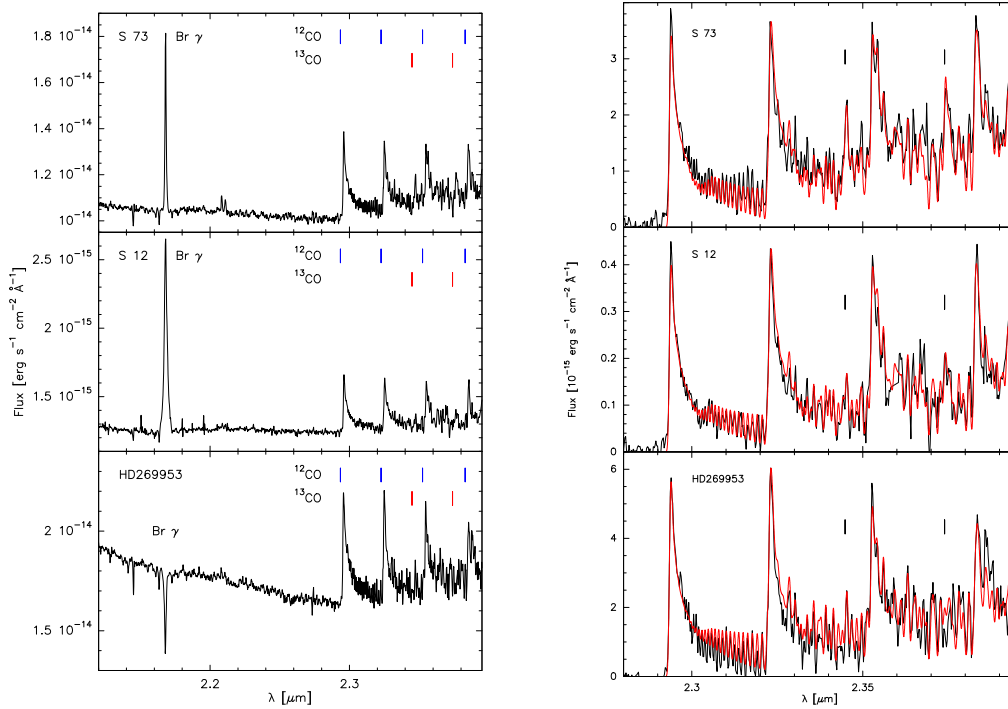


Figure 2. *Left:* K -band spectra of the two LMC B[e]SG stars and the YHG star with identifications for the $\text{Br}\gamma$ line and prominent CO band heads. *Right:* Model spectra (red) overplotted on the observed, extinction corrected and continuum subtracted spectra (black). The ticks mark the identification of the ^{13}CO band heads.

All three stars clearly show the ^{13}CO band emission, whose strength implies a strong enhancement of ^{13}C , in agreement with theoretical predictions. Model computations of the synthetic CO band spectra follow the approach of Kraus et al. (2000). For all three stars we assumed a pole-on orientation of the circumstellar disk or ring, but for the YHG a spherical shell might be more appropriate. The parameters obtained for the best-fitting spectra (right panel of Fig. 2) are listed in Table 2.

Object	T_{CO} [K]	N_{CO} [10^{21} cm^{-2}]	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$A_{\text{CO}} \cos i$ [AU 2]	Ref.
LHA 120-S 12	2800 ± 500	2.5 ± 0.5	20 ± 2	2.6 ± 0.2	(4)
LHA 120-S 73	2800 ± 500	3.5 ± 0.5	9 ± 1	21.0 ± 0.3	(4)
HD 269953	2300 ± 500	2.0 ± 0.5	15 ± 2	67.5 ± 1.0	(5)

Table 2. Best-fitting model parameters for the targets. References are: (4) Liermann et al. (2010), (5) Muratore et al. (in prep.).

4. Results and outlook

- The detection of enhanced ^{13}CO emission from the two studied B[e]SGs is the first ever direct confirmation of the evolved nature of B[e]SGs in the LMC (Liermann et al. 2010).
- The CO emitting areas projected to the line of sight, $A_{\text{CO}} \cos i$, listed in Table 2, constrain the CO region for the B[e]SGs to a narrow ring region.
- The apparent deficiency in CO gas hotter than $\sim 2800\text{ K}$ suggests that there is no CO gas closer to the star. This requires a detached ring of material rather than a disk. Similar results have recently been found for the SMC B[e]SG star LHA 115-S 65 (Kraus et al. 2010).
- The approximately equal initial mass of the stars allows to place them on the same evolutionary track. In Fig. 3 we show the evolutionary track of a rotating $30 M_{\odot}$ star model at LMC metallicity (Meynet & Maeder 2005). Interestingly, according to the determined $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ratios, B[e] supergiants could be pre- as well as post-RSGs. To confirm these findings, studies on a larger sample (Muratore et al. in prep.) are of vital importance.

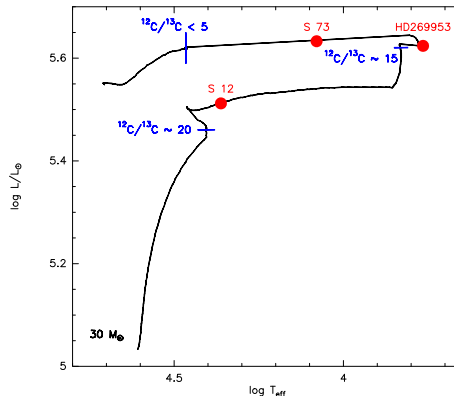


Figure 3. Location of our sample stars in the evolution according to the determined $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ (red dots). Blue ticks mark the onset of different $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ratio regimes.

References

- Kraus et al. 2000, A&A, 362, 158
 Kraus 2009, A&A, 494, 253
 Kraus et al. 2010, A&A, 517, A30
 Liermann et al. 2010, MNRAS, 408, L6
 Meynet & Maeder 2005, A&A, 429, 581
 McGregor et al. 1988, ApJ, 334, 639
 Stahl et al. 1983, A&A, 120, 287
 Zickgraf et al. 1986, A&A, 163, 119

PRESENTACIÓN MURAL

Variabilidad a largo plazo en α Cen B y HD 130948

A. P. Buccino^{1,2}, R. Petrucci¹, T. Metcalfe³, R. F. Díaz⁴ & P. J. D. Mauas¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales-UBA*

(3) *National Center for Atmospheric Research*

(4) *Observatoire Haute-Provence*

Abstract. In this work we studied the long-term activity of two solar-type stars. Using our mid-resolution spectra obtained quarterly at CASLEO from 1999 and the spectra acquired continuously at the CTIO (Chile) from 2008 to date. For the star HD 130948 we detected a possible activity cycle of ~ 5 years and for HD 128621 (α Cen B) we confirmed its 8-year activity cycle previously reported.

Resumen. En este trabajo presentamos un estudio de variabilidad de largo plazo de dos estrellas de tipo solar a partir de espectros de media resolución propios obtenidos trimestralmente en CASLEO desde 1999 y espectros adquiridos en Cerro Tololo (Chile) de manera continua desde 2008 a la fecha. En la estrella HD 130948 detectamos un posible ciclo de actividad de ~ 5 años de período y confirmamos el período de 8 años detectado previamente en HD 128621 (α Cen B).

1. Introducción

Muchas estrellas frías presentan ciclos de actividad similares al ciclo de 11 años en el Sol. En algunos casos los campos magnéticos de estas estrellas son más intensos que el campo solar. Los estudios sistemáticos de la variabilidad estelar comenzaron recién en 1966 por Olin Wilson en Mt. Wilson Observatory. Este proyecto, conocido como Proyecto HK, se extiende hasta nuestros días y consiste en medir el flujo en dos bandas centradas en las líneas de Ca II H y K, y dos bandas de referencia en el continuo cercano. El índice de Mt. Wilson S , definido como la razón entre los flujos en las líneas y en los continuos, es considerada como una medida estándar de los campos magnéticos de la estrellas.

2. Observaciones

Con el objetivo de extender el estudio de la variabilidad y periodicidad estelar al final de la secuencia principal y obtener un registro de actividad para estrellas del hemisferio sur, en marzo de 1999 iniciamos observaciones sistemáticas de un conjunto de estrellas tardías, utilizando el espectrógrafo REOSC, ubicado en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San

Juan). Actualmente estas observaciones tienen una frecuencia de cuatro veces al año y contamos con 1500 espectros de media resolución ($R \sim 13000$) calibrados en flujo (Cincunegui & Mauas 2004) de unas 150 estrellas de tipos espectrales entre F y M. Esta extensa base de datos de CASLEO permite realizar estudios de largo plazo de la actividad cromosférica de estrellas del hemisferio sur (ej. Buccino et al. 2010). Por otro lado, en el 2007, Metcalfe et al. (2010) iniciaron en el hemisferio sur un programa de observación similar al nuestro, donde observan con el telescopio SMARTS 1.5 m en Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO, Chile) una serie de 57 estrellas de tipo solar. Si bien la actividad de estas estrellas fue monitoreada varias veces al mes, estos espectros son de menor resolución que los de CASLEO ($R \sim 2500$). Ambos programas cuentan con mediciones del índice S . Para el conjunto de estrellas comunes, intercalibramos mediciones cuasi-simultáneas del índice de Mount Wilson. Luego, remuestreamos los índices S derivados de espectros de CTIO a nuestra frecuencia de observación y los unimos a nuestros datos. Como resultado obtuvimos un registro de actividad de 2 a 3 mediciones por año a lo largo de 10 años y analizamos estas series temporales con el periodograma de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas 1986). A continuación presentamos los resultados más relevantes de este estudio.

3. Resultados

HD 130948

HD 130948 es una estrella variable de tipo BY Dra de clase espectral G1V. En la Fig. 1 se muestra la serie temporal del índice S . Analizamos los datos de

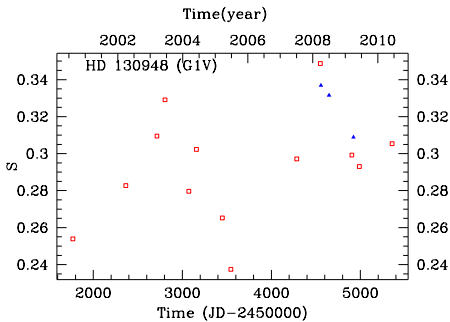


Figura 1. HD 130948. Índice de Mount Wilson calculado de espectros de CASLEO (\square) y CTIO (\blacktriangle)

la Fig. 1 con el periodograma de Lomb-Scargle. En la Fig. 2, se observa que el pico más significativo corresponde a $P = 1793 \pm 26$ días (~ 5 años) con una probabilidad de falsa alarma (calculada con el método de Monte Carlo) de 4.9%. Para verificar el período detectado, analizamos el índice S en función de la fase del ciclo, ajustando estos datos con una función armónica de período unitario: $a_0 + a_1 \cos(2\pi\phi) + a_2 \sin(2\pi\phi)$ donde ϕ es la fase del ciclo¹, donde los coeficientes a_i se calculan por el método de cuadrados mínimos considerando errores diferentes en el índice S (Ec. 10.23 de Frodesen et al. 1979). Los errores en los índices

¹La varianza del ajuste es $\sigma^2 = \sigma_{a_0}^2 + \sigma_{a_1}^2 \cos^2(2\pi\phi) + \sigma_{a_2}^2 \sin^2(2\pi\phi) + 2Cov(a_0, a_1) \cos(2\pi\phi) + 2Cov(a_0, a_2) \sin(2\pi\phi) + 2Cov(a_1, a_2) \cos(2\pi\phi) \sin(2\pi\phi)$

S derivados de espectros de CASLEO fueron considerados del $\sim 5\%$ siguiendo los estudios de Cincunegui & Mauas (2004), mientras que para los derivados de espectros de CTIO se consideró la desviación estándar del promedio de varias mediciones. En la Fig. 1 mostramos este ajuste que acuerda satisfactoriamente con los datos con un coeficiente de correlación $R=0.80$.

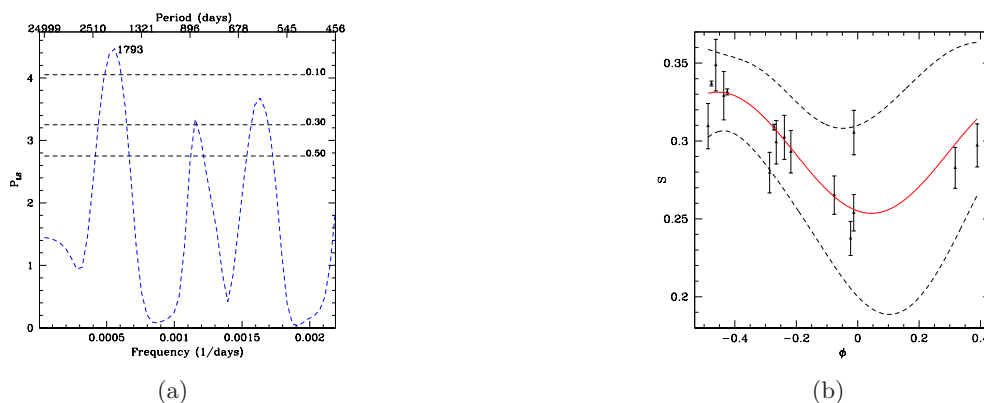


Figura 2. HD 130948. (a) Periodograma de Lomb-Scargle. (b) Índice S en función de la fase del ciclo de actividad y ajuste con línea llena con $R=0.80$. Las líneas punteadas marcan los puntos que se apartan en 1σ del ajuste.

HD 128621- α Cen B

HD 128621 (α Cen B) es una estrella de tipo K1V que sólo puede ser observada desde el hemisferio sur. Su compañera HD 128620 (α Cen A) es una estrella G2V muy estudiada por ser un gemelo solar. En la Fig. 3 mostramos la serie temporal del índice S derivado de espectros de CTIO y CASLEO. Para HD

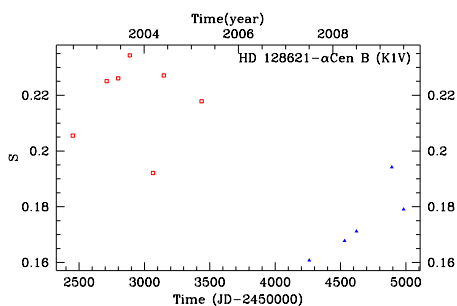


Figura 3. HD 128621. Índice de Mount Wilson calculado de espectros de CASLEO (\square) y CTIO (\blacktriangle)

128621 realizamos un análisis similar al de HD 130948. En la Fig. 2 se muestra el periodograma de Lomb-Scargle donde se evidencia un pico en $P = 2952 \pm 65$ días (~ 8 años) con una FAP=6.4%. Verificamos este período ajustando el índice S vs. la fase del ciclo con una curva armónica de período unitario. Este buen ajuste, con $R=0.87$, se muestra en la Fig. 4(b). El período de ~ 8 años había sido detectado en un trabajo anterior (Buccino y Mauas 2008) basado en una serie temporal diferente a la de la Fig. 3. Cabe señalar que las observaciones de CASLEO tomadas entre 2002 y 2004 son comunes en ambas series. También

Ayres (2009) sugiere que un ciclo de similar período modula la emisión en rayos X de la estrella. De esta manera, estos resultados confirman el período ya detectado en HD 128621.

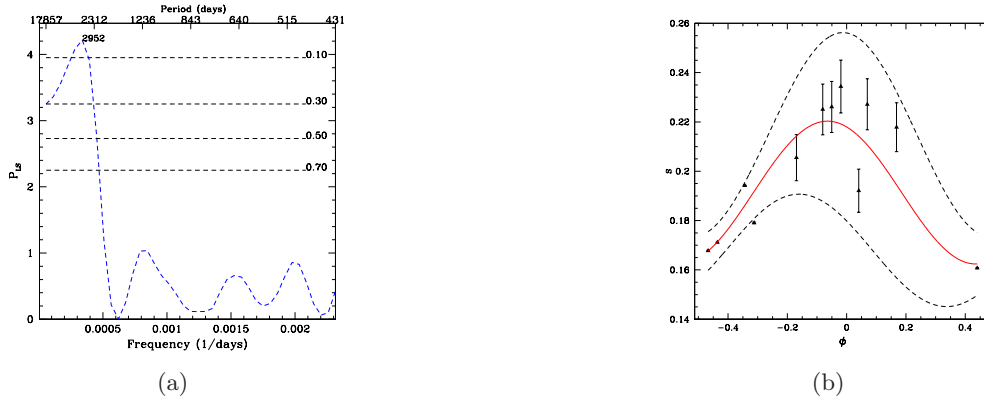


Figura 4. HD 128621. (a) Periodograma de Lomb-Scargle. (b) Índice S en función de la fase del ciclo de actividad y ajuste con línea llena con $R=0.87$. Las líneas punteadas se marcan los puntos que se apartan en 1σ del ajuste.

4. Conclusiones

En este trabajo unimos registros de actividad estelar derivados de espectros obtenidos en CTIO y los propios en CASLEO. A partir de estos datos, detectamos un posible ciclo de actividad no reportado previamente en la literatura para la estrella HD 130948 (G1V) de ~ 5 años. También confirmamos el ciclo de actividad de ~ 8 años de HD 128621 (K1V, α Cen B) detectado previamente por nuestro grupo.

Agradecimientos. Agradecemos a la dirección y al personal técnico de CASLEO, a la Lic. María Luisa Luoni y al Sr. Pablo Valenzuela.

Referencias

- Ayres, T. 2009, *ApJ*, 696, 1931.
 Buccino, A. et al. 2010, *AJ*, **141**, 34.
 Buccino, A. & Mauas, P. 2008, *A&A*, 483, 903.
 Cincunegui, C. y Mauas, P. 2004, *A&A*, 414, 699.
 Horne, J. H. & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757.
 Frodesen G. et al. 1979, *Universitetsforlaget*.
 Metcalfe, T. et al 2010, *AAS*, 42, 333.

Parte IV

Sistemas Estelares

PRESENTACIÓN ORAL

Globular Clusters: Chemical Abundance - Integrated Colour calibration

G. Moyano Loyola¹, F. R. Faifer^{1,2,3} & J. C. Forte^{1,3}

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

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

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

Abstract. In this work, we improve the chemical abundance - integrated colour calibration presented in Forte, Faifer & Geisler, 2007 (FFG07 hereafter) using a new (g-i) vs. (C-T1) colours calibration obtained from M87. Using this calibration and better values of the reddening for the galactic globulars, we found that a quadratic calibration is still enough to represent the observational data, as in FFG07.

Resumen. En este trabajo se mejora la calibración abundancia química - color integrado obtenida en el trabajo de FFG07. En base a la muestra estudiada se halla que una calibración cuadrática es suficiente para representar dicha muestra, coincidiendo este resultado con lo expuesto en FFG07.

1. Introduction

Our galaxy has a number of globular clusters close enough to the Sun to obtain both colour - magnitude diagrams and high resolution spectroscopy. These clusters are useful to obtain a good colour - metallicity calibration, in particular, when the Washington photometric system (e.g., (C-T1) index) is used, due to its high sensitivity to integrated metallicity (Geisler & Forte, 1990).

However, the Milky way lacks of a good sample of globular clusters with high metallicities. This problem was solved including more massive galaxies (e.g., NGC 3379, NGC 3923, NGC 4649) with high quality data from the Gemini telescopes.

As a first step we had to homogenize the sample in terms of the colour and metallicity scales. The new calibration was derived using a Robust Least Square method.

2. Observational Data

Photometric observations of the galactic globular clusters were taken from the original Harris & Canterna, 1976 work, and the sample was completed with data from Reed et al., 1988, after converting their (B-I) index to (C-T1). For the extragalactic clusters, we used the globular clusters presented in Pierce et al., 2006a,b, and Norris et al., 2008. In turn, the photometry was recalibrated

by Faifer et al., 2011 leading to a better (g-i) - (C-T1) relation from new observational data of the M87 system.

The adopted metallicity scale is that of Zinn & West, 1984 (ZW) while total chemical abundances were derived through the Mendel et al., 2007 relation.

3. Colour - Metallicity calibration

An empirical $(C-T1)_0$ colour versus $[Fe/H]_{ZW}$ metallicity calibration was found by fitting a quadratic relation to the homogeneous data using a Robust Least Square program.

$$(C - T1)_0 = 0.915(\pm 0.154) + 0.065(\pm 0.023)([Fe/H]_{ZW} + 3.7(\pm 0.872))^2$$

This relation was obtained by combining 85 globular clusters from the Milky Way and 80 extragalactic globular clusters from the works, mentioned in the previous section, whose metallicities were derived from Lick indices and converted into the ZW scale. The data and the fit are shown in Figure 1. From the analysis we could not find any systematic dependence with age, as shown in Figure 2.

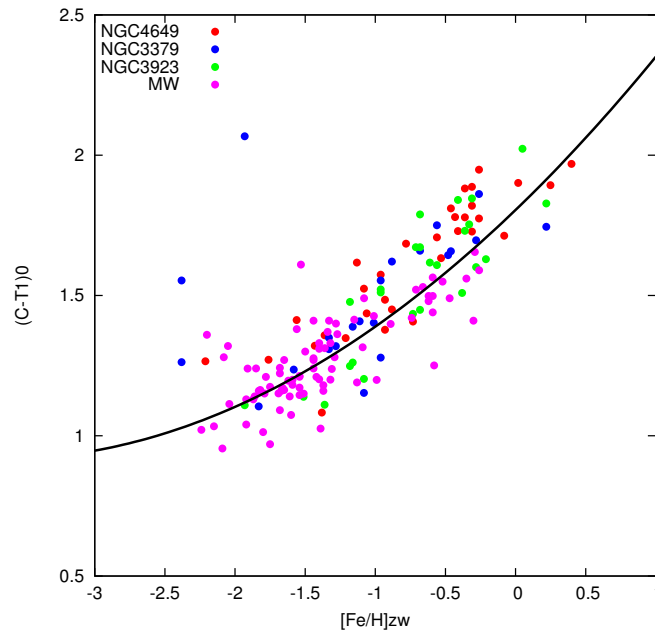


Figure 1. $(C-T1)_0$ colour versus $[Fe/H]_{ZW}$ scale calibration derived from galactic GCs and extragalactic from NGC 3923, NGC 3379 and NGC 4649. The continuous line is the quadratic fit adopted by using a Robust Least Square technique.

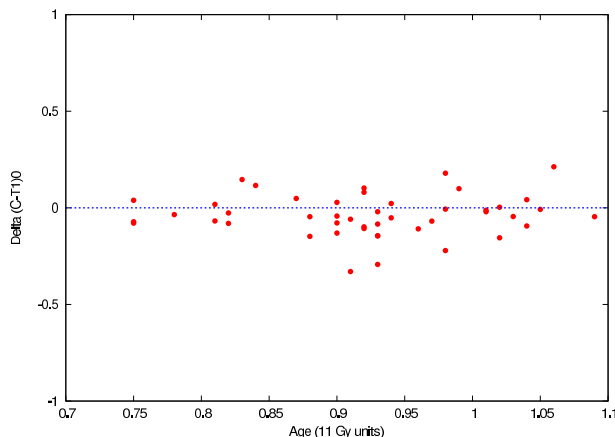


Figure 2. $(C - T1)_0$ colour versus colour residuals from the calibration found. The ages were obtained from the work of de Angeli et al., 2005.

4. An example: A fit to the M87 globular clusters colours.

The calibration found in the previous section is useful since it can provide information about metallicities of large globular cluster samples at distances where high resolution spectroscopy can not be done.

As an example, Figure 3 shows the observed colour and the smoothed colour histograms for a sample of globular clusters observed in M87 as well as model fits derived by adopting an approach similar to that in FFG07.

Therefore, when the calibration found in this work is used along with a model (e.g., FFG07) which represents the distribution of globular clusters in metallicities, it is possible to obtain the mentioned distribution of globular clusters in colours. At the same time, by using the relation presented in FFG07, the spatial and chemical distribution of the diffuse stellar population can be traced by using the distribution that follow the globular clusters.

5. Conclusions

Using observational data of globular clusters from the Milky Way and other three elliptical galaxies (NGC 3379, NGC 3923, NGC 4649) we focussed on how to homogenize the observational data by converting the photometric data into the Washington system and the spectroscopic data into the ZW scale, in order to obtain a reliable integrated colour - chemical abundance calibration.

In contrast with others works in the literature (e.g., Lee et al., 2008, Blakeslee et al., 2010) a quadratic calibration was enough to fit the observational data. The new calibration yields redder integrated colours than those given by FFG07 at the high metallicity regime then releasing the need of very high chemical abundances for the red globulars.

References

Blakeslee J.P., Cantiello M., Peng E.W., 2010, ApJ, 710

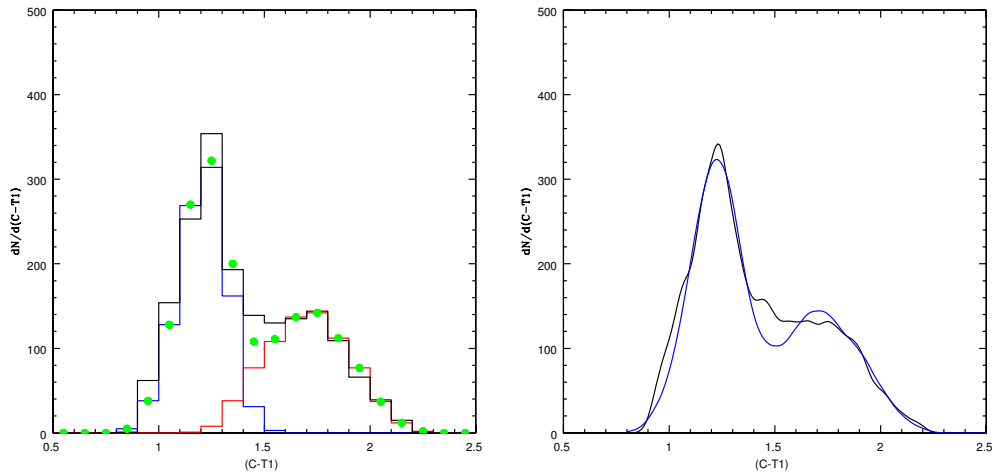


Figure 3. *Left:* Colour histograms for GCs in M87. The blue curve represents the low metallicity subpopulation of GCs. The red curve represents the high metallicity subpopulation. The black curve is the sum of both previous curves.

Right: Smoothed colour histograms for the total globular cluster population shown in the previous panel. Observations: continuous line; model fit: dashed line

- Canterna, R., 1976, AJ, 81, 228
 Forbes D.A., Forte J.C., 2001, MNRAS, 322, 257
 Faifer, F. R., 2011, MNRAS, submitted
 Forte, J.L., Faifer, F., Geisler, D., 2007, MNRAS, 382, 1947
 Harris, H.C., Canterna, R., 1977, AJ, 123, 798H
 Lee et al., 2008, AJ, 682, 135
 Mendel, J.T., Proctor, R.N., Forbes, D.A., 2007, MNRAS, 379, 1618
 Norris, M. et al., 2008, MNRAS, 385, 40
 Pierce M.A. et al., 2006, MNRAS, 366, 1253
 Pierce M.A. et al., 2006, MNRAS, 368, 325
 Reed B.C., Hesser J.E., Shawl S.J., 1988, PASP, 100, 545R
 Thomas, D., Maraston, C., Korn, A., 2003, MNRAS, 351, L19
 Zinn, R., West, M.J., 1984, ApJS, 55, 45

PRESENTACIÓN ORAL

The Galactic open cluster system: evidence of enhanced formation episodes

A. E. Piatti^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

(2) *CONICET*

Abstract. The exciting debate about the existence of signs of enhanced formation of Galactic open clusters (OCs) is revisited here on the basis of a revised age distribution. By using the recently updated 2009 version of the Dias et al. catalogue of 1787 OCs, we found that the present OC's age distribution presents two primary excesses at $t \sim 10\text{-}15$ Myr and 1.5 Gyr. We interpret both excesses as signs of enhanced formation episodes similar to those that occurred in other galaxies (e.g., M51, NGC 1705). When restricting the OC sample to those located in the solar neighbourhood, with the aim of avoiding incompleteness effects, we also find that these clusters are engraved with clear signs of enhanced formation at both ages.

Resumen. A partir de la distribución revisada de las edades de los cúmulos abiertos, presentamos resultados acerca del apasionante debate sobre la existencia de importantes episodios de formación de cúmulos abiertos en nuestra Galaxia. Las edades analizadas fueron tomadas del catalogo recientemente actualizado (febrero 2009) de 1787 cúmulos abiertos compilado por Dias et al. Encontramos que la actual distribución de edades de los cúmulos abiertos presenta dos excesos primarios de cúmulos centrados en 15×10^6 años y 1.5×10^9 años, respectivamente, los cuales interpretamos como signos de intensos episodios de formación similares a los ocurridos en otras galaxias (por ejemplo, M51, NGC 1705). Cuando restringimos la muestra de cúmulos a aquéllos ubicados en la vecindad solar, con el propósito de evitar efectos de incompletitud, encontramos que dichos cúmulos también están marcados con signos claros de intensos episodios de formación alrededor de ambas edades.

1. Age distribution of Galactic open clusters

Janes & Phelps (1994), Bonatto et al. (2006, hereafter BKBS), and Wu et al. (2009, hereafter WZMD), among others, have examined the open cluster's age distribution. They have found open clusters (OCs) with ages spanning the range ~ 1 Myr - 9 Gyr with two typical timescales that resemble the timescales of the thin and thick Galactic disks. BKBS found this result from a thorough study of the properties of the Galactic disk based on 654 OCs distributed within a region

of ~ 5 kpc from the Sun, using the WEBDA¹ database. On the other hand, WZMD employed a recently updated version (February 2009) of the Dias et al. OC catalogue (2002). This catalogue provides information on the fundamental parameters for 1787 objects and includes the previous catalogues of Lyngå (1987) and Mermilliod (1995 in the WEBDA database). New objects and data that were not present in the previous catalogues have now been included in this one. However, from an astrophysical point of view, the number of OCs with age estimates are nearly the same in both studies.

In general, the histograms of the OC's age distribution have been built using a fixed age interval. BKBS used a bin size of 200 Myr over the whole age range ($\Delta t \sim 9$ Gyr). However, with an age interval of 200 Myr, it is impossible to distinguish the intrinsic fluctuations in the OC's age distribution during the past 100 Myr, which are seen in bin sizes of ~ 10 Myr. On the other hand, employing bin sizes of 200 Myr results in a nearly subsampled OC's age distribution for ages over ~ 4 Gyr. The large difference among the ages of OCs led WZMD to vary the age intervals and use bin sizes of 100 Myr for OCs younger than 1 Gyr and 500 Myr for OCs older than 1 Gyr.

We also produced OC's age histograms using the updated version² of the Dias et al. OC catalogue (2002) and age intervals of 50 Myr, 100 Myr, 200 Myr, and 500 Myr, respectively. In each histogram we found peculiar features not seen in the remaining ones. These examples show that a fixed age bin size is not appropriate for yielding the intrinsic age distribution, since the result depends on the chosen age interval. A more robust age interval should be the one whose width is a measure of the age errors of the clusters in that interval. This would lead to the choice of very narrow age bins for young clusters and relatively broader bins for the older ones.

With the aim of building an age histogram that tightly reproduces the intrinsic OC's age distribution, we take the uncertainties in the age estimates into account to define the age intervals in the whole OC age range. Thus, we produce a more appropriate sampling of the OCs per age interval than is built using a fixed bin size, since we include in each bin a number of clusters whose age errors are close to the size of this bin. Indeed, the age errors for very young OCs are a couple of Myrs, while those for the oldest OCs are at least of a few Gyrs. Therefore, smaller bins are appropriate for young clusters, whereas larger bins are suitable for the old ones. We then searched the literature to find that typical age errors are $0.10 \lesssim \Delta \log(t) \lesssim 0.20$. Therefore, we produced a revised age histogram by setting the bin sizes according to this logarithmic law, which traces the variation in the derived age uncertainties in terms of the OC ages. We used intervals of $\Delta \log(t) = 0.20$, but a slightly noisy histogram would be obtained if we used $\Delta \log(t) = 0.10$. The subdivision of the whole age range in age intervals of different sizes can be performed on a observational-based foundation, since they are a measure of the typical OC age errors for each age range. Figure 1 shows the resulting age histogram compared to those by BKBS and WZMD. We also included the error bars produced by a Poisson statistics. As can be

¹<http://obswww.unige.ch/webda>

²February 2009; <http://www.astro.iag.usp.br/~wilton>

seen, we can unveil fiducial characteristics of the OC's formation history during the past tens of Myr, and appropriately group the older ones as well.

Figure 1 depicts a close-up view at the younger ages along with an integral picture of the older ones, thus spanning the whole age range in detail. The close-up panel reveals an important excess of OCs at $\sim 10\text{-}15$ Myr, which curiously arises after a period ($30 \text{ Myr} \lesssim t \lesssim 100 \text{ Myr}$) of decreasing OC formation, overtaking the previously simple picture that 2/3 of the known OCs were born during the last 100 Myr (WZMD). The figure also presents very interesting features. Firstly, there is an abrupt jump at ~ 1.5 Gyr, which largely doubles the number of older OCs counted in the adjacent bin, and continues with a relatively steady OC formation rate for the adjacent younger bins ($300 \text{ Myr} \lesssim t \lesssim 1500 \text{ Myr}$). The relatively wide age interval at the jump bin ($t \sim 1.0 - 1.5$ Gyr) reflects the size of the age errors at that age, rather than a measure of the duration of the burst or triggered OC formation process. Secondly, this noticeably increased level in the number of OCs seems to keep up on average until the last hundred Myr, when a change in the slope of the histogram takes place ($t \sim 100$ Myr). Both primary excesses ($t \sim 10\text{-}15$ Myr and 1.5 Gyr) are signs of enhanced formation episodes, similar to the bursting cluster formation events occurring in other galaxies.

With the aim of confirming a bursting-like OC formation process in the Milky Way (MW) in contrast to a closed-box scenario where the OC formation is at a constant rate, we compared the cumulative age distribution of the Galactic OCs with those of star clusters in the unperturbed spiral galaxy NGC 4395 (Mora et al. 2009) and in M 51, which shows vestiges of star cluster bursts (Hwang & Lee 2009). The result is depicted in Figure 2, wherein we normalized the age distributions for comparison purposes. The comparison is strictly valid for clusters younger than ~ 1 Gyr, which is the range observed by Mora et al. (2009) and Hwang & Lee (2009). As can be seen, the cumulative OC age distribution is more like that of M 51 than NGC 4395. Therefore, we conclude that the OC formation rate in the Milky Way has been enhanced during its lifetime.

We recall that much more work is needed to confirm whether the enhanced OC formation would have taken place across the entire MW disk, more concentrated in the Galactic centre, more concentrated in the outer parts of the MW disk, or even azimuthally uniform. Other questions still remain, as whether the enhanced OC formation were triggered by interaction with the MCs (McClure-Griffiths et al. 2008, Shattow & Loeb 2009), accretion of a dwarf satellite galaxy (Frinchaboy et al. 2004), infall of high-velocity gas clouds (Lockman et al. 2008), etc.

References

- Bonatto, C., Kerber, L.O., Bica, E., Santiago, B.X. 2006, *A&A*, 446, 121 (BKBS)
 Dias, W., Alessi, B.S., Moitinho, A., Lepine, J.R.D. 2002, *A&AS*, 141, 371
 Frinchaboy, P.M., Majewski, S.R., Crane, J.D., et al. 2004, *ApJ*, 602, L21
 Hwang, N. Lee, M.G. 2009 *ApJ*, 709, 411
 Janes, K., Phelps, R.L. 1994, *AJ*, 108, 1773
 Lockman, F.J., Benjamin, R.A., Heroux, A.J., Langston, G.I. 2008, *ApJ*, 679, L21

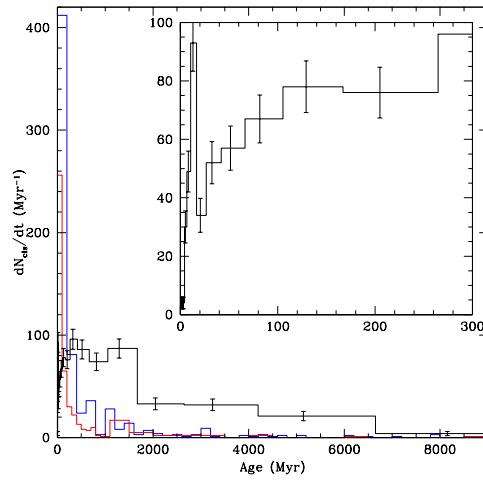


Figure 1. OC's age histograms obtained by BKBS (2006), WZMD (2009) and by us represented with blue, red, and black solid lines, respectively. An enlarged view in also included.

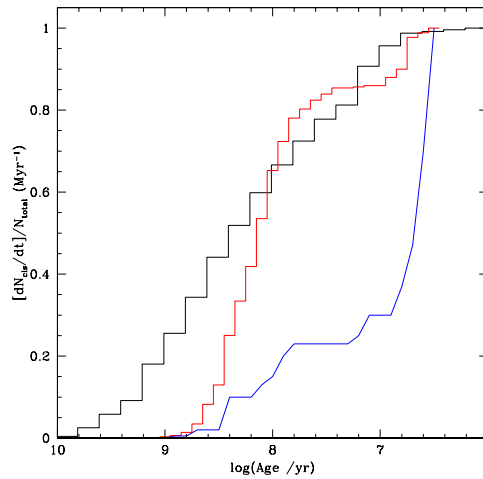


Figure 2. Normalized cumulative age distribution for Galactic OCs (black line), and star clusters in M 51 (red) and NGC 4395, blue solid line.

Lyngå, G. 1987, Catalogue of Open Cluster Data, Strasbourg: Centre de Données Stellaires

McClure-Griffiths, N.M., Staveley-Smith, L., Lockman, F.J., Calabretta, M.R., Ford, H.A., Kalberla, P.M.W., Murphy, T., Nakanishi, H., et al. 2008, ApJ, 673, L143

Mermilliod, J.-C. 1995, in Egret D., Albrecht M.A., eds., Information and On-Line Data in Astronomy, Kluwer, Dordrecht, p. 127

Mora, M.D., Larsen, S.S., Kissler-Patig, M., Brodie, J.P., & Richtler, T. 2009, A&A, 501, 949

Shattow, G., Loeb, A. 2009, MNRAS, 392, L21

Wu, Z.-Y., Zhou, X., Ma, J., Du, C.-H. 2009, MNRAS, 399, 214 (WZMD)

PRESENTACIÓN ORAL

Determinación de parámetros fundamentales de estrellas B en cúmulos abiertos

Y. J. Aidelman¹, L. S. Cidale^{1,2}, J. Zorec³ & M. L. Arias^{1,2}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata, CON CET

(3) Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS-Université Pierre & Marie Curie

Abstract. We use the BCD spectrophotometric classification system to derive fundamental parameters of B stars in NGC 2439, NGC 3766 and NGC 6087. We are able to perform a complete study of each open cluster by deriving spectral classification of its members, as well as the distance modulus and age.

Resumen. Se utilizó el sistema espectrofotométrico de clasificación BCD para derivar los parámetros fundamentales de las estrellas B pertenecientes a los cúmulos abiertos NGC 2439, NGC 3766 y NGC 6087. Hemos logrado un completo estudio de cada cúmulo abierto obteniendo la clasificación espectral, el módulo de distancia y la edad para todos los objetos de la muestra.

1. Introducción

Los diagramas color-color y color-magnitud son herramientas valiosas para estudiar las propiedades de los cúmulos abiertos, como por ejemplo su distancia y su edad. Tanto las distancias, edades, y contenidos estelares de los cúmulos abiertos brindan información sobre la historia de la formación de las estrellas, la estructuras y la evolución de la Galaxia.

Sin embargo, el estudio fotométrico de cúmulos galácticos jóvenes conducen, en ocasiones, a resultados controvertidos en lo referente a la determinación de sus módulos de distancia y la discusión de la pertenencia de los objetos a dichos sistemas estelares. Algunas causas posibles de estas discrepancias se deben a la superposición de varias estructuras estelares en la dirección de la visual y a la presencia de una extinción interestelar generalmente no homogénea.

El objetivo de este trabajo es obtener distancias, edades y parámetros fundamentales de las estrellas B en cúmulos galácticos basándonos en el sistema de clasificación espectrofotométrico BCD (Barbier & Chalonge, 1941; Chalonge & Divan, 1952).

2. Metodología, observaciones y resultados

El sistema BCD está basado en cantidades medibles sobre el espectro continuo en los alrededores de la discontinuidad de Balmer (DB). En particular la altura del salto de Balmer, D , es una función que depende fuertemente de T_{eff} mientras que la posición espectral media de la DB, medida por el parámetro λ_1 , está relacionada con la gravedad superficial de la estrella (para detalles ver el trabajo de Zorec et al., 2009). Una de las ventajas del sistema BCD es que D y λ_1 están libres de extinción interestelar y absorción/emisión circunestelar (Zorec & Briot, 1991). Además las cantidades D y λ_1 nos permiten determinar no sólo los parámetros fundamentales T_{eff} , $\log g$, el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrellas sino también las magnitudes absolutas M_v y M_{bol} , utilizando las calibraciones dadas por Zorec (1986) y Zorec et al. (2009) (ver tabla 1).

Las observaciones consisten en espectros de baja resolución en el rango 3500-4600 Å adquiridos durante los meses de marzo del 2002 y febrero del 2003, utilizando el espectrógrafo B&C adosado al telescopio de 2.15m en CASLEO, Argentina. Fueron observadas 11 estrellas pertenecientes a NGC 2439, 32 de NGC 3766, y 15 de NGC 6087.

El módulo de distancia individual para cada estrella de cada cúmulo se obtuvo utilizando las magnitudes fotométricas aparentes y los excesos de color disponibles en la literatura, junto con las magnitudes absolutas derivadas del sistema BCD. El módulo de distancia calculado para cada cúmulo es un promedio de las determinaciones individuales. Los valores encontrados son 12.48 ± 0.44 mag, 10.07 ± 0.31 mag y 9.32 ± 0.33 mag para NGC 2439, NGC 3766 y NGC 6087, respectivamente. Las edades de los cúmulos se obtuvieron a partir del ajuste de las isocronas calculadas por Bressan et al. (1993). Resultando $12.6 \text{ Myr} < t < 20 \text{ Myr}$ para NGC 2439, $16 \text{ Myr} < t < 24 \text{ Myr}$ para NGC 3766 y $40 \text{ Myr} < t < 79 \text{ Myr}$ for NGC 6087. Estos resultados muestran un muy buen acuerdo con las determinaciones fotométricas anteriores (Turner (1977); Winnenbunrg (1973); Yilmaz (1976); Fernie (1961) y Kharchenko et al (2005)). Además, el sistema BCD nos permitió detectar 12 estrellas con fenómeno Be, ya que éstas muestran una segunda componente de DB que indicaría la presencia de una envoltura extendida. Siete de estos objetos han sido repotados como estrellas Be por primera vez. Asimismo, la observación de la DB en dos épocas diferentes revelan que las estrellas 007 y 009 de NGC 6087 son variables.

3. Conclusiones

En este trabajo hemos preferido utilizar la clasificación BCD ya que es un método más objetivo que el sistema MK que nos permite medir de forma directa los parámetros fundamentales (T_{eff} , $\log g$, tipo espectral, clase de luminosidad, M_v y M_{bol}). De este modo hemos podido realizar un completo estudio de los miembros de los cúmulos abiertos. Obtuvimos los parámetros fundamentales de sus miembros, y determinamos sus módulos de distancia y edades. Es importante mencionar que el sistema espectrofotométrico BCD es una poderosa herramienta para estudiar los cúmulos galácticos lejanos y extragalácticos con la nueva generación de telescopios ya que los parámetros BCD están libres de extinción interestelar y circunestelar.

Tabla 1. Parámetros fundamentales obtenidos con el sistema de clasificación espectrofotométrica BCD para las estrellas observadas pertenecientes al cúmulo NGC 3766.

NGC 3766										
Nro	ID	D	λ_1	TE & CL	T_{eff}	$\log g$	M_v	M_{bol}	m_v	$(m_v - M_v)_0$
<i>Ahmed</i> *		[dex]	[Å]		[K]	[dex]	[mag]	[mag]	[mag]	[mag]
0001	ALS 2398	0.259	51.60	B5 IV	16250	3.90	-1.25	-2.50	8.63	9.28±0.3
0005	HD 306794	0.162	89.84	B4-5	21400	>4.30	-1.50	-4.00	8.16	9.06±0.3
0015	ALS 2408 ^v	0.261	52.89	B5 IV	16250	3.91	-1.20	-2.45	8.54	9.14±0.3
0024	CPD-60 3131	0.336	82.14	B7-8	12400	>4.30	-0.45	-0.57	11.3	11.15±0.3
0026	CPD-60 3125	0.191	53.98	B3 V	20000	4.00	-1.90	-3.80	9.06	10.36±0.3
0027	CPD-60 3128	0.283	87.02	B5	14000	>4.30	-0.70	-1.54	8.46	8.56±0.3
0030	CPD-60 3135	0.295	69.80	B7 VI	13500	>4.30	-0.04	-1.50	11.10	10.54±0.3
0055	CPD-60 3138	0.445	68.74	A0 V	10200	4.25	0.50	0.19	10.33	9.23±0.3
0097	CPD-60 3098	0.273	92.51	B7 VI	14500	>4.30	-0.55	-1.57	9.62	9.57±0.3
0151	CD-60 3626	0.281	74.50	B7 VI	14500	>4.30	-0.50	-1.54	9.40	9.30±0.3
0169	HD 100969	0.188	53.69	B3 V	20000	4.00	-1.87	-3.78	9.17	10.44±0.3
0209	HD 306800	0.250	72.12	B5 VI	15500	~4.40	-0.54	-2.20	10.80	10.74±0.3
0232	HD 100943	0.123	21.02	B5 Ib (Be)	16000	2.25	-8.00	-8.63	7.15	14.55±0.5
0239	HD 306798	0.238	73.50	B5 VI	17000	~4.40	-0.60	-2.35	9.37	9.37 ±0.3
0240	ALS 2401	0.224	30.95	B4 III (Be)	15500	2.75	-4.00	-4.75	9.61	13.01±0.5
0243	HD 308740	0.304	80.76	B9 VI	13000	>4.57	-0.50	-1.40	11.10	11.00±0.3
0264	HD 306657	0.198	84.58	B3 (Be)	19000	>4.30	-1.10	-3.10	10.49	10.99±0.5
0291	HD 306793	0.271	66.67	B6 VI	15000	~4.32	-0.50	-1.90	10.674	10.58±0.3
0301	CPD-60 3087	0.225	63.54	B5 V	16000	~4.35	-0.51	-2.10	10.90	10.81±0.3
0316	V* BF Cen ^b	0.211	101.11	B3	18500	>4.70	-1.00	-2.90	8.810	9.21±0.3
0317	HD 306785	0.191	58.11	B3 V	20000	4.12	-1.70	-3.65	9.720	10.82±0.3
0326	HD 100840	0.238	51.30	B4 V	17000	3.95	-1.45	-2.58	8.190	9.04±0.3
...	HD 306644	0.372	49.27	B8 IV	12500	3.92	-0.50	-1.00
...	HD 306778	0.223	56.16	B3-4 V	18400	4.08	-0.50	-3.14	9.80	9.70±0.3
...	HD 306784	0.344	48.01	B7 IV	13200	3.88	-0.74	-1.34
...	HD 306787	0.298	71.21	B8 VI	13000	~4.43	-0.20	-1.40
...	HD 306788	0.199	57.84	B3 V	19550	4.06	-1.50	-3.39	10.00	10.90±0.3
...	HD 308743	0.261	61.21	B5 V	15600	4.24	-0.63	-2.20
...	HD 308852	0.318	53.71	B6 V (Be)	13700	4.10	-4.43	-1.35	10.10	13.93±0.3
...	CI NGC 3766 MG 029	0.272	74.99	B6 VI	14600	>4.47	-0.61	-1.68
...	CI NGC 3766 MG 116	0.303	73.49	B7 VI	12500	>4.53	-0.05	-1.40	10.29	9.74±0.3
...	CI NGC 3766 MG 177	0.221	64.39	B4 V	18000	4.25	-1.05	-2.58
$(m_v - M_v)_0 = 10.07 \pm 0.30 \text{ mag}^{**}$ $d = 1050 \pm 150 \text{ pc}$										

(*) La nomenclatura corresponde a la del trabajo realizado por Ahmed (1962)

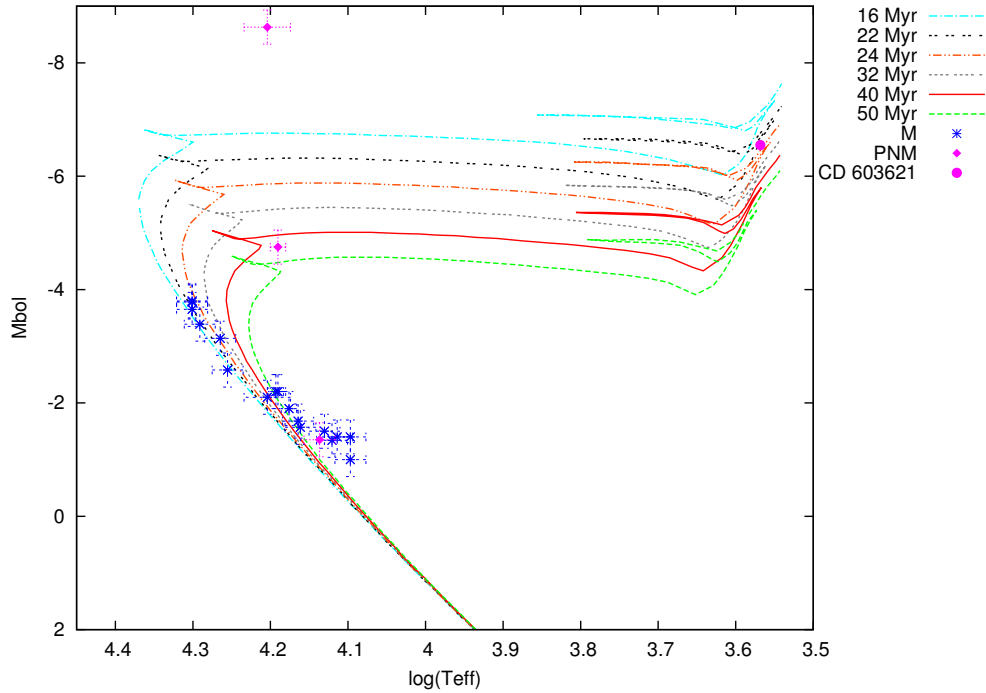
(b) Binaria eclipsante tipo algo

(v) Variable eruptiva

(***) El valor del módulo de distancia individual se obtuvo a partir de las magnitudes aparentes y los excesos de color de las fotometrías dadas por Sher (1965), Moitinho et al. (1997) y SIMBAD. El módulo de distancia del cúmulo es un promedio de las determinaciones individuales. Las estrellas NGC 3766 232, 240 y HD 308852 no se tuvieron en cuenta en este cálculo, ya que el módulo de distancia estimado se aparta mucho del valor medio.

 m_v corresponde a las magnitudes aparentes dadas por SIMBAD

Figura 1. Ajuste de las isocronas dadas por Bressan et al. (1993) en el cúmulo NGC 3766 junto con la estrella gigante CD-60 3621 medida por Levesque et al. (2005). PNM corresponde a las estrellas NGC 3766 232, 240 y HD 308852.



Referencias

- Ahmed, F. 1962, *Publications of the Royal Observatory of Edinburgh*, 3, 60
 Barbier, D. & Chalonge, D. 1941, *Annales d'Astrophysique*, p. 30
 Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G. & Chiosi, C. 1993, *A&A*, 100, 647
 Chalonge, D. & Divan, L. 1952, *AJ*, 63, 186
 Fernie, J. D. 1961, *ApJ*, 133, 64
 Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., et al. 2005, *A&A*, 438, 1163
 Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, *ApJ*, 628, 973
 Moitinho, A., Alfaro, E. J., Yum, J. L. & Phelps, R. L. 1997, *AJ*, 113, 1359
 Sher, D. 1965, *MNRAS*, 129, 237
 Turner, D. G. 1997, *AJ*, 82, 805
 Winnenburger, W. 1973, *A&A*, 24, 157
 Yilmaz, F. 1976, *A&A*, 26, 1
 Zorec, J. 1986, *Structure et rotation différentielle dans les étoiles B avec et sans émission*, ed. Zorec, J.
 Zorec & Briot, 1991, *A&A*, 245, 150
 Zorec, J., Cidale, L., Arias, M. L., et al. 2009, *A&A*, 501, 297

PRESENTACIÓN ORAL

Estimación de edades de 15 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes

M. C. Parisi¹, D. Geisler², J. J. Clariá¹, A. E. Piatti³, A. J. Grocholski⁴
& A. Sarajedini⁵

(1) Observatorio Astronómico de Córdoba - Argentina

(2) Universidad de Concepción - Chile

(3) Instituto de Astronomía y Física del Espacio - Argentina

(4) Yale University - USA

(5) University of Florida - USA

Abstract. By using V and I images obtained with the “Very Large Telescope” (Chile) for 15 star clusters in the Small Magellanic Cloud (SMC), we estimated their ages from the δV parameter, which is defined as the difference between the visual magnitude of the horizontal branch (or “clump”) and the corresponding visual magnitude of the turn off. We first performed the PSF photometry and then built the colour-magnitude diagrams of the clusters wherein we measured δV . This parameter, expressed in magnitudes, was calibrated by Salaris, Weiss & Percival (2004) as a function of age. The ages here estimated for the 15 clusters, together with the metallicities we had previously derived applying the CaII triplet technique, allowed us to reanalyze the age-metallicity relationship in the SMC.

Resumen. Usando imágenes V e I de 15 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NmM), obtenidas con el “Very Large Telescope” (Chile), estimamos las edades de los mismos a partir del parámetro δV , definido como la diferencia entre la magnitud visual de la rama horizontal (o “clump”) y la correspondiente magnitud visual del punto de desvío de la secuencia principal. Realizamos primero la fotometría PSF y luego construimos los diagramas color-magnitud de los cúmulos en los cuales medimos δV . Este parámetro, expresado en magnitudes, ha sido calibrado en función de la edad por Salaris, Weiss & Percival (2004). Las edades estimadas para los 15 cúmulos, juntamente con las metalicidades previamente derivadas por nosotros aplicando la técnica del triplete del CaII, nos permitieron reanalizar la relación edad-metalicidad en la NmM.

1. Introducción

En un trabajo anterior (Parisi et al. 2009), hemos descripto con bastante detalle el procedimiento llevado a cabo para determinar metalicidades de 15 cúmulos estelares, relativamente débiles, de la Nube Menor de Magallanes (NmM). Esta determinación la hicimos utilizando espectros en el infrarrojo cercano obtenidos

con el “Very Large Telescope” ubicado en Cerro Paranal (Chile) y aplicando la técnica conocida como “Técnica del Triplete del CaII”. Usando estas metalicidades y las edades tomadas de la literatura, analizamos en el mencionado trabajo la Relación Edad-Metalicidad (REM) en esta galaxia. Si bien obtuvimos algunos resultados interesantes en este sentido, para realizar un análisis lo más confiable posible de la REM en la NmM, es recomendable que tanto las metalicidades como las edades de los cúmulos utilizados como trazadores de la REM, se encuentren en una escala lo más homogénea posible. Este requisito se cumple efectivamente para las metalicidades de los 15 cúmulos, ya que las mismas fueron determinadas usando siempre el mismo telescopio, la misma configuración instrumental y aplicando siempre la misma técnica. Lamentablemente, sin embargo, las edades de los cúmulos, tomadas de la literatura, han sido derivadas en general por distintos autores, utilizando métodos diferentes. Esta falta de homogeneidad en las edades utilizadas en nuestro primer análisis limita la confianza que podamos asignar a los resultados inferidos y, por supuesto, también al análisis mismo de la REM y a la evolución química en general de la NmM. Lo expresado justifica la necesidad de contar con edades de los cúmulos derivadas en una escala homogénea.

2. Diagramas color-magnitud y edades de los cúmulos

Como se explica detalladamente en Parisi et al. (2009), para poder seleccionar las estrellas individuales que fueron luego observadas espectroscópicamente en cada cúmulo, el personal del Observatorio Paranal obtuvo imágenes de los cúmulos en las bandas V e I de Johnson (pre-imágenes). Dado que existen calibraciones (Salaris, Weiss & Percival 2004) que permiten estimar la edad de un cúmulo estelar a partir de la diferencia medida (δV) entre la magnitud visual V del “clump” o “pseudo-rama horizontal” de dicho agregado y la magnitud visual V del punto de desvío de la secuencia principal del mismo, solicitamos oportunamente al personal del VLT que se incrementaran los tiempos de exposición de las pre-imágenes lo suficiente como para poder alcanzar, en los diagramas color-magnitud (CM), las porciones bien por debajo de los puntos de desvío de la secuencia principal en cada caso. El Observatorio Paranal no provee, en esta etapa, imágenes de estrellas estándar como para calibrar el sistema. Sin embargo, este no constituye un problema ya que el parámetro δV puede calcularse directamente a partir de la magnitud y el color instrumental. Se obtuvieron entonces con el instrumento FORS2 y una escala de placa de $0.25'' \text{ pixel}^{-1}$, pre-imágenes con tiempos de exposición de 200 segundos en la banda I y 100 segundos en la banda V . Haciendo uso de estas imágenes, realizamos la fotometría PSF (*Point Spread Function*) y confeccionamos diagramas CM en los cuales tanto los “clumps” como los puntos de desvío de las respectivas secuencias principales resultan claramente visibles. Para realizar esta fotometría, utilizamos la versión de paquetes DAOPHOT/ALLSTAR, independiente de IRAF (Stetson 1987). Los cuatro paneles de la Figura 1 (*izquierda*) muestran, a manera de ejemplo, el diagrama CM correspondiente a distintas regiones de uno de los cúmulos observados (L7). Siguiendo un procedimiento descrito por Piatti et al. (2005), construimos para cada cúmulo, 4 diagramas CM incluyendo estrellas dentro de 4 diferentes regiones o intervalos en píxeles. Estos intervalos son: $r < 100 \text{ px}$ de radio, $100 \text{ px} < r < 200 \text{ px}$, $200 < r < 300$ y $r > 300 \text{ px}$ de radio. En todos los

cúmulos estudiados, el diagrama CM correspondiente al círculo interior de 100 píxeles de radio es ciertamente el menos contaminado por estrellas del campo. El diagrama CM correspondiente a la región entre 100 y 200 píxeles se encuentra aún dominado por estrellas del cúmulo, mientras que, en general, los dos diagramas correspondientes a las regiones más externas exhiben claramente una mayor contaminación por estrellas del campo. Por lo expresado, para reconocer las características propias de cada cúmulo, esencialmente el “clump” y el punto de desvío de la secuencia principal, utilizamos el diagrama CM construido con las estrellas contenidas dentro de un radio de 200 píxeles. Todos los cúmulos revelan estas características razonablemente bien destacadas. Una vez determinado el parámetro δV para cada cúmulo, utilizamos la calibración de Salaris, Weiss & Percival (2004), conjuntamente con las metalicidades de Parisi et al. (2009), para derivar la edad correspondiente.

3. Relación Edad-Metalicidad en la Nube Menor de Magallanes

Las edades derivadas en este trabajo, juntamente con las metalicidades inferidas en Parisi et al. (2009), han sido utilizadas para construir la REM en la NmM. Dado que sólo hemos observado 15 cúmulos de la NmM, decidimos agregar a nuestra muestra algunos cúmulos para los cuales otros autores han determinado metalicidades en una escala similar, con errores relativamente pequeños. La ampliación de esta muestra permitirá examinar efectos globales y, al mismo tiempo, los errores estadísticos serán por supuesto menores. En la Figura 1 (*derecha*) vemos cómo es la REM resultante.

Del análisis de esta REM, no observamos un acuerdo muy claro con el modelo explosivo de Pagel y Tautvaišiene (1998, PT98), excepto quizás para los cúmulos más jóvenes que 3×10^9 años, aunque NGC 330, el cúmulo más joven, es significativamente más pobre en metales que lo que predice el modelo de PT98. Si bien el modelo de PT98 predice un pequeño enriquecimiento químico para el período intermedio (5×10^9 - 10×10^9 años), las metalicidades de los cúmulos observados en ese período son significativamente mayores que las predichas por el modelo, para la mayoría de los cúmulos. Sin embargo, como puede observarse, el modelo de Carrera ajusta razonablemente bien los datos entre 3×10^9 y 10×10^9 años. Resulta claro, a partir del gráfico, un acuerdo general con el modelo de Carrera y no tenemos duda de que se requiere algo más complejo que el simple modelo de “caja cerrada” para explicar esta REM. Nótese que existen 3 puntos en la REM que corresponden a 3 cúmulos de nuestra muestra con edades del orden de 10×10^9 años. De acuerdo al parámetro δV , estos 3 cúmulos aparentan poseer una edad comparable a la edad de NGC 121, hasta el momento el único “cúmulo globular” genuino de la NmM y sobre el cual se basa todo lo conocido hasta el momento (usando cúmulos) sobre el enriquecimiento químico de esta galaxia en sus comienzos. Todo parece indicar que estamos en presencia de un resultado importante, ya que hemos logrado ampliar el número de cúmulos viejos conocidos en la NmM y, además, estamos aportando nueva evidencia observacional relacionada con el proceso de enriquecimiento metálico en las etapas primigenias de la NmM. En particular, teniendo en cuenta las metalicidades de estos tres cúmulos, parece evidente que el enriquecimiento químico, si lo hubo, ha sido extremadamente pequeño entre 13×10^9 y 3×10^9 años.

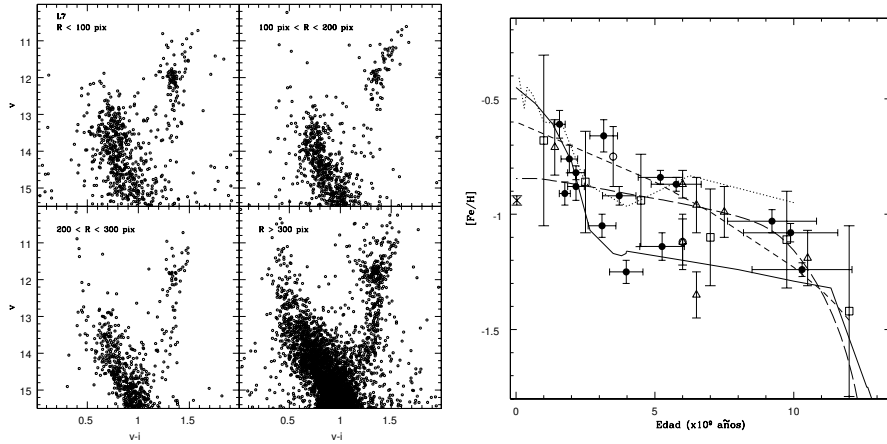


Figura 1. *Izquierda:* Diagramas Color-Magnitud de uno de los cúmulos de nuestra muestra (L7), en cuatro anillos concéntricos centrados en el centro del cúmulo. *Derecha:* Relación Edad-Metalicidad de la Nube Menor de Magallanes. Los círculos abiertos y los triángulos representan los cúmulos estudiados por Da Costa & Hatzidimitriou (1998) y por Glatt et al. (2008), respectivamente. Los cúmulos estudiados en este trabajo se representan con círculos llenos, en tanto que NGC 330, el único cúmulo con metalicidad determinada mediante espectroscopía de alta resolución (Gonzalez & Wallerstein 1999), se identifica con una cruz. Los cuadrados en esta figura representan las metalicidades medias calculadas por Carrera et al. (2008) en 6 intervalos de edad. La línea de trazos cortos representa el modelo de “caja cerrada” de formación estelar continua computado por Da Costa & Hatzidimitriou (1998); la línea llena corresponde al modelo explosivo de Pagel y Tautvaišienė (1998) y la línea de trazos largos representa el modelo de mejor ajuste de Carrera (2008). Finalmente, la línea de puntos representa la REM obtenida por Harris & Zaritsky (2004).

Referencias

- Carrera, R., Gallart, C., Aparicio, A., Costa, E., Méndez, R.A., & Noël, N.E.D., 2008, *AJ*, 136, 1039
- 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
- Harris, J., & Zaritsky, D., 2004, *AJ*, 127, 1531
- Pagel, B.E.J., & Tautvaišienė, G., 1998, *MNRAS*, 299, 535
- Parisi, M.C., Grocholski, A.J., Geisler, D., Sarajedini, A. & Clariá, J.J., 2009, *AJ*, 138, 517
- Piatti, A.E., Sarajedini, A., Geisler, D., Seguel, J. & Clark, D., 2005, *MNRAS*, 258, 1215
- Salaris, M., Weiss, A. & Percival, M. 2004, *A&A*, 414, 163
- Stetson, P.B. 1987, *PASP*, 99, 191

PRESENTACIÓN MURAL

Is the Hogg 12-NGC 3590 pair a new open cluster binary system?

A. E. Piatti^{1,4}, J. J. Clariá^{3,4} & A. V. Ahumada^{2,3,4}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

(2) *Observatorio Europeo del Sur, Santiago, Chile*

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

(4) *CONICET*

Abstract. Based on CCD UBVI_{KC} images obtained at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO, Chile) and on morphological criteria, as well as on the stellar density in the region, we confirm that Hogg 12 is a genuine open cluster (OC) separated in the sky from NGC 3590 by scarcely 3.6 pc. The colour-magnitude diagrams of Hogg 12, cleaned from field star contamination, reveal that this is a solar metal content cluster, affected by $E(B - V) = 0.40 \pm 0.05$, located at a heliocentric distance $d = 2.0 \pm 0.5$ kpc, and of an age similar to that of NGC 3590. Evidence that these two objects form an OC binary system is presented. A detailed version of this work can be seen in PASP, 122, 516 (2010).

Resumen. Usando imágenes CCD UBVI_{KC} obtenidas en el Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) y en base a criterios fotométricos y a la densidad estelar en la región, confirmamos que Hogg 12 es un cúmulo abierto (CA) genuino separado en el cielo de NGC 3590 por apenas 3.6 pc. El diagrama color-magnitud de Hogg 12, corregido por la contaminación que producen las estrellas del campo, revela que el mismo es un cúmulo de metalicidad solar, afectado por $E(B - V) = 0.40 \pm 0.05$, ubicado a una distancia heliocéntrica $d = 2.0 \pm 0.5$ kpc y con una edad similar a la de NGC 3590. Presentamos evidencia de que estos dos objetos forman un sistema doble de CAs. Una versión detallada del trabajo puede verse en PASP, 122, 516 (2010).

1. Photometric data analysis

The presence of an apparent concentration of stars in the sky does not necessarily imply that such concentration is a real physical cluster. Confirmation is indeed possible only in the case of globular clusters or very concentrated OCs. In this context, Hogg 12 is indeed an arguable case. In this study we attempt to clarify the nature of Hogg 12 (ESO 129 SC11) by using CCD UBVI_{KC} photometry down to $V = 22$ obtained with the CTIO (Chile) 0.9 m telescope. The proximity of the well-known OC NGC 3590 in the same field allowed us to use it as a control cluster, not only to check the quality of our photometry but also to compare their stellar densities and their fiducial cluster features. We applied the

statistical method described by Piatti et al. (2010) to filter the field stars from both the colour-magnitude diagrams (CMDs) and the colour-colour diagrams (CCDs). We thus found that our photometry does not permit us to distinguish cluster stars from field stars for $V > 16$. We determined the coordinates associated with the geometrical centers of NGC 3590 and Hogg 12 by fitting Gaussian distributions to the stellar density profiles projected onto the directions for the x and y axes. The resulting coordinates for the clusters turned out to be $(x_c, y_c) = (820 \pm 30, 1210 \pm 30)$ pixels and $(1670 \pm 30, 1000 \pm 50)$ pixels, equivalent to $\alpha_{2000} = 11^h 12^m 23.5^s$, $\delta_{2000} = -60^\circ 46' 52''$ and $\alpha_{2000} = 11^h 12^m 46^s$, $\delta_{2000} = -60^\circ 48' 15''$ for Hogg 12 and NGC 3590, respectively. To determine the morphology of the clusters more precisely, we considered the possibility of their being elliptically shaped. Using the N2GAUSSFIT program in the STSDAS/IRAF package, we derived x and y coordinate centers in excellent agreement with those derived before, being the ellipticity 0.5 in both cases. The semimajor axes of the ellipses turned out to be 1.8' and 1.0' for NGC 3590 and Hogg 12, respectively. Finally, we applied the method of Pavani & Bica (2007) to measure how different the stellar densities encompassed by the adopted ellipses are with respect to the field star density. Pavani & Bica (2007) defined the R^2 statistics, which compares the distribution of field fluctuations and density contrast in the CMD of the clusters to those in the star field. We built 70 different CMDs for boxes of 250x250 pixels distributed throughout the field, as well as the CMDs for NGC 3590 and Hogg 12. Then, we built the histograms of the R^2 distributions and performed a Gaussian fit. We found that the R^2 values for both OCs exceed by more than 10σ the mean values derived for the field. Since NGC 3590 is a well-known real OC, this result implies that Hogg 12 also constitutes a genuine physical system, in contrast with the assumption of Moffat & Vogt (1975) who considered that it is a random fluctuation of the field star density.

2. Is the Hogg 12-NGC 3590 pair a new open cluster binary system?

Fig. 1 shows the filtered CMDs and CCDs for stars distributed within the adopted ellipse for NGC 3590. Despite the presence of some unavoidable interlopers, most of the stars appear to trace the cluster fiducial main sequence (MS). We adopted the $E(B - V)$ colour excess and apparent distance modulus from Clariá (1976) and overplotted the Zero-Age Main Sequence (ZAMS) of Lejeune & Schaerer (2001) to the $(V, B - V)$, $(V, U - B)$, and $(U - B, B - V)$ diagrams. We also fitted the $(V, V - I)$ and $(U - B, V - I)$ diagrams by using $E(V - I) = 0.60$. The ZAMS that best matches the cluster features is the one of solar metal content. Besides, the isochrone of $\log t = 7.20 \pm 0.20$ ($t = 30$ Myr) and solar metal content turned out to be the one which most accurately reproduces the cluster features in the three CMDs (Fig. 1). The age derived is in excellent agreement with the value estimated by Clariá (1976).

Once we checked that the filtering procedures of both CMDs and CCDs as well as the isochrone fitting method reproduced the fundamental parameter values of NGC 3590 derived by Clariá (1976), we applied the same methods to Hogg 12. Surprisingly, most of the stars in the $(U - B, B - V)$ diagram can be matched by a solar metal content ZAMS reddened by $E(B - V) = 0.40 \pm 0.05$. On the other hand, the ZAMS reddened by $E(V - I) = 0.50 \pm 0.05$,

corresponding to an apparent distance modulus $m - M = 12.75 \pm 0.25$ matches reasonably well the star distribution in the $(U - B, V - I)$ diagram as well as in the three CMDs. If we applied the criteria defined by Clariá and Lapasset (1986) to evaluate cluster membership in Hogg 12, we would find that most of them would be probable cluster members. Note that according to these criteria, a few probable members could be discarded simply because they fall out of the MS in some of the three CMDs, which would possibly be due to an incorrect colour value. With the aim of comparing the ages of Hogg 12 and NGC 3590, we overplotted their extracted intrinsic CMDs (Fig. 2). As can be seen, the clusters seem to be nearly the same age. We used the derived reddening and apparent distance modulus values and $A_V/E(B - V) = 3.2$ (Straizys 1992) to obtain for Hogg 12 a heliocentric distance $d = 2.0 \pm 0.5$ kpc and a Galactocentric distance $R_{GC} = 8.0$ kpc, assuming the Sun's distance from the center of the Galaxy to be 8.5 kpc. If we accept that the major axes of the corresponding ellipses represent the dimensions of each cluster, the resulting angular radii are $1.00'$ and $1.78'$, equivalent to linear radii of 0.6 pc and 1.2 pc for Hogg 12 and NGC 3590, respectively. Given the fact that many young OCs have radii of ~ 5 pc or even longer (Janes & Phelps 1994), both Hogg 12 and NGC 3590 appear to be very small OCs. They present an angular separation in the sky of $5.8'$, which is equivalent to 3.85 pc or 3.37 pc, depending on which cluster's heliocentric distance is used. Therefore, both OCs are separated in the sky by 3.6 ± 0.2 pc, which makes them one of the closest pairs of OCs carefully studied up to the present (de la Fuente Marcos & de la Fuente Marcos 2009). In fact, de la Fuente Marcos & de la Fuente Marcos (2009) compiled 27 candidate binary clusters from the catalogue of Dias et al. (2002) and found that only the pair Bica 1 and Bica 2 has a spatial separation (S) of 3 pc, whereas the remaining binary clusters have S values between 7 and 30 pc. The spatial separation of the two almost coeval OCs compared to their large heliocentric distance, suggests that these two objects were formed together. Although de la Fuente Marcos & de la Fuente Marcos (2009) did not include Hogg 12 and NGC 3590 in their study, both clusters match very well the relationship obtained by these authors between age difference of OC pairs as a function of their age and of their physical separation. In addition, since de la Fuente Marcos & de la Fuente Marcos (2009) concluded that the OC binary fraction in the Galaxy is at least 10%, one should expect to find ~ 150 new Galactic OC physical pairs.

References

- Clariá, J.J., 1976, *AJ*, 81, 155
 Clariá, J.J., Lapasset, E., 1986, *AJ*, 91, 326
 de la Fuente Marcos, R., de la Fuente Marcos, C., 2009, *A&A*, 500, L13
 Dias, W.S., Alessi, B.S., Moitinho, A., Lepine, J.R.D., 2002, *A&AS*, 141, 371
 Janes, K.A., Phelps, R.L., 1994, *AJ*, 108, 1773
 Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, *A&A*, 366, 538
 Moffat, A.F.J., Vogt, N., 1975, *A&AS*, 20, 125
 Pavani, D.B., Bica, E., 2007, *A&A*, 468, 139
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2010, *PASP*, 122, 516

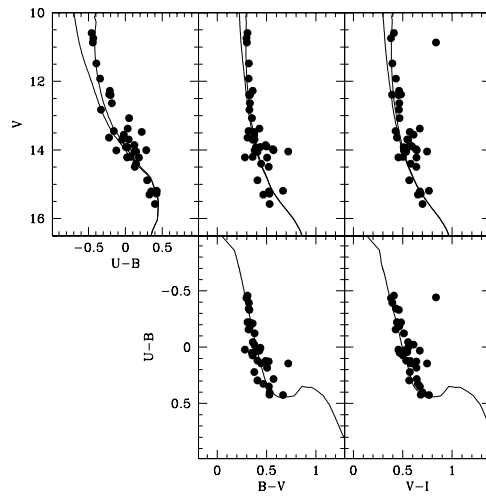


Figure 1. Cleaned extracted $(V, U-B)$, $(V, B-V)$, and $(V, V-I)$ diagrams (*top*), and $(U-B, B-V)$ and $(U-B, V-I)$ diagrams (*bottom*) for NGC 3590. The ZAMS and the isochrone of $\log t = 7.5$ are overlotted.

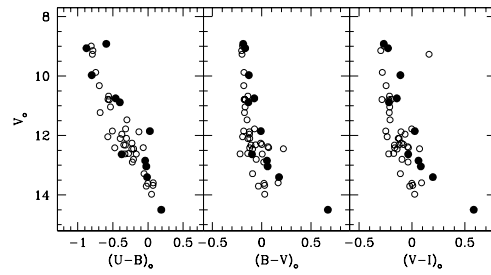


Figure 2. Intrinsic $(V, U-B)$, $(V, B-V)$, and $(V, V-I)$ diagrams for the probable members of Hogg 12 (*filled circles*), superimposed on those of NGC 3590 (*open circles*).

Straizys, V., 1992, "Multicolor Stellar Photometry" (Tucson, AZ: Pachart Publishing House)

PRESENTACIÓN MURAL

Optical and infrared photometric study of four galactic open clusters

A. E. Piatti^{1,4}, J. J. Clariá^{3,4} & A. V. Ahumada^{2,3,4}

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires

(2) Observatorio Europeo del Sur, Santiago, Chile

(3) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(4) CONICET

Abstract. We present CCD UBVI_{KC} photometry for the open clusters (OCs) NGC 2311, Trumpler 6, NGC 2432 and BH 54. The resulting colour-magnitude and colour-colour diagrams as well as their radial density profiles show that these are small ($\leq 4'$) OCs highly contaminated by field stars. We have derived their angular radii, reddenings, heliocentric distances and ages. Using 2MASS data, we confirmed the consistency between the 2MASS photometry scale and ours and also our photometric membership assessment of the cluster stars. A detailed version of this work can be seen in MNRAS, 408, 1147 (2010).

Resumen. Presentamos fotometría CCD UBVI_{KC} para los cúmulos abiertos (CAs) NGC 2311, Trumpler 6, NGC 2432 y BH 54. Tanto los **diagramas** color-magnitud y color-color como los perfiles de densidad **radial** demuestran que estos objetos son pequeños ($\leq 4'$) y están altamente contaminados por estrellas del campo. Hemos derivado sus radios angulares, enrojecimientos, distancias heliocéntricas y edades. Usando datos del catálogo 2MASS, confirmamos que los resultados de la **fotometría** 2MASS son consistentes no sólo con la escala óptica sino también con el reconocimiento fotométrico de los probables miembros de cada cúmulo. Una versión detallada del trabajo puede verse en MNRAS, 408, 1147 (2010).

1. Photometric diagrams analysis

We obtained images of NGC 2311, Trumpler 6, NGC 2432 and BH 54 with the UBVI_{KC} filters and the Cerro Tololo Inter-American Observatory (Chile) 0.9 m telescope. The field stars were filtered by applying a statistical method described in a previous study (Piatti et al. 2009). The coordinates of the geometrical clusters' centers were determined by fitting Gaussian distributions to the stars counts in the x and y directions. The stars projected along these two directions were counted within intervals of 50 pixels wide. In order to determine the clusters' radial density profiles we used the expression: $(n_{r+25} - n_{r-25}) / [(m_{r+25} - m_{r-25}) \times 50^2]$, where n_j and m_j represent the number of stars and boxes included in a circle of radius j , respectively. From the resulting radial density profiles,

angular radii of $4.0'$, $2.7'$, $3.3'$ and $1.7'$ were derived for NGC 2311, Trumpler 6, NGC 2432 and BH 54, respectively.

Using the colour-magnitude diagrams (CMDs) and colour-colour diagrams (CCDs) cleaned from field star contamination and the previously determined angular radii, we applied the criteria defined by Clariá and Lapasset (1986, CL86) to evaluate the membership status of the measured stars. To identify what stars fulfill these criteria, we superimposed the Zero-Age Main Sequence (ZAMS) of Lejeune and Schaerer (2001, LS01) to the observed $(U - B, B - V)$ diagram by adopting a colour excess $E(B - V) = E_o$, which corresponds to the bluest envelope of the observed sequence. If we adopt $E(V - I)/E(B - V) = 1.25$ (Dean et al. 1978), this value implies $E(U - B)/E(V - I) = 0.58$. Thus, by sliding the ZAMS according to this reddening line in the $(U - B, V - I)$ diagram, we discarded as cluster members all stars that fall beyond 0.10 mag from the ZAMS (first criterion of CL86). Next, using all the stars that complied with this first requirement, we kept as probable members those stars whose locations correspond to the same evolutionary stage in the three CMDs (second criterion of CL86). We then superimposed the ZAMS to the three CMDs and adopted the above $E(B - V)$ value using the apparent distance modulus $V - M_V$ which best fits the ZAMS to the unevolved star sequence. Finally, by carefully inspecting the three CMDs and the two CCDs, we could distinguish the possible cluster members. We repeated this procedure for different $E(B - V)$ values increasing them in steps of 0.05 mag each time. We recall that no star sequence survives for $E(B - V)$ values different from those corresponding to the cluster MSs. In Fig. 1 we only show the CMDs and CCDs of the NGC 2311 stars located within its circular radius (dots). In the same figure, we also overplotted the previously obtained cleaned diagrams (open circles), as well as the probable cluster members according to the above photometric criteria (filled circles). Similar diagrams were built for the remaining three OCs. The ZAMSs, appropriately shifted by the cluster colour excesses and distance moduli, were also superimposed. When comparing the cleaned and fiducial cluster CMDs and CCDs observed, the differences in stellar composition became evident. Although the fiducial features of the OCs looked clearer, some unavoidable field interlopers could also be present.

2. Astrophysical parameters and 2MASS photometry

We used the derived reddenings, the apparent distance moduli and the most frequently used values for the $A_V/E(B - V)$ ratio (Straizys 1992, = 3.2) to obtain the cluster true distance moduli $V_o - M_V$, the heliocentric distances (d) and the linear radii (r). By using the cluster Galactic coordinates and the calculated heliocentric distances, we derived the clusters' (X, Y, Z) coordinates and their Galactocentric distances, assuming the Sun's distance from the centre of the Galaxy to be 8.5 kpc. To determine cluster ages, theoretical isochrones of Lejeune and Schaerer (2001, LS01) of solar metal content were fitted to the three CMDs. The resulting cluster parameter values are presented in Table 1.

Although the four clusters have been studied here only in the optical spectral range, the availability of the 2MASS photometric catalogue (Skrutskie et al.

2006) becomes a very valuable tool for different reasons. On the one hand, if a properly shifted isochrone satisfactorily matches the $(V, B - V)$ CMD and the 2MASS $(J, J - H)$ CMD for a cluster, this means that both independent photometric scales are consistent. On the other hand, a successful isochrone matching in the near-infrared region using stars adopted as cluster members from the $UBVI$ analysis reinforces our belief that the cluster members have been correctly identified. Thus, we extracted near-infrared J , H , and K_s 2MASS photometry for all the probable photometric members in the four studied OCs and built the corresponding $(J, J - H)$ and $(J, J - K_s)$ CMDs. Using the ages, apparent distance moduli and reddenings derived for the cluster sample, we superimposed the theoretical isochrones by LS01 on to the cluster $(J, J - H)$ and $(J, J - K_s)$ CMDs, once they were shifted by the corresponding $J - M_J$, $E(J - H)$ and $E(J - K_s)$ values. We converted $E(B - V)$ to $E(J - H)$ and $E(J - K_s)$ and $V - M_V$ to $J - M_J$ using the relations $A_J/A_V = 0.276$, $A_H/A_V = 0.176$, $A_{K_s}/A_V = 0.118$, $A_J = 2.76E(J - H)$ and $E(J - H) = 0.33E(B - V)$ (Dutra et al. 2002). The results of this task are illustrated in Fig. 2, which confirms the consistency between the 2MASS photometric and our $UBVI_{KC}$ scale as well as our previous photometric membership assessment of the cluster stars.

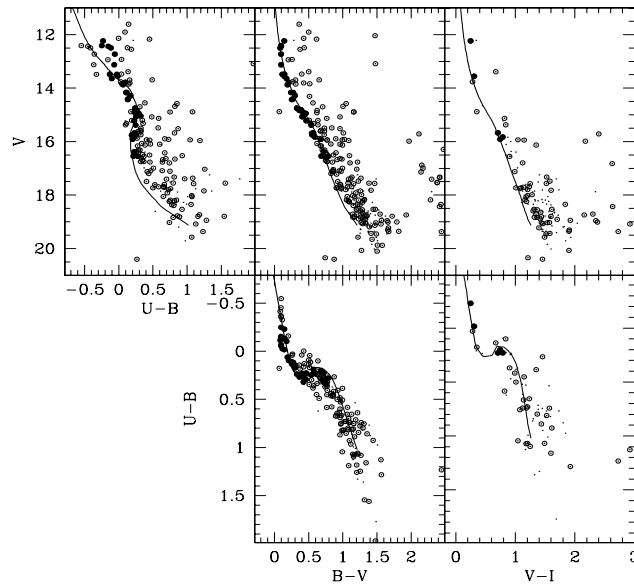


Figure 1. Extracted $(V, U - B)$, $(V, B - V)$, and $(V, V - I)$ diagrams and $(U - B, B - V)$ and $(B - V, V - I)$ diagrams for NGC 2311. Dots, open circles, and filled circles represent the observed, cleaned, and cluster diagrams, respectively. The ZAMS for luminosity class V stars is overplotted.

References

- Clariá, J.J., Lapasset, E., 1986, *AJ*, 91, 326
 Dean, F.J., Warren, P.R., Cousins, A.W.J., 1978, *MNRAS*, 183, 569

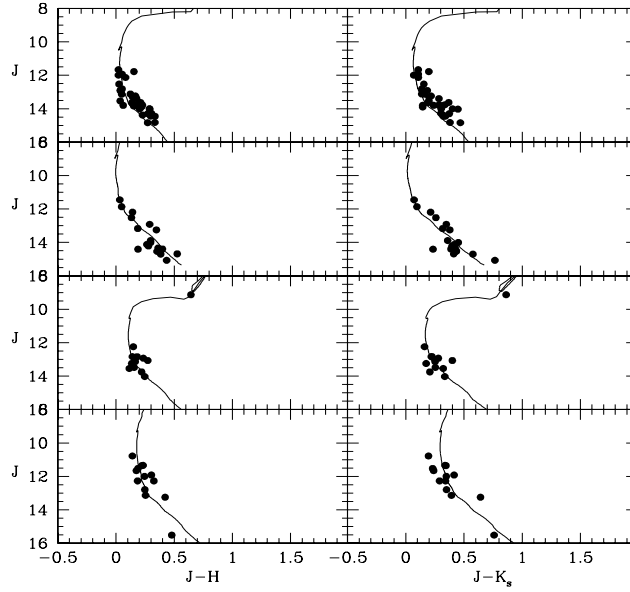


Figure 2. From top to bottom: 2MASS ($J, J - H$) and ($J, J - K_s$) diagrams for the probable members of NGC 2311, Trumpler 6, NGC 2432 and BH 54. The adopted isochrone from LS01, computed taking into account overshooting, is overplotted in solid lines.

Table 1. Possible solutions for the cluster fundamental parameters

	NGC 2311	Trumpler 6	NGC 2432	BH 54
$E(B - V)$ (mag)	0.25 ± 0.05	0.15 ± 0.05	0.35 ± 0.05	0.75 ± 0.05
$E(V - I)$ (mag)	0.30 ± 0.05	0.20 ± 0.05	0.45 ± 0.05	0.95 ± 0.05
$V - M_V$ (mag)	12.50 ± 0.25	10.75 ± 0.25	12.25 ± 0.25	13.00 ± 0.25
$V_o - M_V$ (mag)	11.70 ± 0.40	10.27 ± 0.40	11.13 ± 0.40	10.60 ± 0.40
d (kpc)	2.20 ± 0.40	1.10 ± 0.20	1.70 ± 0.30	1.30 ± 0.25
r (pc)	2.5 ± 0.5	0.8 ± 0.1	1.6 ± 0.3	0.6 ± 0.1
X (kpc)	10.239	9.076	9.463	8.625
Y (kpc)	-1.347	-0.934	-1.400	-1.294
Z (kpc)	-0.026	-0.070	0.053	-0.006
R_{GC}	10.327	9.124	9.566	8.721
Age (Myr)	100 ± 50	100 ± 50	250 ± 60	60 ± 50

Dutra, C.M., Santiago, B.X., Bica, E., 2002, A&A, 383, 219

Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, A&A, 366, 538

Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2009, MNRAS, 397, 1073

Straizys, V., 1992 Multicolor Stellar Photometry, Pachart Publishing House, Tucson, Arizona

Strutskie, M.F., Cutri, R.M. et al., 2006, AJ, 131, 1163

PRESENTACIÓN MURAL

On the physical nature of six galactic open cluster candidates

A. E. Piatti^{1,4}, J. J. Clariá^{3,4} & A. V. Ahumada^{2,3,4}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

(2) *Observatorio Europeo del Sur, Santiago, Chile*

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

(4) *CONICET*

Abstract. We present CCD UBVI_{KC} photometry in the fields of the unstudied open cluster (OC) candidates Haffner 3, Haffner 5, NGC 2368, Haffner 25, Hogg 3 and Hogg 4. Our analysis shows that none of these objects are genuine OCs since no clear main sequences or other typical features can be seen in their colour-magnitude and colour-colour diagrams. Star counts performed within and outside the OC candidate fields not only support these results but also suggest that these objects are not OC remnants. A detailed version of this work can be seen in *New Astronomy*, 16, 161 (2011).

Resumen. Presentamos fotometría CCD UBVI_{KC} en la región de los candidatos a cúmulos abiertos (CAs), previamente no estudiados, Haffner 3, Haffner 5, NGC 2368, Haffner 25, Hogg 3 y Hogg 4. Nuestro análisis demuestra que ninguno de estos objetos son CAs genuinos dado que no se distinguen en sus diagramas color-magnitud y color-color claras secuencias principales u otras características típicas de los CAs. Recuentos estelares realizados dentro y fuera de las regiones de estos objetos no sólo favorecen estos resultados sino que también sugieren que los mismos no son remanentes de CAs. Una versión detallada del trabajo puede verse en *New Astronomy*, 16, 161 (2011).

1. Photometric diagrams

Among the 1787 current catalogued OCs, more than half have been poorly studied or even unstudied. Therefore, the mere confirmation of the physical reality of an OC candidate means a significant contribution to better knowledge of the Galactic OC system. This study aims at clarifying the nature of 6 objects listed as OC candidates in different catalogues, namely: Haffner 3, Haffner 5, NGC 2368, Haffner 25, Hogg 3 and Hogg 4. None of them has ever been photometrically studied before. We obtained CCD images of these 6 objects with the UBVI_{KC} filters and the Cerro-Tololo Inter-American Observatory (Chile) 0.9 m telescope. In Fig. 1 we only show the colour-magnitude diagrams (CMDs) and colour-colour diagrams (CCDs) of the Haffner 3 field.

2. Data analysis

We analyzed the possible existence of genuine OCs following two different approaches. We examined first the distribution of stars in the CMDs and CCDs and, then, we compared the number of stars counted within and outside the fields of the OC candidates. Without a careful analysis of the observed sequences in the CMDs, one might conclude that such sequences are in fact clusters' main sequences (MSs). However, all the observed CMDs exhibit different MSs more or less superimposed. This means that the different MSs could be affected by nearly similar reddenings, which makes it difficult to analyse these CMDs. To estimate a magnitude from which the characteristics of the different observed MSs are undistinguishable in terms of spatial density, magnitude and colour distributions, we applied the statistical method described by Piatti et al. (2010). Thus, it became clear that our photometry does not permit to distinguish different MSs for stars with $V > 16$. To evaluate cluster membership among the stars with $V < 16$, we applied two different photometric criteria described by Clariá and Lapasset (1986). To identify which stars fulfill the first criterion, we superimposed the Zero-Age Main Sequence (ZAMS) of Lejeune and Schaerer (2001) to the observed $(U - B, B - V)$ diagram by adopting $E(U - B)/E(B - V) = 0.72$ and the $E(B - V)$ value corresponding to the bluest envelope of the observed sequence. If we adopt $E(V - I)/E(B - V) = 1.25$ (Dean et al. 1978), this value implies $E(U - B)/E(V - I) = 0.58$. Hence, by sliding the ZAMS according to this reddening line in the $(U - B, V - I)$ diagram, we discarded as cluster members all the stars that fall beyond 0.10 mag from the ZAMS. Then, using all the stars that complied with this first requirement, we kept as probable members those whose locations correspond to the same evolutionary stage in the three CMDs. For that purpose, we superimposed the ZAMS to the three CMDs by adopting the above $E(B - V)$ value, using the apparent distance modulus $m - M$ which best fits the ZAMS to the unevolved star sequence. Finally, by carefully inspecting the three CMDs and the two CCDs, we could distinguish the possible cluster members. We repeated this procedure for different $E(B - V)$ values which we increased in steps of 0.05 mag each time. Although some star sequences seem to delineate a cluster MS in both CCDs, they are in general composed of field stars more or less aligned along the sight of view, since none of them have their counterpart MS in the three CMDs. These results suggest that the six studied objects would not be genuine OCs. The method described presupposes that the colour excesses are uniform across the observed fields, which was confirmed in each of them using the extinction maps of Schlegel et al. (1998).

3. Star counts

We estimated the mean stellar density representative of each observed field by fitting Gaussian distributions to the star counts in 100 non-overlapped boxes of 200 pixels a side. We obtained average numbers of stars per box and also the number of stars in a box of 200x200 pixels centred on the suspected clusters. As these last values lie within 1.2σ of the mean values, they do not favour the possibility that the studied objects are real physical systems. A real OC

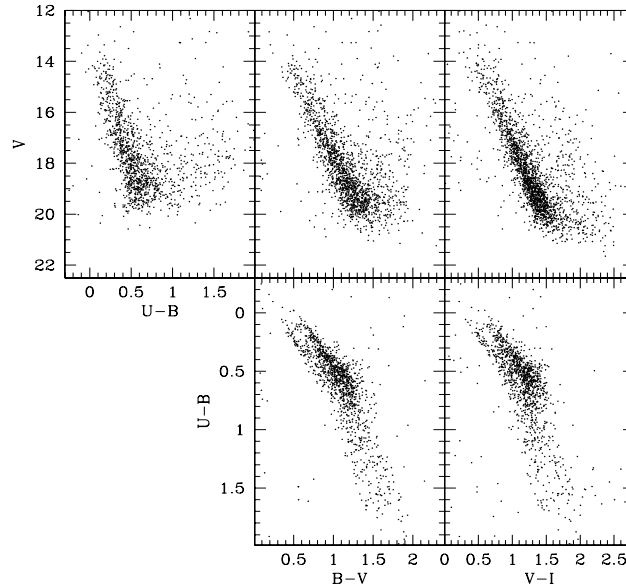


Figure 1. The $(V, U - B)$, $(V, B - V)$, and $(V, V - I)$ diagrams (*top*), and $(U - B, B - V)$ and $(B - V, V - I)$ diagrams (*bottom*) for the stars measured in Haffner 3

is sometimes composed of stars more or less sparsely in a relatively large area of the sky or it may contain only a handful of comparatively bright stars. In such cases, the stellar density alone could not be a meaningful indicator of the presence of an OC. For this reason, we applied the method described by Piatti et al. (2010) to statistically clean the CMDs from stars that can potentially belong to the foreground/background fields. Although the cleaning process was applied to an extended region surrounding the catalogued objects, Fig. 2 shows with filled circles the circular extracted CMDs and CCDs that were obtained for Haffner 3, after being cleaned for field star contamination. In this figure, we show overplotted the CMDs and CCDs directly obtained with all the measured stars in the corresponding circular region (dots). When comparing observed and cleaned CMDs and CCDs, the differences in stellar composition did not become evident. Keeping in mind that field stars may give rise to well defined sequences in the CMDs, the presence of such sequences must not be considered in itself a proof of the existence of an OC (Burki and Maeder 1973). Sequences of observed field stars may be discriminated from those of real OCs for the following 3 reasons: (i) the former show a limiting envelope of different curvature, (ii) the field stars have incompatible positions in the various CMDs, (iii) the field apparent luminosity function reaches its maximum at the observed limiting magnitude. Figure 2 and others corresponding to the other objects allow us to come to the conclusion that the six observed objects are not genuine OCs. We finally applied the method of Pavani and Bica (2007) to measure how different the stellar densities encompassed by the adopted circles/ellipses are from the field star density. Pavani and Bica (2007) defined the R^2 statistics that reflects the distribution of field fluctuations and stellar density contrast in the CMD between those of the

clusters and those in the star field. We thus built ~ 100 CMDs for different boxes of 200×200 pixels distributed throughout the field, in addition to the CMDs for the catalogued objects. We computed R^2 for each box, then built the histograms of the R^2 distributions for each observed field and performed Gaussian fits for each of them. The resulting R^2 averaged values for the catalogued objects do not exceed in more than 1σ the mean value derived for their respective fields, except in the case of Haffner 5 whose value is 1.3σ . These results imply that the six catalogued objects constitute neither genuine physical systems nor OC remnants but should be considered instead random fluctuations of the field star density.

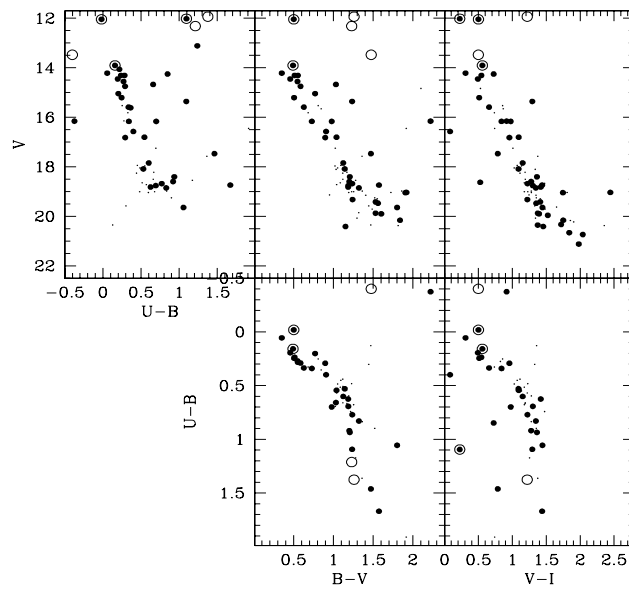


Figure 2. The extracted $(V, U - B)$, $(V, B - V)$, and $(V, V - I)$ diagrams (*top*), extracted $(U - B, B - V)$ and $(B - V, V - I)$ diagrams (*bottom*) for the Haffner 3 circular region (dots), compared with those statistically cleaned from field star contamination (filled circles). Open circles represent stars of the northern group according to Babu (1983).

References

- Babu, G.S.D., 1983, *J. Astrophys. Astron.*, 4, 235
 Burki, G., Maeder, A., 1973, *A&A*, 25, 71
 Clariá, J.J., Lapasset, E., 1986, *AJ*, 91, 326
 Dean, F.J., Warren, P.R., Cousins, A.W.J., 1978, *MNRAS*, 183, 569
 Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, *A&A*, 366, 538
 Pavani, D.B., Bica, E., 2007, *A&A*, 468, 139
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2010, *PASP*, 122, 516
 Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P., Davis, M., 1998, *ApJ*, 500, 525

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación espectroscópica de parámetros fundamentales de 18 cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular

A. Benítez-Llambay¹, A. E. Piatti^{2,3}, J. J. Clariá^{1,3}, T. Palma^{1,3} & A. V. Ahumada^{1,3,4}

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

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

(3) *CONICET*

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

Abstract. Following specific criteria, we have carefully selected objects catalogued as galactic open cluster candidates. Out of a total of 58 small angular diameter selected objects without previous studies, we obtained integrated spectra of 18 of them at CASLEO (San Juan, Argentina). Using a computational tool specially developed for the analysis of integrated spectra, reddenings and ages of the observed clusters were determined for the first time.

Resumen. Hemos realizado una cuidadosa selección de objetos catalogados como candidatos a cúmulos abiertos galácticos siguiendo criterios específicos. De un total de 58 objetos de pequeño diámetro angular seleccionados sin estudios previos, hemos obtenido espectros integrados de 18 de ellos en el CASLEO (San Juan, Argentina). Utilizando una herramienta computacional específicamente desarrollada para el análisis de espectros integrados, hemos determinado por primera vez enrojecimientos y edades de los cúmulos observados.

1. Introducción

Los cúmulos estelares pueden considerarse verdaderas unidades de población estelar, caracterizadas por una determinada edad y composición química. Esto es así sencillamente porque sus estrellas se formaron a partir de la misma nube de gas primigenia, aproximadamente al mismo tiempo. La determinación de parámetros fundamentales de cúmulos abiertos (CAs), tales como enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad, es importante para comprender mejor la estructura y la evolución química del disco galáctico, ya que los CAs son excelentes trazadores de la historia de esta componente galáctica. La espectroscopía integrada ha mostrado ser una técnica particularmente útil y expeditiva para determinar enrojecimientos y edades de CAs de pequeño diámetro angular (e.g., Ahumada et al. 2007), siendo más eficiente esta técnica cuanto más pequeño es el cúmulo.

2. Enrojecimientos y edades a partir de espectroscopía integrada

Cuando la radiación proveniente de una estrella atraviesa el medio interestelar, el mismo la extingue selectivamente, de manera que:

$$\log(F_\lambda/F_{0\lambda}) = -0,4\xi_\lambda E(B - V), \quad (1)$$

en la cual F_λ y $F_{0\lambda}$ representan el flujo observado e intrínseco de la estrella, ambos normalizados en una determinada longitud de onda, $E(B - V)$ es el exceso de color y ξ_λ la curva de extinción media de nuestra Galaxia. En el marco de la espectroscopía integrada y, bajo ciertas hipótesis, $F_{0\lambda}$ queda determinado por algún espectro patrón. La determinación del enrojecimiento se basa entonces en encontrar el valor de $E(B - V)_j$, de manera que el flujo observado $F_{j\lambda}$, afectado por este $E(B - V)_j$, sea igual al flujo $F_{0k\lambda}$ de un determinado espectro patrón k . De este modo, se construye la siguiente sucesión:

$$\begin{aligned} F_\lambda &= F_{0k\lambda} 10^{-0,4\xi_\lambda E(B-V)} \\ F_{1\lambda} &= F_\lambda 10^{-0,4\xi_\lambda E(B-V)_1} \\ F_{2\lambda} &= F_\lambda 10^{-0,4\xi_\lambda E(B-V)_2} \\ &\vdots \\ F_{N\lambda} &= F_\lambda 10^{-0,4E\xi_\lambda(B-V)_N} \end{aligned} \quad (2)$$

La determinación de la combinación más probable entre el espectro patrón y el enrojecimiento tiene entonces dos grados de libertad (j y k). No obstante ello, dada la naturaleza del problema, es posible fijar k y variar j hasta lograr que $F_{j\lambda} \sim F_{0k\lambda}$. En este contexto, la combinación de los valores de j y k más adecuados al problema en cuestión se encuentra minimizando la siguiente suma cuadrática de los residuos normalizada:

$$\chi^2(E(B - V)_j; F_{0k}) = \chi_{jk}^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(F_j(\lambda_i) - F_{0k}(\lambda_i))^2}{F_{0k}(\lambda_i)} \quad (3)$$

Para que el enrojecimiento resulte bien definido, imponemos además la condición de que $E(B - V)_j < 0$. De esta manera, si el ajuste entre el espectro observado y el patrón es suficientemente bueno, el enrojecimiento resultante para el cúmulo será positivo, siendo su valor $E(B - V) = -E(B - V)_j$, en tanto que la edad más probable será la asociada a la del k -ésimo patrón. Este procedimiento se ilustra en la Fig. 1.

En el presente estudio hemos aplicado el procedimiento descrito, esto es, hemos encontrado, para cada espectro integrado, la combinación de j y k que minimiza la función χ^2 . La condición impuesta de que $E(B - V)_j$ debe ser negativo, asegura que el exceso de color $E(B - V)$ resultante está bien definido.

3. Observaciones espectroscópicas y resultados

Los 18 CAs seleccionados en el presente trabajo tienen diámetros aparentes típicamente menores que $3'$ y prácticamente no registran estudios previos, por lo

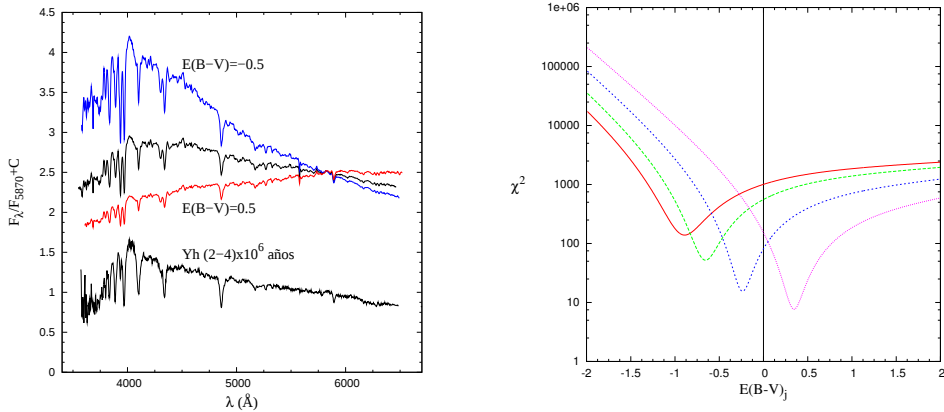


Figura 1. (Izquierda) Espectro integrado típico de un cúmulo abierto desaturado por distintos valores de $E(B - V)$, comparado con un espectro patrón de $(2 - 4) \times 10^8$ años. (Derecha) Variación de χ^2 en función de $E(B - V)_j$ para diferentes espectros patrones, o bien distintos valores de k .

que los valores del enrojecimiento y la edad acá determinados son los primeros en su especie. Las observaciones se realizaron en el Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) en febrero de 2010, utilizando el telescopio *Jorge Sahade* de 2.15 m, en combinación con el espectrógrafo *REOSC* en el modo de dispersión simple. Los espectros tienen una resolución de $\sim 14 \text{ \AA}$ y cubren aproximadamente el rango espectral $(3500 - 7000) \text{ \AA}$. La reducción de los datos se realizó en la manera usual usando el paquete *IRAF* (distribuido por NOAO, operado por AURA en convenio con NSF). La edad adoptada para cada cúmulo corresponde entonces a la del k -ésimo espectro patrón que mejor ajusta la distribución observada. Es decir, esta edad corresponde a la de un patrón k tal que, cuando se corrige el espectro observado por $E(B - V)_j$, el flujo residual definido como $\frac{F_{j\lambda} - F_{0k\lambda}}{F_{0k\lambda}}$ es suficientemente plano y cercano a cero en el intervalo de longitudes de onda considerado. El análisis se llevó a cabo utilizando un código computacional especialmente desarrollado para minimizar la función χ^2 (Benítez-Llambay et al. 2011). El enrojecimiento $E(B - V)_j$ resultante proviene de utilizar la ley de extinción de Seaton (1979). A manera de ejemplo, en la Fig. 2 se muestran los resultados obtenidos para el caso particular del CA ESO 332-11.

Los valores preliminares del enrojecimiento y la edad de los 18 cúmulos del presente estudio se presentan en la Tabla 1. Los errores asociados vienen dados por los tamaños de los intervalos en $E(B - V)$ barridos. El error típicamente asociado al enrojecimiento es $\Delta E(B - V) = \pm 0,02$. Los espectros patrones utilizados en las respectivas comparaciones han sido tomados de las bases de espectros patrones de Piatti et al. (2002) y Ahumada et al. (2007).

4. Conclusiones

Hemos desarrollado una herramienta computacional que permite sistematizar y automatizar la determinación de enrojecimientos y edades de CAs de pequeño diámetro angular observados con la técnica de espectroscopía integrada. May-

Tabla 1. Primeras determinaciones de enrojecimiento y edad (en millones de años) para los cúmulos observados.

Nombre	$E(B - V)$	Edad	Nombre	$E(B - V)$	Edad
Alessi 14	0.04	500	ESO 260-SC6	0.55	1000-4000
Alessi 15	0.07	1000	ESO 371-SC25	1.04	5-10
Alessi 16	0.26	1000-4000	ESO 211-SC09	0.87	3000-4000
Ruprecht 150	0.37	2000	vdB-Hagen 72	0.05	500
Ruprecht 14	0.46	4000	ESO 315-SC14	0.06	500
Ruprecht 17	0.11	500	ESO 502-SC19	0.02	1000
Ruprecht 38	0.05	1000	Lynga 4	0.63	1000
NGC 2459	0.01	1000	ESO 277-SC04	0.09	1000
ESO 313-SC03	1.00	1000-4000	ESO 332-11	0.36	5-10

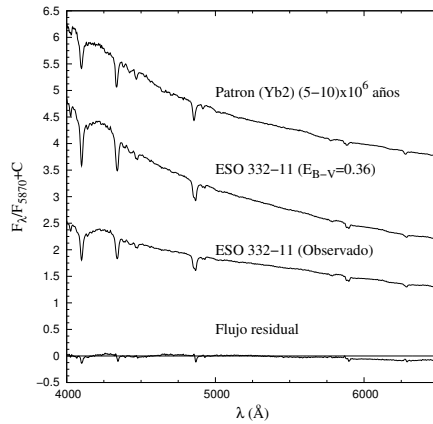


Figura 2. Espectro integrado del cúmulo abierto ESO 332-11 observado y corregido por $E(B - V) = 0.36$ (*medio*), espectro patrón Yb2 de Piatti et al. 2002 (*arriba*) y flujo residual resultante (*abajo*).

ores detalles sobre este *software* pueden verse en Benítez-Llambay et al. (2011). Usando esta herramienta y algunas librerías de espectros patrones existentes en la literatura, hemos determinado enrojecimientos y edades de 18 CAs de pequeño diámetro angular, de características hasta el presente prácticamente desconocidas. Doce de estos 18 CAs tienen edades comprendidas entre 10^9 y 4×10^9 años, lo que los hace particularmente interesantes para futuros trabajos de investigación. Los resultados preliminares acá presentados, juntamente con otros obtenidos para una muestra considerablemente mayor de CAs observados en el CASLEO, permitirán examinar algunas propiedades globales de los CAs en distintos sectores de la Vía Láctea.

Referencias

- Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., 2007, *A&A*, 473, 437
 Benítez-Llambay, A., Piatti, A.E., Clariá, J.J., 2011, en preparación
 Piatti A.E., Bica, E., Clariá J.J. et al., 2002, *MNRAS*, 335, 233
 Seaton M.J., 1979, *MNRAS*, 187, 73

PRESENTACIÓN MURAL

Photometric and kinematic study of the Galactic open cluster NGC 2309

A. E. Piatti^{1,4}, J. J. Clariá^{3,4} & A. V. Ahumada^{2,3,4}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires*

(2) *Observatorio Europeo del Sur, Santiago, Chile*

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

(4) *CONICET*

Abstract. We have obtained CCD UBVI_{KC} photometry for NGC 2309, a relatively poor open cluster (OC) projected onto a rich star field in Monoceros. Probable cluster members have been identified for the first time from sound photometric criteria. We have derived the angular radius and the fundamental cluster parameters. The resulting reddening and distance values place this object among the relatively most reddened and distant known OCs projected towards the direction of NGC 2309. A detailed version of this work can be seen in PASP, 122, 288 (2010).

Resumen. Hemos obtenido fotometría CCD UBVI_{KC} para NGC 2309, un cúmulo abierto (CA) relativamente pobre en estrellas proyectado sobre un campo estelar densamente poblado en Monoceros. Probables miembros del cúmulo han sido identificados por vez primera vez a partir de sólidos criterios fotométricos. Hemos derivado el radio angular y los parámetros fundamentales del cúmulo. Los valores resultantes del enrojecimiento y la distancia muestran que NGC 2309 es uno de los CAs conocidos relativamente más enrojecidos y distantes proyectados en la dirección de NGC 2309. Una versión detallada del trabajo puede verse en PASP, 122, 288 (2010).

1. Photometric diagrams analysis

UBVI_{KC} images of NGC 2309 were obtained with the Cerro Tololo Inter-American Observatory (Chile) 0.9 m telescope and a 2048x2048 pixel Tektronix CCD. The cluster center was statistically determined from stellar density profiles, using IRAF's tasks and applying a method developed by Piatti et al. (2005). From the resulting radial density profile an angular radius of $7.9' \pm 0.7'$ was derived. The resulting colour-magnitude diagrams (CMDs) and colour-colour diagrams (CCDs) are presented in Fig. 1(a), while Fig. 1(b) shows a close up of the ($U - B, B - V$) diagram where a sequence of stars earlier than about A0 runs nearly parallel to the unreddened CCD. By shifting the Zero-Age Main sequence (ZAMS) given by Lejeune & Schaerer (2001, LS01) according to $E(U - B)/E(B - V) = 0.72$, we find a good fit with the cluster sequence at a value of $E(B - V) = 0.32 \pm 0.02$. This value, adopted for NGC 2309, is the lowest reddening value in

the entire field. If we adopt $E(V - I)/E(B - V) = 1.25$ (Dean et al. 1978), this ratio implies $E(U - B)/E(V - I) = 0.58$. By sliding the stars according to the last reddening line in the $(U - B, V - I)$ diagram, we find a good fit for $E(V - I) = 0.42 \pm 0.03$. Furthermore, for the three CMDs we find that the Zero Age Main Sequence (ZAMS) matches the same star sequences for an apparent distance modulus of $V - M_V = 13.00 \pm 0.25$. Then, 23 probable members of NGC 2309 were identified by applying the two photometric criteria of Clariá & Lapasset (1986). Fig. 2 shows the resulting cluster fiducial main sequences (MSs) in the different CMDs and CCDs. Using the Schlegel et al. (1998) extinction maps, we conclude that the reddening across the cluster can be considered nearly uniform. Using $A_V/E(B - V) = 3.2$ and the derived cluster parameters, heliocentric and Galactocentric distances $d = 2.50 \pm 0.35$ and $R_{GC} = 10.54$ kpc were derived for NGC 2309, assuming the distance from the Sun to the center of the Galaxy to be 8.5 kpc. Finally, the solar metal content isochrone of LS01 for $\log t = 8.40 \pm 0.10$ ($t = 250$ Myr) turned out to be the one that most accurately reproduces the cluster features in the three CMDs.

It is a little surprising that a group of stars centered at $\sim (1050, 1030)$ pixels and encompassed by a circle of ~ 80 pixels in radius are field stars. Only from the stellar density point of view, one could expect that such concentration of stars were part of the cluster main body. However, we found that this is not the case. In order to look into such phenomenon in more detail, we built stellar density profiles projected onto the x and y -directions and counted stars within intervals of 100 pixels wide. We repeated this task for different I intervals from $I = 12.0$ down to 22.0 mag, in steps of $\Delta I = 1.0$ mag. Both the bottom left-hand and top right-hand panels of Fig. 3 (a) show, in dotted lines, the cumulative projected stellar density profiles. There is an important jump in the mean stellar density roughly around $x_o = 950$ pixels and $y_o = 1100$ pixels; the region delimited by $x > x_o$ and $y > y_o$ being higher in density, on average. This implies that the stellar density of the field is not uniform and also that the cluster itself seems to be located close to the transition zone between lower and higher stellar density areas. Indeed, the cluster projected stellar density profiles along the x - and y -directions (solid lines) confirm that it is centered at $\sim (970, 1300)$ pixels. In both histograms, we have added a constant in order to set the cluster's projected profiles at the minimum background level, for comparison purposes. In addition, we find similar behaviors of the star spatial distributions when considering different I magnitude intervals.

We constructed a pseudo-radial profile for the field stars centered on the cluster's center itself, with the aim to illustrate that just beside the cluster core region there exists an enhancement of field stars. We first performed star counts in boxes of 100 pixels a side distributed throughout the cluster field and we applied the method described by Piatti et al. (2006). From the resulting profile, we note that the further from the cluster center, the lower the field star density, which suggests the existence of an excess of field stars projected onto the cluster. These stars do not have magnitudes or colours compatible with those of the cluster stars. Similar results are also found by adopting, as centers for the pseudo-radial profile, other positions near the cluster core region. Therefore, NGC 2309 is another example that shows that only a star concentration in the sky does not constitute sufficient proof of the existence of an OC.

2. Analysis of proper motions

Using proper motions provided by the UCAC2 catalog (Zacharias et al. 2004), Dias et al. (2006, D06) applied a statistical method to obtain membership probabilities for 78 stars in the cluster field. Surprisingly, the stars with higher membership probabilities do not appear clumpy but sparsely distributed through the embraced field. Moreover, most of the brighter stars seem to belong to the field. The CMDs and CCDs here obtained for 48 out of the 78 stars of D06 are shown in Fig. 3 (b). We also drew the ZAMSs in solid lines once the cluster sequences were properly shifted by the cluster reddening and apparent distance modulus. The stars considered to be members by D06 ($P > 70\%$) do not seem to trace the cluster MS but rather they appear to belong to the star field. So, we believe that NGC 2309 is an example in the sense that sometimes the proper motions do not constitute by themselves proof of the existence of a star cluster.

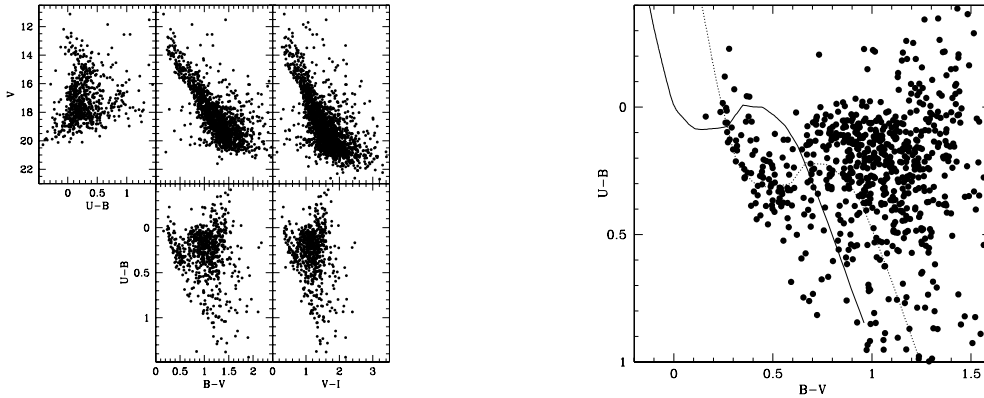


Figure 1. *Left.* CMDs and CCDs for stars in NGC 2309. *Right.* Close up of the $(U - B, B - V)$ diagram. The solid line is the unreddened ZAMS given by LS01, while the dotted line represents the reddened CC curve of the cluster.

References

- Clariá, J.J., Lapasset, E., 1986, *AJ*, 91, 326
 Dean, F.J., Warren, P.R., Cousins, A.W.J., 1978, *MNRAS*, 183, 569
 Dias, W.S., Assafin, M. et al., 2006, *A&A*, 446, 949 (D06)
 Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, *A&A*, 366, 538 (LS01)
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2005, *PASP*, 117, 122
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2006, *MNRAS*, 367, 599
 Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P., Davis, M., 1998, *ApJ*, 500, 525
 Zacharias, N., Urban, S.E., et al., 2004, *AJ*, 127, 3043

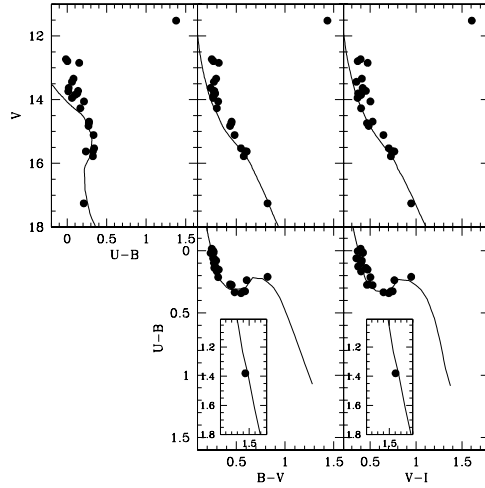


Figure 2. CMDs and CCDs for the probable members of NGC 2309. The ZAMS for luminosity class V stars is plotted as a solid line. The insets in the $(U - B, B - V)$ and $(U - B, V - I)$ diagrams show the ZAMS for luminosity class III stars overplotted.

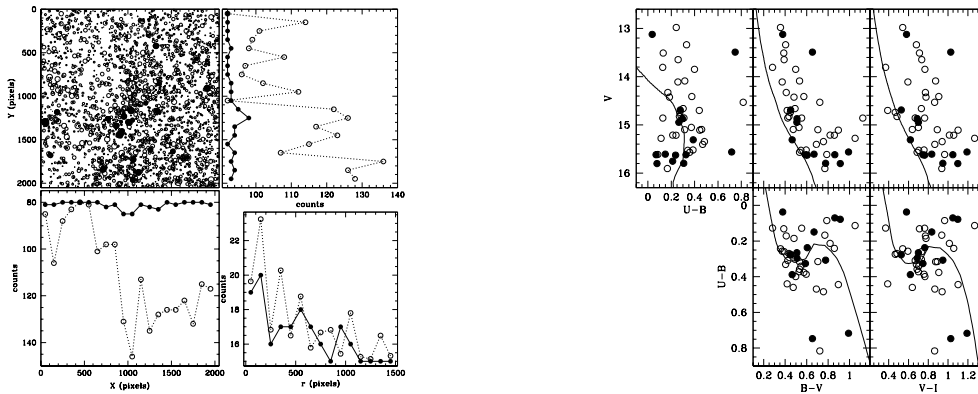


Figure 3. *Left.* a) Schematic finding chart of the stars observed in the field of NGC 2309 (top-left panel) with its projected stellar density profiles along the x (bottom-left panel) and y (top-right panel) directions, and its corresponding radial profile centered on the cluster (bottom-right panel). Open and filled circles represent field and cluster, respectively. *Right.* b) CMDs and CCDs for stars with proper motions in NGC 2309. Open and filled circles represent stars with membership probabilities lower and higher than 70%, respectively.

PRESENTACIÓN MURAL

Participación científica del Nodo La Plata en el Proyecto VVV

G. Baume, E. Fernández Lajús, C. Feinstein, R. Gamen & C. Fariña

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) - Instituto de Astrofísica de La Plata (Conicet-UNLP)

Abstract. We present here the main research lines related to the survey *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV) being carried out at “Node La Plata“. These lines involve the study of stellar clusters and eclipsing systems. In this framework raises the following studies: a) An preliminar analysis of a group of embedded stellar clusters located in the fourth Galactic quadrant by estimating their fundamental parameters using VVV data supplemented with data from other published catalogs. b) The provided methodology for the determination of the eclipsing binary stars parameters for those ones detected in the survey from their light curves, including also extrasolar planets transits.

Resumen. Se presentan las principales líneas de investigación del survey *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV) que se están llevando a cabo en el Nodo La Plata. Estas líneas involucran el estudio de cúmulos estelares y de sistemas eclipsantes. En este marco se plantean los siguientes estudios: a) Un análisis preliminar de un grupo de cúmulos estelares inmersos del cuarto cuadrante Galáctico al que se le han estimado sus parámetros fundamentales utilizando los datos del VVV complementados con datos de otros catálogos públicos. b) La metodología prevista para la determinación de los parámetros de estrellas binarias eclipsantes detectadas en el survey a partir de sus curvas de luz, incluyendo los tránsitos de planetas extrasolares.

1. Introducción

“Vista Variables in the Vía Láctea” (VVV) es un survey infrarrojo para estudiar principalmente la variabilidad de objetos localizados en el “bulge” de la Vía Láctea y en una sección adyacente del plano Galáctico, donde la actividad de formación estelar es elevada. Este survey cubre un área de 520 grados cuadrados, incluyendo el plano galáctico entre $11,7^h < \alpha < 17,4^h$. Se espera observar entonces $\sim 10^9$ fuentes puntuales, 33 cúmulos globulares y ~ 350 cúmulos abiertos conocidos. Los productos finales serán en principio un atlas infrarrojo profundo en cinco bandas (ZYJHK) en varias épocas y un catálogo de fuentes variables. Detalles adicionales del survey y del instrumental utilizado pueden encontrarse en varias publicaciones previas (p.e. Minniti et al. 2010; Saito et al. 2010) y en el sitio web vvvsurvey.org/

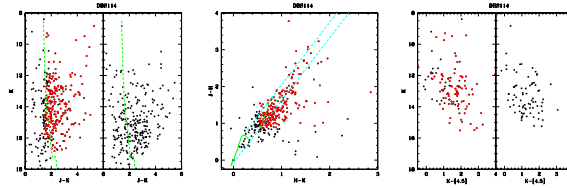


Figura 1. **Paneles izquierdo y derecho:** Diagramas color-magnitud K vs. $J - K$ (izquierda) y K vs. $K - [4,5]$ (derecha) para DBS 114 y para una región de sus alrededores. **Panel central:** $J - H$ vs. $H - k$ para DBS 114. La línea a es la secuencia principal (Koornneeff 1983) desplazada los valores estimados de módulo de distancia y exceso de color del cúmulo. Los símbolos rojos indican las estrellas con colores más rojos que los adoptados para la secuencia principal para todos sus índices de color.

El “Nodo La Plata del VVV” se halla formado actualmente por varios investigadores de la FCAG (UNLP) y del IALP (Conicet - UNLP) involucrados en las siguientes líneas de investigación asociadas con el survey: a) Estudio detallado de cúmulos estelares jóvenes conocidos y búsqueda de nuevos cúmulos; b) Estudios de sistemas variables eclipsantes, por medio del tránsito de compañeros estelares o planetarios.

2. Cúmulos estelares inmersos

2.1. Objetos

Se ha seleccionado un grupo de “cúmulos inmersos” extraídos del catálogo de Dutra et al. 2003 (ver Fig. 1). Estos objetos se hallan localizados en el cuarto cuadrante de la Galaxia ($l \sim 345,5^\circ$), en una zona donde se destaca la presencia de diversas nebulosas de emisión (vdBH-RN75; G345.2+1.0; G345.3+1.5; vdBH-RN78 y G345.4+1.4) junto con importantes nubes oscuras (incluso en el infrarrojo).

2.2. Catálogo Final

Para la zona bajo estudio (“tile d149”), se ha construido un catálogo mediante la correlación de la fotometría de apertura existente al momento de esta presentación (bandas JHK , versión 0.8) producida por el VVV (ver <http://casu.ast.cam.ac.uk/vistasp/help>) con los datos fotométricos correspondientes a otros catálogos públicos como el 2MASS (Skrutskie et al. 2006) y el GLIMPSE (IPAC, Caltech 2008). El catálogo 2MASS permite obtener la fotometría de las estrellas más brillantes que aparecen saturadas en las imágenes VVV, mientras que el catálogo GLIMPSE provee información en el mediano infrarrojo (bandas de 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0 μm). Se dispone de esta forma de un catálogo astrométrico/fotométrico homogéneo y profundo de la zona bajo estudio en el cercano y mediano infrarrojo.

2.3. Análisis

Se han seleccionado los datos correspondientes a las zonas de cada uno de los cúmulos bajo estudio y de un campo de comparación alrededor de ellos. Se han

Objeto	α_{2000}	δ_{2000}	diam[']	E_{H-K}	$K_0 - M_K$
110	16:56:39	-40:13:43	1.0	1.3	13.0
111	16:56:41	-40:15:18	1.0	1.3	13.0
112	16:56:47	-40:14:33	1.0	1.3	13.0
113	17:00:35	-40:33:44	2.2	0.9	11.5
114	16:59:10	-40:12:05	2.3	0.6	12.0
115	16:59:14	-40:07:04	1.0	0.8	12.0
117	16:59:39	-40:11:22	2.0	0.9	12.0

Tabla 1. Parámetros obtenidos de los objetos estudiados.

estimado entonces los tamaños ($diam$), excesos de color (E_{H-K}) y los módulos de distancia ($K_0 - M_K$) de cada uno de los cúmulos mediante el ajuste de la secuencia principal dada por Koornneeff (1983) sobre los distintos diagramas fotométricos resultantes (ver Fig. 1). En todos los casos se han utilizado los parámetros de enrojecimiento provistos por Cambresy et al. (2002). En todos los diagramas de las regiones de los cúmulos se diferencian dos poblaciones, una más cercana (de campo) a ~ 1 Kpc y la de los cúmulos localizados a ~ 2 ; 2.5 y 4 Kpc. Se nota que los cúmulos sufren diferente grado de enrojecimiento (ver Tabla 1). Los parámetros estimados concuerdan con los dados en trabajos previos para algunos de los objetos (ver Soares et al. 2008). Se debe remarcar, no obstante que, dado que los datos utilizados corresponden a una primer versión de ellos mediante fotometría de apertura, los resultados obtenidos deben considerarse como preliminares.

3. Sistemas Eclipsantes

El "survey VVV" prevé detectar unas 5×10^5 binarias eclipsantes (Minniti et al. 2010), aunque si se consideran valores estadísticos obtenidos con otros surveys se pueden obtener valores más optimistas (1% del total de las fuentes; Willems et al. 2006; Prsa et al. 2010) y se espera hallar del orden de 10^7 binarias eclipsantes.

3.1. Clasificación de las curvas de luz

Angeloni et al. (2010) presentaron un proyecto de clasificación automática de las curvas de luz de los diferentes tipos de variables obtenidas por el VVV. Del catálogo resultante se seleccionarán todas las variables eclipsantes que surjan del survey. Se planea entonces realizar una primer clasificación de los diferentes tipos de binarias a partir de sus curvas de luz, una vez determinados sus periodos (P) e instantes de mínimo (T_0) para una época dada. Las binarias serán clasificadas según su tipo morfológico de la siguiente manera: Detached (D), Semi-detached (SD), Over-contact (OC), Elipsoidal (Ell). El método a utilizar para la clasificación de las curvas de luz será mediante el análisis de coeficientes de Fourier (e.g. Pojmanski, 2002). Los candidatos a tránsitos serán discriminados también en esta fase.

3.2. Determinación de los parámetros principales

Se procederá a determinar los parámetros principales de las curvas de luz en función de su tipo morfológico, a saber: OC/Ell : $P, T_0, T_2/T_1, q, F, sini$; D/SD : $P, T_0, T_2/T_1, (R_1 + R_2)/a, e \sin w, e \cos w, \sin i$. El análisis de las curvas de luz se realizará con el código de síntesis de curvas de luz de binarias eclipsantes de Willson-Devinney (1971) a través de la interfaz PHOEBE (Prsa & Zwitter, 2005).

En particular, el PHOEBE-SCRIPTER, recientemente desarrollado que permite el análisis automático de grandes cantidades de curvas de luz.

3.3. Producto

El producto final del análisis será un catálogo de parámetros y una estadística completa disponible a toda la comunidad para facilitar estudios posteriores de estos sistemas.

3.4. Objetivos particulares de interés

Binarias eclipsantes masivas La masa estelar es uno de los parámetros fundamentales de la astrofísica. La forma más directa de medir masas estelares es a través del análisis de sistemas binarios eclipsantes. La región a monitorear por VVV contiene varias estrellas O y Wolf-Rayet conocidas y es de esperar gran cantidad de estrellas del mismo tipo y más débiles. Se realizará entonces, una selección de las estrellas de gran masa en colaboración con el grupo de la Universidad de La Serena (Barbá et al. 2010), de forma de correlacionar nuestro catálogo VVV de binarias eclipsantes con el catálogo de clasificación de estrellas de alta masa que será realizado por este grupo. Se realizarán observaciones espectroscópicas infrarrojas de los objetos de mayor interés para obtener la órbita espectroscópica, y determinar masas absolutas. Se utilizarán para ello facilidades observacionales como Gemini.

Tránsitos exoplanetarios Los candidatos a tránsitos de exoplanetas serán inmediatamente reportados a la comunidad para una pronta verificación espectroscópica. En los casos positivos se realizará un análisis integral de cada sistema mediante modelos apropiados.

Agradecimientos. En el presente trabajo se han utilizado datos del Survey VVV y de los catálogos 2MASS y GLIMPSE

Referencias

- Angeloni et al. 2010, Comunicación privada
Barbá et al. 2010 Comunicación privada
Cambresy L., Beichman C.A., Jarrett T.H. & Cutri R.M. 2002 AJ 123, 2559
Dutra C.M., Bica E., Soares J. & Barbay B. 2003, A&A 400, 533
Koornneeff 1983, A&A 128, 84
Minniti D., Lucas P.W., Emerson J.P., Saito R.K. et al. 2010, NewA 15, 433
Pojmanski, 2002, Acta Astronomica, 52, 397
Prsa & Zwitter 2005, ApJ 628, 426
Prsa A., Batalha N.M., Slawson R.W., Doyle L.R. et al. 2010, astro-ph 1006.2815
Saito et al. 2010 MNRAS 141, 24
Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al. 2006, AJ 131, 1163
Soares J.B., Bica E., Ahumada A.V. & Clariá J.J. 2008 A&A 478, 419
Willems B., Kolb U. & Justham S. 2006, MNRAS 367, 1103
Willson-Devinney 1971, ApJ 166, 605

PRESENTACIÓN MURAL

Observando el plano Galáctico en $l = 291^\circ$

G. Baume¹, G. Carraro² & E. Costa³

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) - Instituto de Astrofísica de La Plata (Conicet-UNLP)*

(2) *European Southern Observatory (Chile)*

(3) *Departamento de Astronomía (Universidad de Chile)*

Abstract. We present preliminary results of a study conducted in the Carina region. The selected area includes several open clusters and an important sample of the field population. The study was based on an homogeneous and deep photometric survey (*UBVI*) supplemented with 2MASS infrared data (*JHK*). The observed field is centered at $l \sim 291^\circ$, $b \sim 0^\circ$. The data analysis has permitted a uniform redetermination of the clusters parameters (distances, reddenings, ages). Additionally, the field population has revealed some properties of the young stellar components located in this galactic direction.

Resumen. Se presentan los resultados preliminares de un estudio llevado a cabo en una región de Carina. La zona seleccionada cubre varios cúmulos abiertos, además de una importante muestra de la población estelar de campo. El estudio se ha basado en un relevamiento fotométrico homogéneo y profundo (*UBVI*) complementado con datos infrarrojos 2MASS (*JHK*). El campo observado se halla centrado en $l \sim 291^\circ$; $b \sim 0^\circ$. El análisis de los datos ha permitido redeterminar de una forma uniforme los parámetros básicos de los cúmulos involucrados (distancias, enrojecimientos, edades). Adicionalmente, la población de campo ha revelado algunas de las propiedades de las componentes estelares jóvenes en esta dirección galáctica.

1. Introducción

La región de Carina se caracteriza por la presencia de varios cúmulos estelares jóvenes. Este hecho se interpreta que es debido a que la línea de la visual es aproximadamente tangencial a un brazo espiral de la Galaxia. La riqueza de esta zona ha hecho a que se lleven a cabo gran cantidad de estudios, algunos de ellos globales y otros sobre objetos particulares (p.e Carraro & Costa 2009; Piatti et al. 2010).

En el presente trabajo se exponen los resultados preliminares del análisis uniforme de observaciones fotométricas homogéneas y profundas llevadas a cabo sobre los objetos localizados en $l \sim 291^\circ$ junto con su campo circundante. Esto es, los seis cúmulos abiertos NGC 3572, Hogg 10, Hogg 11, Tr 18, Hogg 12 y

NGC 3590. El objetivo es entonces tratar de entender mejor sus características, la relación entre ellos y con el medio en que se encuentran.

2. Datos

Para llevar a cabo el presente estudio se han utilizado varias fuentes de datos: a) Observaciones fotométricas propias *UBVI* utilizando la cámara Y4KCAM y el telescopio de 1.0m de CTIO en Marzo 2006 y en Marzo 2009, habiendo sido calibradas con estrellas estándar de Landolt (1992); b) Datos del catálogo 2MASS consistente en fotometría *JHK* y astrometría de referencia (Skrutskie et al. 2006); c) Datos fotométricos de la base de datos *WEBDA* para algunas estrellas brillantes que resultaron saturadas en las imágenes.

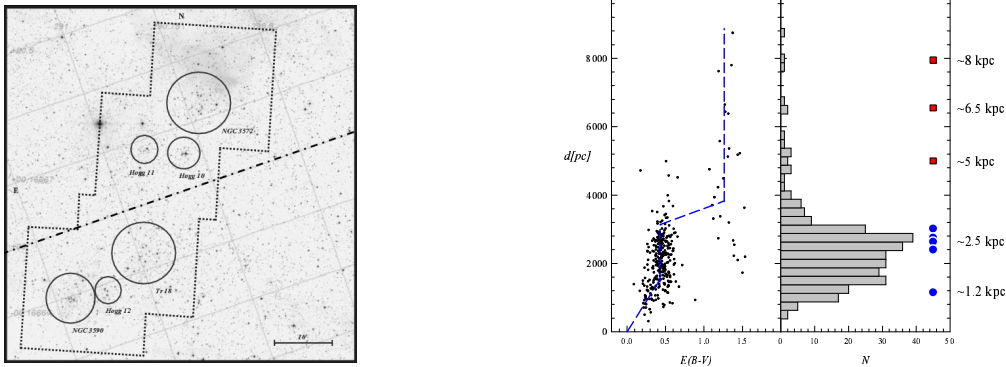


Figura 1. *Izquierda:* Imagen del DSS2 de 60×60 centrada en $\alpha_{2000} = 11:11:00.0$; $\delta_{2000} = -60:30:00.0$. Las líneas punteadas indican las zonas cubiertas por las observaciones. Los círculos alrededor de los cúmulos representan los radios adoptados para cada uno de ellos. La línea a trazos indica el plano Galáctico. *Derecha:* Comportamiento del E_{B-V} con la distancia junto con un histograma donde se indica la localización de las distintas agrupaciones.

La zona cubierta se indica en la Fig. 1. Se nota que se han cubierto totalmente seis cúmulos abiertos y una importante zona del campo alrededor de ellos. Se realizó la correlación de los datos ópticos con los disponibles en el catálogo 2MASS, lo que permitió obtener un catálogo de astrométrico/fotométrico *UBVIJHK* de la zona observada.

3. Análisis

3.1. Análisis global

Se realizaron los diagramas fotométricos de todo el conjunto de datos (ver Fig. 2) y se seleccionaron aquellas estrellas brillantes ($V < 16$) con solución única en el diagrama $U - B$ vs. $B - V$ bajo la suposición de que se trataban de estrellas de secuencia principal. Dentro de estas estrellas seleccionadas, se discriminaron entonces dos grupos: *Grupo A:* Estrellas con $0,2 < E_{B-V} < 0,6$ y; *Grupo B:* Estrellas con $1,0 < E_{B-V} < 1,5$

En relación con la absorción, esta viene dada por $A_V = R_V E_{B-V}$, donde el valor de R_V viene revelado por la ubicación de las estrellas en el diagrama $B-V$ vs. $V-I$ y el ajuste de la secuencia principal en los distintos diagramas color-magnitud (Baume et al. 2009). Se nota de esta forma que mientras al *Grupo A* le correspondería un valor normal ($R_V = 3,1$), el *Grupo B* parece estar afectado de un valor mayor, adoptándose para este caso $R_V = 3,6$.

Se corrigieron entonces las magnitudes y los colores de las estrellas de los grupos A y B y se estimaron sus respectivas distancias. Este procedimiento permitió construir los diagramas presentados en la Fig. 1 en los que se indica el comportamiento del E_{B-V} y la localización de diferentes agrupaciones a lo largo de la dirección estudiada

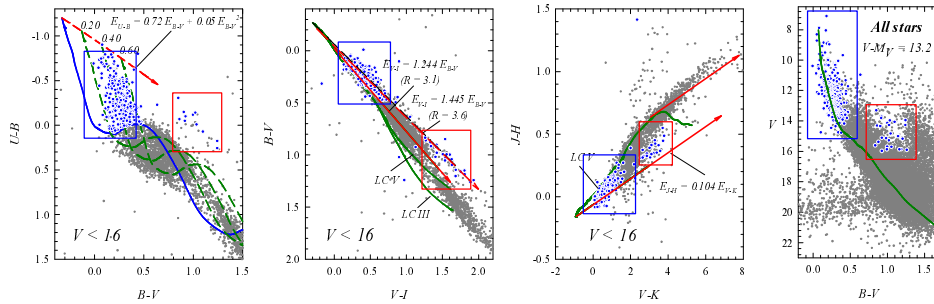


Figura 2. Diagramas fotométricos de todas las estrellas observadas. La curvas corresponden los colores intrínsecos de acuerdo con Schmidt-Kaler 1982 (bandas UBV); Cousins 1978ab (bandas VI) y Koornneef 1983 (bandas JHK). Los símbolos azules son las estrellas seleccionadas (ver texto). Las líneas a trazos representan los enrojecimientos en cada plano. Los recuadros indican los grupos A y B (ver texto).

3.2. Análisis de los objetos

Se seleccionaron los datos correspondientes a cada uno de los cúmulos cubiertos por las observaciones y se realizaron los diagramas fotométricos de cada uno de ellos (ver Fig. 3)

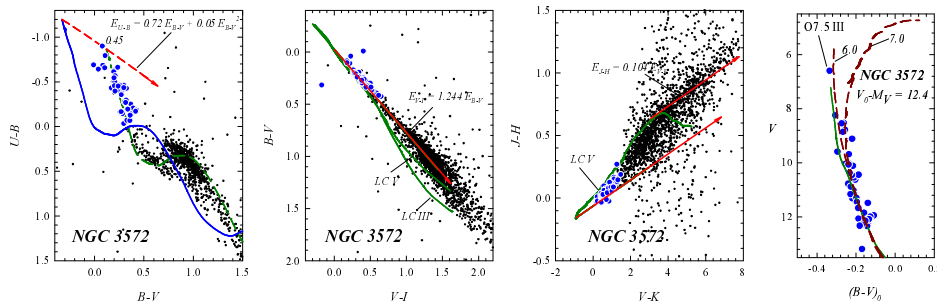


Figura 3. Diagramas fotométricos de uno de los seis cúmulos abiertos observados. Las curvas y los símbolos tienen el mismo significado que en la Fig. 2. Las líneas a trazos son las isocronas indicadas en el texto.

La comparación de los diferentes diagramas con la posición de la secuencia de edad cero (ZAMS) de Schmidt-Kaler (1982) y distintos grupos de isocronas (Marigo et al. 2008; Girardi et al. 2000) permitieron estimar varios de los parámetros fundamentales de los cúmulos que se indican en la Tabla 1.

Objeto	α_{2000}	δ_{2000}	radio[']	E_{B-V}	$V - M_V$	$V_0 - M_V$	Dist.[pc]	Log(edad)
NGC 3572	11:10:30	-60:14:57	5.0	0.45	13.8	12.4	3020	6.0
Hogg 10	11:10:45	-60:23:00	2.5	0.40	13.3	12.1	2630	6.0
Hogg 11	11:11:37	-60:22:50	2.0	0.35	13.3	12.2	2750	7.0
Trumpler 18	11:11:31	-60:39:30	5.0	0.20-0.40	10.9	10.3	1150	7.0
Hogg 12	11:12:15	-60:45:45	2.0	0.50	13.6	12.1	2630	7.0
NGC 3590	11:13:03	-60:47:25	4.0	0.40-0.55	13.1	11.9	2400	7.0

Tabla 1. Parámetros obtenidos de los objetos estudiados.

4. Conclusiones

Se ha generado un catálogo astrométrico/fotométrico homogéneo de 65035 objetos en la dirección $l \sim 291^\circ$; $b \sim 0^\circ$. Este conjunto de datos ha permitido redeterminar en forma uniforme los parámetros fundamentales de los seis cúmulos abiertos cubiertos y se ha podido describir el comportamiento de la absorción en esta dirección particular del plano Galáctico.

El análisis llevado a cabo ha identificado una serie de agrupaciones localizadas entre $\sim 5 - 8$ kpc del Sol que concuerdan con la idea general de que en esta dirección se encuentran sucesivos objetos correspondientes a poblaciones muy jóvenes que delinear el brazo espiral de Sagitarius-Carina observado tangencialmente.

Agradecimientos. En el presente trabajo se han utilizado datos obtenidos en los observatorios de Cerro Tololo (CTIO) y de la bases de datos del CDS y WEBDA. Los autores agradecen al personal de CTIO por la ayuda proporcionada durante los turnos de observación.

Referencias

- Baume G., Carraro G. & Momany Y. 2009 MNRAS 398, 221
 Carraro G. & Costa E. 2009 A&A 493, 71
 Cousins A.W.J. 1978a, MNSSA 37, 62
 Cousins A.W.J. 1978b, MNSSA 37, 77
 Girardi L., Bressan A., Bertelli G. & Chiosi C. 2000, A&AS 141, 371
 Koornneeff 1983, A&A 128, 84
 Landolt A.U. 1992, AJ 104, 340
 Marigo P., Girardi L., Bressan A., Groenewegen M.A.T., Silva L. & Granato G.L. 2008, A&A 482, 883
 Piatti A.E., Clariá J.J. & Ahumada A.V. 2010, PASP 122, 516
 Schmidt-Kaler Th. 1982, Landolt-Börnstein, Numerical data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group VI, Vol. 2(b), K. Schaifers and H.H. Voigt Eds., Springer Verlag, Berlin, p.14
 Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al. 2006, AJ 131, 1163
 Stetson P.B. 1987, PASP 99, 191

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio fotométrico del cúmulo abierto Trumpler 20

J. A. Ahumada¹, G. Carraro² & E. Costa³

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

(2) *European Southern Observatory, Chile*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile*

Abstract. We present CCD Johnson-Cousins photometry of the Southern open cluster Trumpler 20, rich in stars and relatively poorly-studied. Since the line of vision to the cluster crosses twice the Carina arm, and possibly the Scutum-Crux arm as well, their photometric diagrams appear very contaminated by field stars, which complicates their interpretation. Here we analyze and discuss the main features of the cluster diagrams.

Resumen. Presentamos fotometría CCD Johnson-Cousins del cúmulo abierto Trumpler 20, objeto rico en estrellas y relativamente poco estudiado. Como la línea de visión al cúmulo cruza dos veces el brazo de Carina y también posiblemente el de Scutum-Crux, sus diagramas fotométricos aparecen muy contaminados por estrellas de campo, lo que complica en buen grado su interpretación. Aquí analizamos y discutimos las características principales de dichos diagramas.

1. Introducción

Trumpler 20 está localizado en $l = 301^{\circ}48$, $b = +2^{\circ}22$ ($\alpha = 12^{\text{h}} 39^{\text{m}}6$, $\delta = -60^{\circ} 37'0$, J2000.0); R. J. Trumpler (1930) lo clasificó como un objeto III2r de diámetro angular $10'$, y lo ubicó a una distancia de 2.2 kpc. McSwain & Gies (2005), por medio de fotometría Strömgren, estiman que es relativamente joven, muy probablemente debido a la interpretación de un conjunto de estrellas de campo que aparece en la zona azul y brillante de los diagramas color-magnitud como parte de la secuencia principal superior del cúmulo; sin embargo, dichos diagramas muestran un *clump* de estrellas rojas propio de cúmulos de mayor edad, lo que fue confirmado por medio de fotometría *BVI* por Platais et al. (2008), así como con fotometría profunda *VI* por Seleznev et al. (2010), trabajos que localizan el cúmulo a una distancia mayor que la estimada por Trumpler. Platais et al. derivan, además, una metalicidad $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.11$ en base a la espectroscopía de una única gigante roja. Aquí presentamos nuestro análisis de este interesante cúmulo, realizado a partir de fotometría profunda *UBVI*, en un intento de caracterizarlo mejor.

2. Observaciones y reducción de datos

Trumpler 20 fue observado desde Cerro Tololo (Chile) con el telescopio SMARTS de 1 m (ex YALO), en cuyo foco Cassegrain está instalada la cámara Y4K que está provista de un detector CCD STA de 4K×4K que, con una escala de 0.289 arcsec/pixel, cubre un campo cuadrangular de cielo de unos 20×20 arcmin. Los filtros utilizados fueron *UBVI* de Johnson-Cousins. Las imágenes fueron tomadas la noche del 18 al 19 de marzo de 2009. Para obtener fotometría absoluta, se observó varias veces durante la noche el campo SA 98 de Landolt (1992), que incluye unas 46 estrellas estándar.

Las imágenes se procesaron según la metodología usual, en el entorno IRAF y con los programas de reducción Yale/SMARTS Y4K disponibles para tal fin. Por su parte, la fotometría se efectuó con los algoritmos en DAOPHOT y PHOTCAL, incorporados en IRAF (Stetson 1987): las magnitudes de las estrellas estándar se determinaron con fotometría de apertura, en tanto que las magnitudes instrumentales de las estrellas de programa se obtuvieron a partir del ajuste de una PSF cuadrática y variable, más una posterior corrección por apertura. La transformación de las magnitudes instrumentales al sistema estándar utilizó en todos los casos ecuaciones de la forma: $M = m + c_0 + c_1 \times X + c_2 \times C$, donde X es la masa de aire, C es un índice de color apropiado, y los c_i son el punto cero, el coeficiente de extinción de primer orden y el coeficiente del término de color. Los r.m.s. finales de los ajustes fueron 0.040, 0.025, 0.020 y 0.020 mag para U , B , V e I , respectivamente. Finalmente, nuestra fotometría óptica fue correlacionada con el 2MASS, lo que resultó en un catálogo *UBVIJHKs* de unas 13000 estrellas.

3. Análisis de los diagramas color-magnitud

General. La Figura 1 (*izquierda*) muestra el diagrama V vs. $(B - V)$ de Trumpler 20 para todas las estrellas observadas con errores menores que 0.05 mag. Este diagrama (y los que no se muestran aquí) está claramente dominado por estrellas enanas (la conspicua secuencia principal) y gigantes del disco (notar la secuencia que se aparta de la secuencia principal en $V \sim 19-20$); estas últimas están localizadas a diferentes distancias y están afectadas por distintos valores de la extinción, ya que la línea de visión en la dirección al cúmulo cruza dos veces el brazo de Carina y una el de Scutum-Crux. Se aprecia además que el *turnoff* de la secuencia principal más poblada está a $V \sim 16$, que el *clump* está en $V \sim 14.5$ y que aparece considerablemente extendido en magnitud, que en la parte azul brillante de los diagramas hay una secuencia por encima del *turnoff* que llega hasta las magnitudes de saturación, y que muchas estrellas de campo aparecen en todas partes del diagrama, complicando la definición precisa de las estructuras mencionadas. La Figura 1 (*centro*) repite el diagrama con sólo las estrellas del núcleo del cúmulo, de un radio de $\sim 5'$ conforme a los conteos detallados de Seleznev et al. (2010): si bien todavía hay contaminación, las secuencias se aprecian mejor. La mayoría de las estrellas por encima del *turnoff* han desaparecido, y podemos ubicarlo en $V = 16.0$ y $(B - V) = 0.75$.

Parámetros del cúmulo. Una primera aproximación al análisis de los diagramas color-magnitud de Trumpler 20 resulta de apreciar su similitud con los

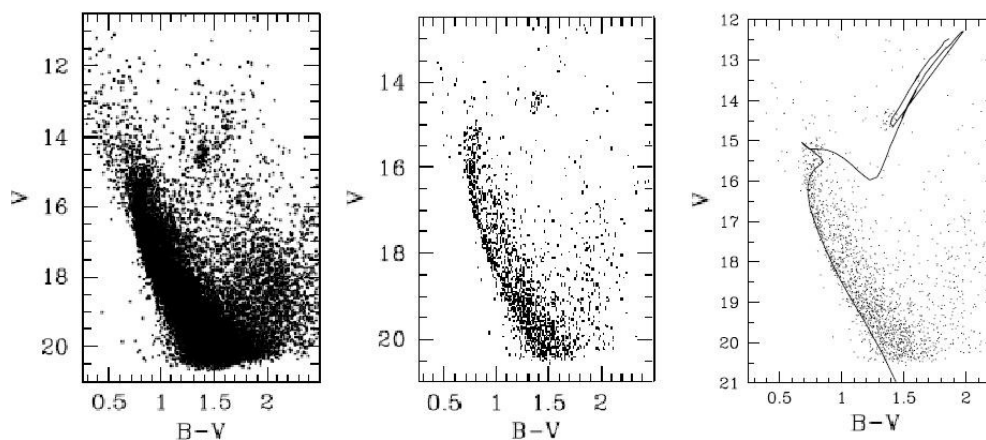


Figura 1. Diagrama V vs. $(B - V)$ de Trumpler 20. *Izquierda*: Se incluyen todas las estrellas observadas con errores fotométricos inferiores a 0.05 mag. *Centro*: Estrellas en el núcleo del cúmulo (radio $\sim 5'$). *Derecha*: Estrellas en el núcleo del cúmulo, más una isócrona de Girardi et al. (2000a), ver texto.

del bien conocido cúmulo abierto NGC 7789; los diagramas de ambos sistemas lucen parecidos en su estructura global, aunque hay diferentes grados de contaminación. Al superponer ambas secuencias, los *turnoffs* se ajustan bien pero las posiciones de los *clumps* difieren un poco: el de Trumpler 20 es algo más débil y rojo, lo que puede indicar una edad algo menor. Ya que la comparación es convincente, asumimos que la metalicidad de Trumpler 20 es solar, como la de NGC 7789 (Gim et al. 1998); a partir de los parámetros derivados por Gim et al. estimamos para Trumpler 20 un enrojecimiento en $(V - I)$ de 0.40 y un módulo de distancia verdadero de 12.4 mag, lo que se traduce en una distancia al Sol de unos 3 kpc. Por medio del ajuste de la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) en el diagrama color-color (no mostrado aquí), resulta $E(B - V) = 0.35$, y del análisis de las estrellas con exceso ultravioleta (unas 17) estimamos $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.05 \pm 0.13$, es decir, casi solar.

En la Figura 1 (*derecha*) hemos superpuesto isócronas de Padua (Girardi et al. 2000a) de metalicidad solar al diagrama V vs. $(B - V)$. El ajuste está basado en los parámetros discutidos más arriba: enrojecimiento en $(B - V)$ de 0.35, módulo de distancia aparente en V de 13.7 mag, y una edad de 1.4 Gyr. El ajuste de la secuencia principal del cúmulo es bueno hasta las magnitudes débiles. Estimamos, por inspección visual, que los errores en $E(B - V)$ y $(V - M_V)$ son, respectivamente, 0.04 y 0.1 mag. El módulo de distancia verdadero resulta entonces de 12.6 mag, próximo al derivado de la comparación con NGC 7789, dentro de las incertezas. A partir de ambas determinaciones del módulo de distancia, adoptamos para Trumpler 20 el valor 12.5 ± 0.2 mag. Por otra parte, el *turnoff* está ajustado razonablemente por la isócrona, aunque el *clump* sólo lo está en magnitud y no en color. Creemos que esto puede deberse a un problema relacionado con una pobre transformación del plano teórico al observacional de los modelos, y a una imperfecta calibración del parámetro de longitud de

mezclado. En lo que respecta a la zona del *turnoff*, es claro que el ensanchamiento de la secuencia principal se debe principalmente a binarias no resueltas y a contaminación por estrellas de campo.

El *clump*. En cúmulos galácticos de esta edad, el *clump* tiene una forma bien definida, con una extensión hacia magnitudes más débiles y colores más azules (Girardi et al. 2000b). Trumpler 20 posee un *clump* prominente (claramente visible en la Fig. 1) cuya estructura, de hecho, es similar a la del de NGC 7789, cúmulo de edad parecida. Hemos ajustado una isócrona de Girardi & Salaris (2001) con enrojecimiento 0.35 y módulo de distancia aparente 13.7 mag y edad como la de la isócrona de la Fig. 1: el ajuste es bastante bueno y confirma la edad, enrojecimiento y distancia derivados.

Blue stragglers. Las estrellas observadas en la parte azul brillante de los diagramas color-magnitud pueden ser estrellas de campo localizadas entre el cúmulo y el observador, o bien *blue stragglers* del cúmulo. En el área donde aparecen los *blue stragglers* (cf. Fig. 1 de Ahumada & Lapasset 2007) contamos 65 estrellas, cuyo carácter de genuinos *stragglers* es difícil de establecer. Trumpler 20 está muy cerca del borde norte de la nebulosa Saco de Carbón, en el extremo norte del brazo de Carina. En esa dirección hay varios grupos de estrellas jóvenes, tres cúmulos abiertos (NGC 4439, NGC 4463 y NGC 4755) y dos regiones HII, todos a distancias entre 1.6 y 2.2 kpc (es decir, más cercanos que Trumpler 20), consistentes con la distancia heliocéntrica y el tamaño del brazo de Carina (Russeil et al. 1998). Con un enrojecimiento hacia dicho brazo de alrededor de 0.35 mag y una distancia de unos 2 kpc, su ZAMS prácticamente atraviesa la zona del *turnoff* de Trumpler 20, lo que implica que sus estrellas contaminan considerablemente la zona de los *blue stragglers* y el diagrama color-magnitud del cúmulo en general. Ésta es una descripción cualitativa, y sólo un análisis detallado de pertenencia puede clarificar el porcentaje real de *stragglers* y estrellas de campo.

Referencias

- Ahumada, J. A., & Lapasset, E. 2007, A&A, 463, 789
Gim, M., et al. 1998, AJ, 110, 1318
Girardi, L., & Salaris, M. 2001, MNRAS, 323, 109
Girardi, L., et al. 2000a, A&AS, 141, 371
Girardi, L., et al. 2000b, A&A, 354, 892
Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 372
McSwain, M. V., & Gies, D. R. 2005, ApJS, 161, 118
Platais, I., et al. 2008, MNRAS, 391, 1482
Russeil, D., et al. 1998, A&AS, 130, 119
Schmidt-Kaler, Th. 1982, Landolt-Börnstein, Numerical data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group VI, Vol. 2(b), K. Schaifers & H. H. Voigt, eds., Springer-Verlag, Berlín, p. 14
Seleznev, A. F., et al. 2010, NewA, 15, 61
Stetson, P. B. 1987, PASP, 99, 191
Trumpler, R. J. 1930, LickOB, 14, 154

PRESENTACIÓN MURAL

Estrellas tempranas en el cúmulo abierto NGC 4852

J. A. Ahumada¹, E. E. Giorgi², G. R. Solivella² & R. A. Vázquez²

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata, IALP - CONICET

Abstract. We present Johnson-Cousins photometry of the Southern open cluster NGC 4852, and low-dispersion spectroscopy of forty stars in the cluster area, with the aim of clarifying the status of the stars that populate the cluster upper main sequence, particularly that of some emission stars.

Resumen. Presentamos fotometría Johnson-Cousins del cúmulo abierto del Hemisferio Sur NGC 4852, así como espectroscopía de baja dispersión de cuarenta estrellas en el área del mismo, con el objeto de clarificar la situación de las estrellas que pueblan su secuencia principal superior, particularmente la de algunas estrellas de emisión.

1. Introducción

El cúmulo abierto NGC 4852 (C1257–593) aparece proyectado en la posición $l = 304^{\circ}03$, $b = +3^{\circ}24$ ($\alpha = 13^{\text{h}} 00^{\text{m}}1$, $\delta = -59^{\circ} 36'.7$, J2000.0), no lejos de la nebulosa Saco de Carbón, y en las proximidades de los cúmulos NGC 4755 y Loden 694. Tiene una clase de Trumpler I3c y un diámetro aparente de $12'$. La reciente fotometría de Carraro et al. (2005), que cubre un área de más de $30' \times 30'$ y que no incluye varias de las estrellas más brillantes, le asigna una distancia al Sol de 1.1 kpc, un enrojecimiento medio en $(B - V)$ de 0.45 mag y una edad entre 200 y 250 Myr. En la literatura se reportan, en el área del cúmulo, dos estrellas de emisión: Wray 15-1039 (Wackerling 1970) y CPD -59 4639 (una estrella Be, Feast et al. 1957). El cúmulo próximo NGC 4755 también posee estrellas de emisión y es un objeto muy joven (10–14 Myr, Sagar & Cannon 1995, Bonatto et al. 2006). Si bien se discute la naturaleza exacta del fenómeno Be, parece claro que esta fase de emisión tiene un pico de frecuencias en cúmulos de edades entre 13 y 25 Myr (Fabregat & Torrejón 2000), y también se sabe que son raramente observadas en cúmulos más viejos que 100 Myr (McSwain & Gies 2005). Nos preguntamos entonces si son correctos los parámetros derivados por Carraro et al. (2005) para este cúmulo, y cuál puede ser la relación del mismo con las estrellas de emisión citadas. Para ello hemos combinado un amplio número de observaciones espectroscópicas y fotométricas como se describe a continuación.

2. Observaciones y reducción de los datos

Se realizaron observaciones espectroscópicas de 40 estrellas en el área de NGC 4852 con el telescopio de 2.15 m de CASLEO y el espectrógrafo REOSC en modo de dispersión simple, con una red de 600 l/mm en el primer orden, una resolución de 1.64 Å/pixel y una relación señal-ruido de 200. Los espectros cubren el rango de 3800 a 4800 Å, y a los efectos de la clasificación espectral se observaron, con la misma configuración instrumental, estrellas estándar MK. Por su parte, observaciones fotométricas del centro del cúmulo se llevaron a cabo con el mismo instrumental empleado para Trumpler 20 (ver en este mismo volumen). Las imágenes fueron tomadas las noches del 22 al 23 y 23 al 24 de abril de 2006.

Las imágenes fotométricas y espectroscópicas se redujeron y analizaron con los programas usuales, dentro de IRAF. La fotometría se realizó según se describe en el artículo correspondiente a Trumpler 20. En este caso, la fotometría final resultó de la combinación de las mediciones de las dos noches. Para la clasificación espectral se utilizaron el *Digital Spectra Classification* de R. O. Gray y el *MK Standard*. Estimamos la precisión de nuestra clasificación en medio tipo espectral y una clase de luminosidad. Del análisis espectroscópico hemos derivado para cada estrella: tipo espectral, magnitud aparente, exceso de color y magnitud absoluta. A partir de los tipos espectrales determinados y de la correspondencia entre índices de color intrínsecos y magnitudes absolutas de Schmidt-Kaler (1982), hemos calculado las paralajes espectroscópicas individuales.

3. Parámetros del cúmulo

Enrojecimiento y extinción. Para estimar el enrojecimiento en la dirección a NGC 4852, utilizamos la relación estándar $E(U - B) = 0.72 \times E(B - V)$; para la extinción A_V combinamos nuestra clasificación espectral con datos 2MASS y aplicamos el método de diferencia de colores basado en la curva de extinción No. 15 de van der Hulst (Johnson 1968), resultando en el valor estándar $R = 3.1$.

Diagramas fotométricos. La Figura 1 (*izquierda y centro*) muestra los diagramas color-color y V vs. $(U - B)$ de NGC 4852, contruidos con las estrellas cuyos errores fotométricos son inferiores a 0.10 mag. En el diagrama color-color hemos señalado con (+) a las estrellas más azules, que manifiestan mayor dispersión, y hemos superpuesto la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) requiriéndose, para el ajuste de la secuencia observada, $E(B - V) = 0.39 \pm 0.03$ y $E(U - B) = 0.28 \pm 0.02$ (los errores son estimaciones visuales). En el diagrama V vs. $(U - B)$, más sensible a efectos de enrojecimiento y diferencias de temperatura, las estrellas (+) se separan claramente del resto, componiendo un grupo aislado situado claramente detrás del cúmulo. Pero dos de estas estrellas no están en esta situación: se trata de las Nos. 925 y 943, muy azules y muy débiles, que son probablemente dos futuras enanas blancas localizadas entre el Sol y NGC 4852. Nuestra clasificación espectral confirma que, en media, las estrellas (+) son de subtipos B más tempranos que las estrellas más brillantes del cúmulo (cf. §4).

Distancia y edad. La distancia a NGC 4852 se determinó por medio de la superposición de la ZAMS empírica de Schmidt-Kaler (1982) a dos diagramas color-magnitud del cúmulo; la ZAMS fue desplazada en color según los enrojecimientos derivados más arriba y verticalmente hasta lograr un ajuste satisfactorio del bor-

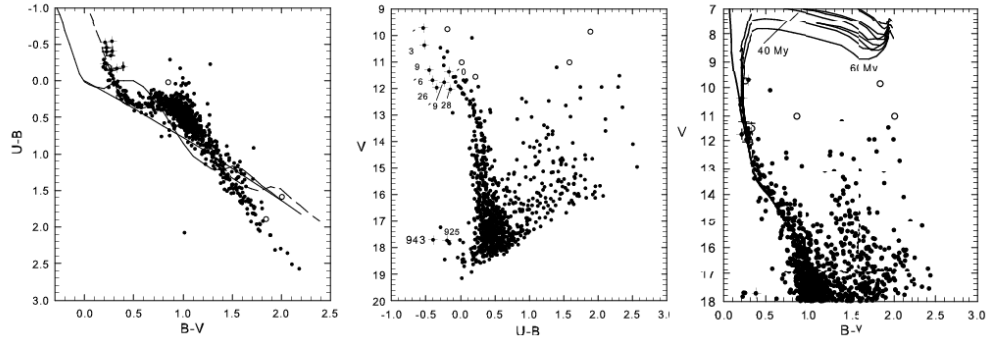


Figura 1. Diagramas fotométricos de NGC 4852.

de azul de la secuencia principal. Obtuvimos entonces un módulo de distancia aparente medio (a partir de todos los ajustes) $V - M_V = 11.90 \pm 0.15$ (error estimado por inspección visual). Adoptando una extinción $A_V = 3.1 \times 0.39 = 1.21$ mag, la distancia al cúmulo resulta en 1390 ± 70 pc, unos 200 pc mayor que la estimada por Carraro et al. (2005). La edad de NGC 4852 se derivó ajustando isócronas de metalicidad solar (una suposición razonable, dada la evidente juventud del cúmulo) de los modelos de Girardi et al. (2000): concluimos que NGC 4852 no es más viejo que 60 Myr y no más joven que 40 Myr (Figura 1, *derecha*), lejos de los 200 Myr calculados por Carraro et al. Esta edad es consistente con el tiempo máximo de permanencia en la secuencia principal de las estrellas más tempranas observadas en el cúmulo (tipos espectrales B6–B7), de alrededor de 100 Myr (Maeder & Meynet 1989).

4. Información espectroscópica

Nuestro análisis espectral de cuarenta estrellas en NGC 4852 es el más extenso emprendido en esta zona hasta el momento; entre los resultados, destacamos lo siguiente. La estrella No. 1 (HD 112825) está clasificada como B1.5IVe (Feast et al. 1957); nosotros le asignamos un tipo B2IIIe y la consideramos, dada la distancia derivada, no miembro del cúmulo. En nuestros espectros, la estrella No. 3 (CD –58 4845, OB⁻ según Stephenson & Sanduleak 1971) presenta emisión débil en $H\beta$, por lo que la clasificamos como una nueva estrella de emisión (B2Ve), que tampoco tiene relación con el cúmulo. Las estrellas Nos. 4 (CP –58 4630) y 5 (CP –58 4626) habían sido clasificadas como B4(V) y A2(V) por Buscombe (1998), y aquí les asignamos carácter de estrellas peculiares (B5Vp y B8Vp), miembros seguros del cúmulo. La estrella No. 9 (Wray 15-1039) ha sido clasificada como estrella de emisión (Wackerling 1970) y nosotros la confirmamos como tal (B5Ve); pertenece a un grupo más lejano que NGC 4852. Éstos y los otros tipos espectrales nos permiten analizar la manera en que estas estrellas están distribuidas en el espacio, lo que se visualiza con claridad en la Figura 2, donde hemos graficado los enrojecimientos contra las distancias espectroscópicas. Ya vimos en los diagramas fotométricos que las estrellas B en la zona no componen un único grupo sino que están distribuidas a lo largo de más de 1.5 kpc. En la

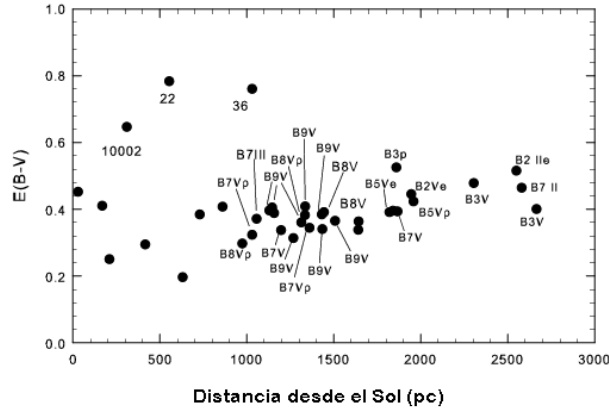


Figura 2. Diagrama enrojecimiento vs. distancia al Sol para las estrellas analizadas espectroscópicamente.

Figura 2 se ven varias estrellas B de subtipos principalmente tardíos localizadas a una distancia media de 1270 pc con una desviación estándar de 150 pc, lo que las confirma como probables miembros de NGC 4852. Por otro lado, hay otro grupo de estrellas B tempranas, que incluye las tres con espectros de emisión, ubicado a una distancia media de 2100 pc con una desviación estándar de 360 pc. En otras palabras, el cúmulo abierto NGC 4852 aparece situado al frente de un grupo estelar más distante y joven, que puede pertenecer a una estructura mayor que probablemente incluya a los cúmulos NGC 4755 y Loden 694, ambos a similares distancias del Sol. Nuestros diagramas no muestran estrellas de tipos más tardíos que las B del grupo lejano, como si éste fuera parte de una asociación OB. La Figura 2 también muestra que el enrojecimiento crece suavemente luego de un incremento abrupto a distancias relativamente cortas del Sol, lo que sugiere su origen en trazas de la nebulosa Saco de Carbón a unos 200 pc del Sol (Hube & Finlay 2007).

Referencias

- Bonatto, C., et al. 2006, *A&A*, 453, 121
 Buscombe, W. 1998, 13th General Catalogue of MK Spectral Classification
 Carraro, G., et al. 2005, *A&A*, 436, 527
 Fabregat, J., & Torrejón, J. M. 2000, *A&A*, 357, 451
 Feast, M., et al. 1957, *MmRAS*, 68, 1
 Girardi, L., et al. 2000, *A&AS*, 141, 371
 Hube, D., & Finlay, W. 2007, *JRASC*, 101, 68
 Johnson, H. L. 1968, *Nebulae and Interstellar Matter*, B. M. Middlehurst & L. Aller, eds., Univ. Chicago Press, Chicago, p. 167
 Maeder, A., & Meynet, G. 1989, *A&A*, 210, 155
 McSwain, M. V., & Gies, D. R. 2005, *ApJS*, 161, 118
 Sagar, R., & Cannon, R. D. 1995, *A&AS*, 111, 75
 Stephenson, C. B., & Sanduleak, W. 1971, *Publ. Warner & Swasey Obs.*, 1, No. 1
 Wackerling, L. R. 1970, *MmRAS*, 73, 153

PRESENTACIÓN MURAL

Objetos de tipo espectral temprano en la vecindad de estrellas Wolf-Rayet

A. Collado^{1,2}, R. Gamen³ & R. Barbá^{2,4}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales - UNSJ*

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y del Espacio, CONICET*

(3) *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET, y Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP*

(4) *Universidad de La Serena, Chile*

Abstract. We are carrying out a spectroscopic monitoring of faint and poor-studied Galactic Wolf-Rayet stars in order to detect new binary systems. Since most of these systems are not related to known clusters or OB associations, a study of the stellar surrounding population is being done. These objects were chosen according to their IR colors in the 2MASS Catalogue and resulted in the discovery of several objects with early spectral types. The observations were performed in 2007 and 2008 with the 4-m telescope V. Blanco of the Inter-American Observatory of Cerro Tololo, Chile.

Resumen. Estamos llevando a cabo un monitoreo espectroscópico, de una muestra de estrellas Wolf-Rayet débiles y poco conocidas de la Vía Láctea, con el objeto de detectar nuevos sistemas binarios. Dado que la gran mayoría de estos sistemas no tiene una pertenencia establecida a cúmulos o asociaciones OB conocidos se está realizando un estudio de la población estelar circundante. Dichos objetos fueron escogidos según sus colores IR en el Catálogo 2MASS y resultó en el descubrimiento de varios objetos con tipo espectral temprano. Las observaciones fueron realizadas en 2007 y 2008 con el telescopio V. Blanco de 4-m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo, Chile.

1. Introducción

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son excelentes trazadores de la población de estrellas masivas en la Vía Láctea y en galaxias vecinas. Además juegan un rol importante en la evolución dinámica y química de la galaxia, contribuyendo al enriquecimiento del medio a través de sus intensos vientos (y también a través de su muerte como SN). Las estrellas WR están fuertemente concentradas en regiones de formación activa; ejemplos notables son NGC 3603 en la Vía Láctea (Moffat, Drissen, & Shara 1994; Drissen et al. 1995) y 30 Dor en la Nube Mayor de Magallanes (Moffat, Seggewiss, & Shara 1985; Walborn & Blades 1997).

Las estrellas tipo WR de Población I extrema son consideradas como descendientes de estrellas O masivas, en algunos casos asociados a cúmulos abiertos y asociaciones OB jóvenes¹, y en nuestra Galaxia se ubican con preferencia en el disco delgado (distribuidas en una escala de altura de unos 45 pc, Conti & Vacca 1990).

Hay una gran incerteza en muchos de los parámetros físicos de las estrellas WR, tales como colores intrínsecos y magnitudes absolutas. Estos parámetros pueden ser derivados mediante modelos de atmósferas, los cuales también tienen incorporados sus propias limitaciones, o a través de métodos empíricos basados en cocientes de intensidades de líneas de emisión, o haciendo uso de fotometría infrarroja (IR). En algunos casos, cuando la estrella WR pertenece a algún cúmulo o asociación, entonces se puede utilizar la distancia y la extinción determinados a ese cúmulo para determinar los parámetros intrínsecos de la estrella WR.

Para este estudio se ha seleccionado una muestra de objetos del VII Catálogo de Estrellas WR Galácticas y su actualización (van der Hucht 2001, 2006). La muestra seleccionada consiste de estrellas de tipo WN, observables desde el hemisferio sur, más débiles que magnitud $V=12$ y poco conocidas. La gran mayoría de las estrellas WN seleccionadas no tienen una pertenencia establecida a asociaciones OB o cúmulos conocidos, es por eso que se hizo un estudio de la población estelar circundante a fin de detectar esas asociaciones, utilizando catálogos de bases de datos astronómicos.

Se realizó un estudio preliminar de posibles asociaciones ocultas alrededor de estrellas WR analizando los diagramas color-color, $[(J - H), (H - Ks)]$ y color-magnitud $[Ks, (H - Ks)]$, de las fuentes infrarrojas cercanas utilizando el "Two Micron All Sky Survey" (2MASS; Skrutskie et al. 2006). Los diagramas de este tipo muestran las componentes estelares bien distinguidas. Se escogieron aquellas fuentes que exhibían un exceso IR significativo y candidatos a ser de tipo espectral temprano. En este trabajo se muestran resultados preliminares alrededor de 12 estrellas WR.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio V. Blanco de 4-m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo, Chile, durante noches de marzo de 2007 y abril de 2008. Utilizamos el espectrógrafo R-C con la red KPGL1, configuración que provee un rango espectral de 3650-6700 Å y una dispersión recíproca de $\sim 1 \text{ \AA pix}^{-1}$. Se aprovechó la facilidad de rotar la ranura para incluir las candidatas a estrellas tempranas simultáneamente a las estrellas WR del programa.

Las imágenes fueron procesadas con las tareas del paquete LONGSLIT de IRAF.

¹menos del 30 % en van der Hucht (2001)

3. Resultados

Se obtuvieron unos 50 espectros de objetos que sugerían tipo espectral temprano. Del análisis de los mismos se pudo detectar al menos una decena de objetos de tipo espectral temprano. La tabla 1 detalla los objetos más tempranos descubiertos en el campo de estrellas WR y algunas fuentes que muestran líneas de emisión, los mismos fueron clasificados según Walborn & Fitzpatrick (1990) y Gray & Corbally (2009).

Identificación 2MASS	Tipo Espectral	campo WR
10185058-5807539	B3V	WR19a
10241567-5749192	B2V	WR20b
10491056-5904468	B3V	WR28
11002363-6114115	B2Ia	WR35
11003824-6113340	B2V	WR35
11001289-6113449	B3V	WR35
11002436-6000004	O9III	WR35a
11010036-6013546 ¹	O9.5V	WR35b
11010089-6013490 ²	O9V	WR35b
11004936-6014233 ³	O8V	WR35b
11010412-6014186 ⁴	O8V	WR35b
11010288-6013563 ⁵	B1 Ib	WR35b
11555211-6245022	WN6	WR45c ⁶
13125376-6321203	B3V	WR48c
16161162-5136421	B2III	WR74
11054724-6113189	Herbig Ae	WR38a
11121916-6102560	Herbig Ae	WR42a
11125010-6215511	Be	WR42b
14465300-6106582	Be	WR62b

¹⁻⁵: Objetos indicados en la figura 2

⁶: Esta WR fue reportada por Mauerhan et al (2009)

Tabla 1. Estrellas de tipo espectral temprano detectadas y otros objetos de interés

En la figura 1 se muestra el diagrama color-color de las estrellas en la región cercana a WR35b, y se indica la posición de la secuencia principal y la de las gigantes rojas. Las dos líneas paralelas representan los vectores de enrojecimiento. WR35b se indica con un círculo azul, y con verde, los objetos tempranos clasificados seguramente miembros del cúmulo Sher 1. La figura 2 muestra la carta de identificación de WR35b y los objetos tempranos clasificados en este trabajo.

Viendo que el método es exitoso, se planea sistematizar esta búsqueda de asociaciones ocultas alrededor de estrellas de tipo WN, incorporando más catálogos al análisis (USNO, DENIS, MSX, etc.), y realizar observaciones fotométricas en el óptico desde algunos de los telescopios de CASLEO y el 1-m del Observatorio de Las Campanas (Chile). Con diagramas color-color, color-magnitud y

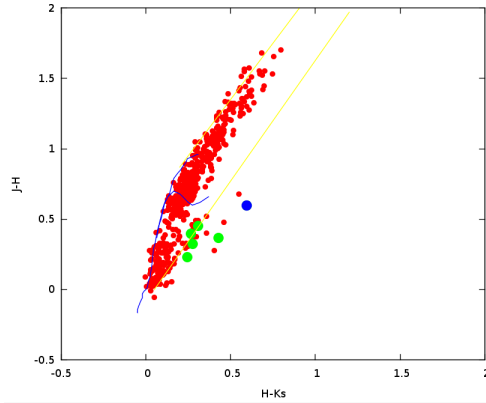


Figura 1. Diagrama color-color de la región de WR35b

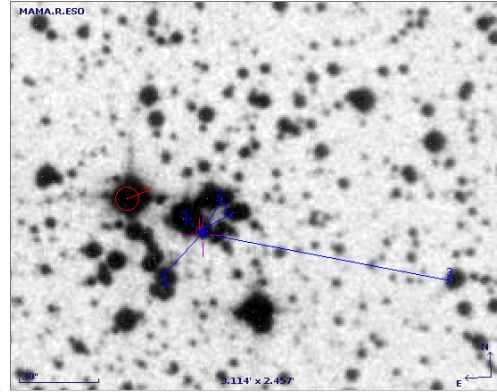


Figura 2. Carta de identificación de WR35b

con los tipo espectrales encontrados se intentará determinar los parámetros de las posibles asociaciones descubiertas y ver la probabilidad de pertenencia de la estrella WR.

Agradecimientos. Agradecemos al director y staff de CTIO, Chile, por facilitarnos el uso de sus instalaciones y su hospitalidad. RG agradece financiación de FUPACA. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Referencias

- Conti, P. S. & Vacca, W. D. 1990, *AJ*, 100, 431
 Drissen, L. et al., 1995, *AJ*, 110, 2235
 Gray R. O. & Corbally Ch. J., 2009, Princeton University Press
 Mauerhan, J. C., van Dyk, S. D., Morris, P. W., 2009, *PASP*, 121, 591
 Moffat, A. F. J., Seggewiss, W., & Shara, M. M., 1985 *ApJ*, 295, 109
 Moffat, A. F. J., Drissen, L., & Shara, M. M., 1994, *ApJ*, 426, 183
 Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
 van der Hucht, K. A. 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135
 van der Hucht, K. A. 2006, *A&A*, 458, 453
 Walborn, N. R., & Fitzpatrick, E. L., 1990, *PASP*, Vol. 102, 379
 Walborn, N. R., & Blades, J. C., 1997, *ApJS*, 112, 457

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis de la estrella de HgMn HD49022

E. J. Gonzalez¹ & J. F. González^{1,2}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ*

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y el Espacio (ICATE)*

Abstract. We present a spectroscopic analysis of the HgMn single-lined binary system HD 49022 belonging to the open cluster NGC 2287. The observations have been carried out at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) with the Echelle REOSC spectrograph. We identify spectral lines, determine the spectroscopic orbit, and estimate the physical parameters of the star, assuming cluster membership.

Resumen. Presentamos el análisis espectroscópico de la estrella binaria de espectro simple de HgMn, HD 49022, perteneciente al cúmulo NGC 2287. Las observaciones fueron obtenidas con el espectrógrafo REOSC en dispersión cruzada en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Se realizó identificación de líneas espectrales, determinación de la órbita espectroscópica y se estimaron los parámetros físicos de la estrella asumiendo la pertenencia al cúmulo.

1. Introducción

Las estrellas con peculiaridades de HgMn, muestran una alta incidencia de binaridad y rotan más lentamente que las estrellas normales. Probablemente más de $\frac{2}{3}$ de estrellas de HgMn pertenecen a binarias espectroscópicas (Hubrig & Mathys 1995). La alta frecuencia de binarias observadas entre estas estrellas peculiares hace pensar que la binaridad está relacionada con las peculiaridades. Por lo tanto, el conocimiento de los parámetros orbitales es de gran importancia para estudiar las propiedades globales de este grupo de estrellas.

La pertenencia de la estrella a un cúmulo es particularmente útil porque en esos casos es posible conocer parámetros físicos como la distancia, la masa y la luminosidad intrínseca.

2. Determinación de la órbita espectroscópica

Aplicando la tarea `fxcor` del programa IRAF se calcularon las velocidades radiales, utilizando un total de catorce observaciones. Luego se realizó una primera estimación del periodo utilizando la tarea `pdm` (Phase Dispersion Method) del mismo programa. Así fue posible graficar las velocidades radiales obtenidas en función de la fase y de este modo ajustar la curva que mejor reproduce las

mediciones de velocidad para las diferentes fases modificando los parámetros: período, amplitud, velocidad del centro de masas, tiempo de conjunción, excentricidad y longitud del periastro. En la figura 1 se muestra el ajuste realizado. Los parámetros encontrados son:

$$\begin{aligned}
 P(\text{días}) &= 12.6562 \pm 0.0002 \\
 T(\text{JD}) &= 2454980.551 \pm 0.014 \\
 e &= 0.000 \pm 0.008 \\
 \gamma(\text{km s}^{-1}) &= 24.94 \pm 0.24 \\
 K_1(\text{km s}^{-1}) &= 33.60 \pm 0.18 \\
 a \text{ sen } i \text{ (UA)} &= 0.0391 \pm 0.0002 \\
 f(M) &= 0.0397 \pm 0.0006
 \end{aligned}$$

Además, mediante un análisis del espectro estimamos una cota superior para la razón de luminosidades, encontrando $L_2/L_1 < 0.05$, que corresponde a una diferencia de magnitudes mayor a 3.25. Si consideramos que la estrella secundaria pertenece a la secuencia principal se puede fijar una cota superior para su masa $M_2 < 0.5 M_1$. Por otro lado, haciendo uso de la función de masas $f(M)$, determinamos una cota inferior para la masa de la secundaria, resultando en $M_2 > 0.837 M_\odot$. Asumiendo que el sistema pertenece al cúmulo estimamos la masa de la componente primaria (lo cual se detallará más adelante), se obtuvo de este modo $M_1 \approx 3.01 M_\odot$. Por lo tanto podemos decir que la componente secundaria del sistema posee una masa $0.84 M_\odot < M_2 < 1.50 M_\odot$. Luego, a partir de este rango de masas estimamos el rango de temperaturas efectivas interpolando en las isócronas teóricas de Padova (Salasnich et. al., 2000, <http://pleiadi.pd.astro.it/>), para abundancia solar y edad igual a la del cúmulo. De este modo se concluye que la estrella secundaria sería más tardía que A9 y más temprana que K2 ($4964K < T_e < 7130K$).

3. Estimación de los parámetros físicos de la componente principal del sistema

La estimación de los parámetros físicos se realizó asumiendo la pertenencia de HD 49022 al cúmulo. Los datos sobre NGC 2287 se obtuvieron de la base de datos sobre cúmulos abiertos WEBDA (<http://www.univie.ac.at/webda/webda.html>). La magnitud aparente adoptada para el cálculo de la magnitud absoluta corresponde a $V = 9.30$ (Harris et. al., 1993). Una vez estimada la magnitud absoluta se determinó la masa, luminosidad y temperatura efectiva interpolando en las isócronas teóricas de Padova (Salasnich et. al., 2000, <http://pleiadi.pd.astro.it/>), asumiendo abundancia solar y edad igual a la de NGC 2287. Con la luminosidad y temperatura encontrada fue posible además conocer su radio. A continuación se detallan los parámetros físicos encontrados (Tabla 1).

4. Identificación de líneas

Las estrellas de HgMn son estrellas de tipo espectral B tardío, que se caracterizan por poseer una extrema sobreabundancia de Hg (hasta 6 dex) y Mn (hasta 3 dex) (Castelli et. al., 2004).

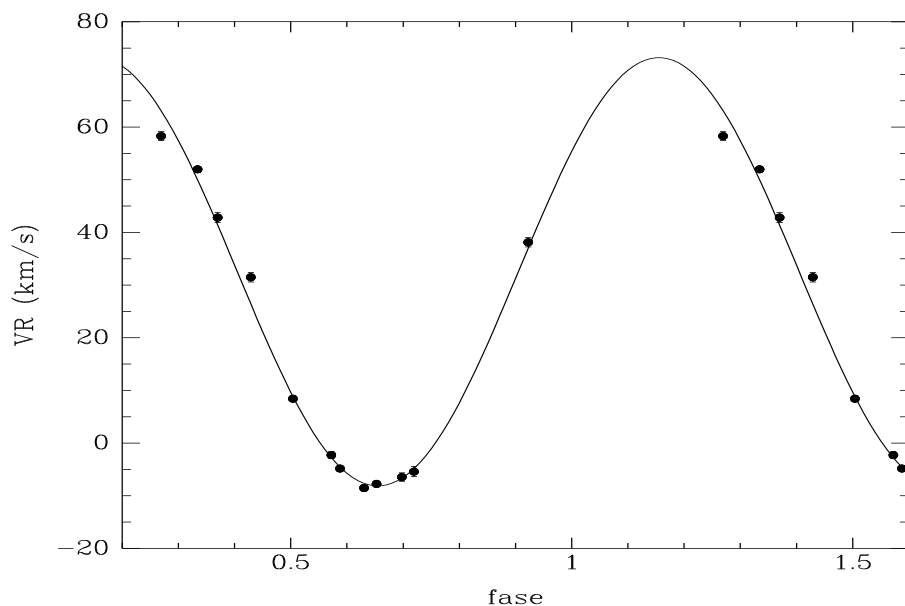


Figura 1. Velocidades radiales obtenidas en función de la fase (puntos) junto con el ajuste realizado (línea).

Tabla 1. Parámetros físicos estimados de la componente principal del sistema, HD 49022

Distancia	693 pc
$\log(\text{edad/años})$	8.385
M_v	0.01
M	$3.01 M_{\odot}$
T_e	10700 K
L	$115.21 L_{\odot}$
R	$2.29 \cdot 10^6 \text{ km}$

Identificamos en el espectro líneas de CaII, CII, CrII, FeI, FeII, HgII, MgI, MgII, MnI, MnII, NaI, OI, SII, SiII, SrII, TiII, YII y ZrII. A continuación se muestran algunos rangos del espectro con las respectivas líneas identificadas (Figura 2).

5. Futuros trabajos a realizar.

Se planea más adelante determinar abundancias de los principales elementos de esta estrella. Además se pretende trabajar con otros sistemas con las mismas características, es decir, sistemas binarios con al menos una de las componentes de HgMn, pertenecientes a cúmulos abiertos, con el objetivo de obtener parámetros físicos, determinar parámetros orbitales y abundancias de los principales elementos químicos. De este modo, se planea aumentar los datos existentes sobre estos sistemas peculiares e intentar encontrar relaciones que expliquen las anomalías químicas de estas estrellas.

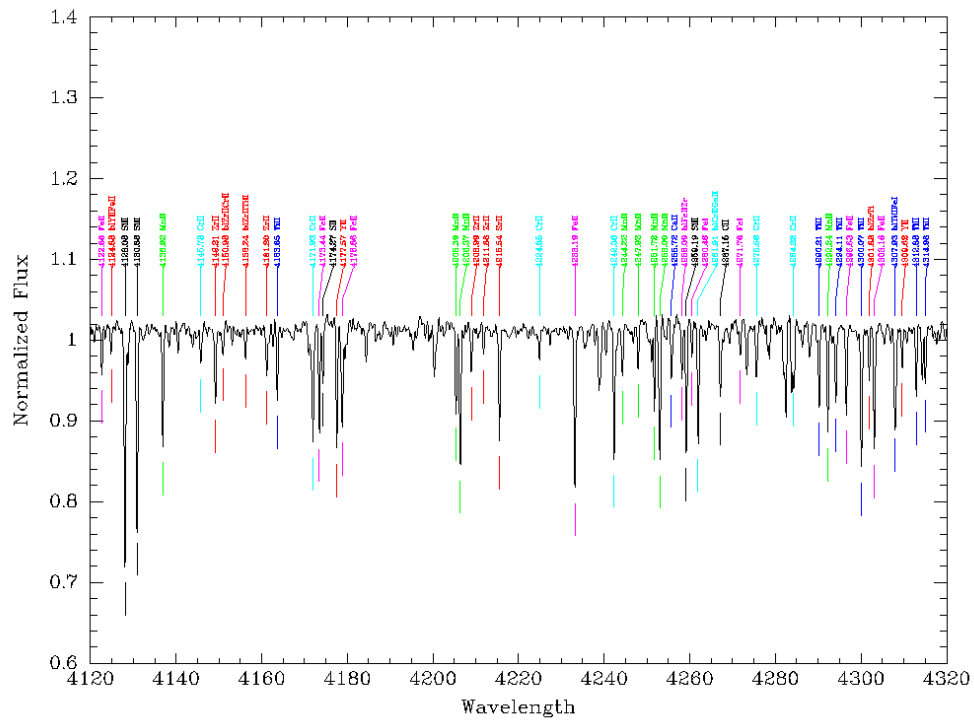


Figura 2. Región seleccionada del espectro de la estrella peculiar estudiada.

Referencias

Hubrig, S., & Mathys, G., 1995, ASPC, 81, 555.

Salasnich et al., 2000, A&A 361, 1023.

Harris G.L.H., FitzGerald M.P.V., Mehta S., Reed B.C., 1993, Astron. J., 106, 1533.

Castelli, F., Hubrig, S., 2004, A&A, 425, 263C

Parte V

**Instrumentación y
Caracterización de Sitios
Astronómicos**

PRESENTACIÓN ORAL

Un nuevo observatorio sobre el Cordón Macón

R. Vrech^{1,2,3}, V. Renzi^{1,2}, P. Recabarren^{1,2,3} & D. García Lambas^{1,2}

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

(2) *CONICET*

(3) *Fac. de Ciencias Exactas, Físicas y Nat., Univ. Nac. de Córdoba.*

Abstract. We report on the current status of the construction of an astronomical facility at Cordón Macón (4660 m.a.s.l.) in Salta Province, Argentina. This project is the continuation of more than five years of site testing carried on by IATE and ESO at this site. Currently, the project is being supported by the Salta Province Government and the MINCyT. Even though the characteristics of the instrument to be located at Macón are not completely defined yet, the construction of an 8 metres diameter dome is currently under construction. This dome will have the capability of hosting a 1-2 m reflector telescope.

Resumen. Se presenta el estado actual de la construcción de una instalación astronómica en el Cordón Macón (4.660 msnm) en la Provincia de Salta, Argentina. Este proyecto es la continuación de más de cinco años de búsqueda de sitio llevada a cabo por IATE y ESO en este lugar. En la actualidad, el proyecto recibe el apoyo del Gobierno de la Provincia de Salta y el MinCyT. Aunque aún no está completamente decidido el instrumento que operará en el lugar, se ha comenzado con la construcción de una cúpula de 8 metros de diámetro. Esta cúpula tendrá la capacidad de albergar un telescopio reflector de 1-2 metros.

1. Introducción

El Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) desde hace varios años viene trabajando en la caracterización del Cordón Macón como sitio para facilidades astronómicas. Se trabajó para el Observatorio Europeo Austral (ESO), en una etapa de búsqueda de un sitio para su futuro telescopio E-ELT. El ESO decidió finalmente un sitio en la cercanías del actual VLT en Paranal, Chile; por lo tanto el IATE tomó la determinación de iniciar la construcción de un observatorio más pequeño aprovechando las excelentes condiciones del lugar: el seeing promedio MASS-DIMM (Multi Aperture Scintillation Sensor - Differential Image Motion Monitor) anual de 0,8", baja nubosidad y humedad, y la infraestructura ya emplazada. Para más información detallada ver en *Renzi et al., 2009*. Además se destaca el interés presentado por la Municipalidad de Tolar Grande y la Provincia de Salta, que se verán beneficiadas desde el punto de vista científico.

2. Resumen de lo acontecido

En el año 2000 comienzan los estudios con imágenes satelitales produciendo un mapa de nubosidad de la República Argentina. Ver figura 18 de *Recabarren & Muriel (June 2003)*. Se encuentra que la franja cordillerana desde el Paso de San Francisco en Catamarca hasta el Cerro Rincón en Jujuy, es la mejor zona por su baja nubosidad.

El Cordón Macón tiene características particularmente favorables para emplazamientos astronómicos sumado a la infraestructura logística ofrecida por la localidad de Tolar Grande, lo vuelven un lugar óptimo para el inicio de las campañas de "site testing". En el año 2004 se instala una estación meteorológica y se inician los registros de datos que se continúan en la actualidad. En el año 2005 se inician las mediciones de seeing (calidad de imagen de cielo) con DIMM y MASS revelando la excelente calidad de cielo, por lo que el ESO decide iniciar un período de mediciones continuas y con instrumentos de mayor precisión. Para esto se realizan tareas de infraestructura importantes en un nuevo sitio sobre el Cordón Macón a 4660 msnm. Se instala un sistema de paneles solares para generar 220 VCA 4,5 KW, una casilla rodante como taller o refugio; una nueva estación meteorológica de alta prestación y la parte más importante, una torre de 4 metros con domo automatizado, montura para telescopio robótica y un telescopio con instrumentos DIMM y MASS. Dichas instalaciones fueron interconectadas con un radioenlace para ser monitoreado y controlado desde la casa-base en Tolar Grande. Se construyó un camino de 8 Km para acceder al cerro, siendo este uno de los trabajos más complicados en aquel momento. Estas actividades tuvieron lugar hasta el año 2008 cuando el ESO definió el sitio para la construcción del E-ELT.

3. Nueva Propuesta

A partir del año 2009, teniendo en cuenta la infraestructura ya instalada en el sitio, el IATE decide encarar definitivamente la construcción de un observatorio en el Cordón Macón. Para esto cuenta con el apoyo principalmente del MINCyT. Apoyan esta iniciativa la Provincia de Salta, la Universidad Nacional de Salta, la Municipalidad de Tolar Grande entre otras instituciones.

3.1. Edificio

Un observatorio con un telescopio de 1,5 metros de diámetro requiere la construcción de un edificio de 8 metros de diámetro y 10 metros de altura. La construcción de este, en una zona tan remota y adversa, necesita de una solución adecuada para su fase constructiva y para el futuro uso de las instalaciones. Se ha optado por un edificio construido por placas prearmadas que requerirán poca mano de obra y rapidez en el armado. La empresa Astori, especialista en el tema y con una aquilatada experiencia, propone realizar un cilindro de 20 caras (Figura 1).

3.2. Cúpula

Para la construcción de la cúpula se eligió la empresa italiana con representación en la Argentina "Columbia Project Argentina". Esta posee una basta experiencia

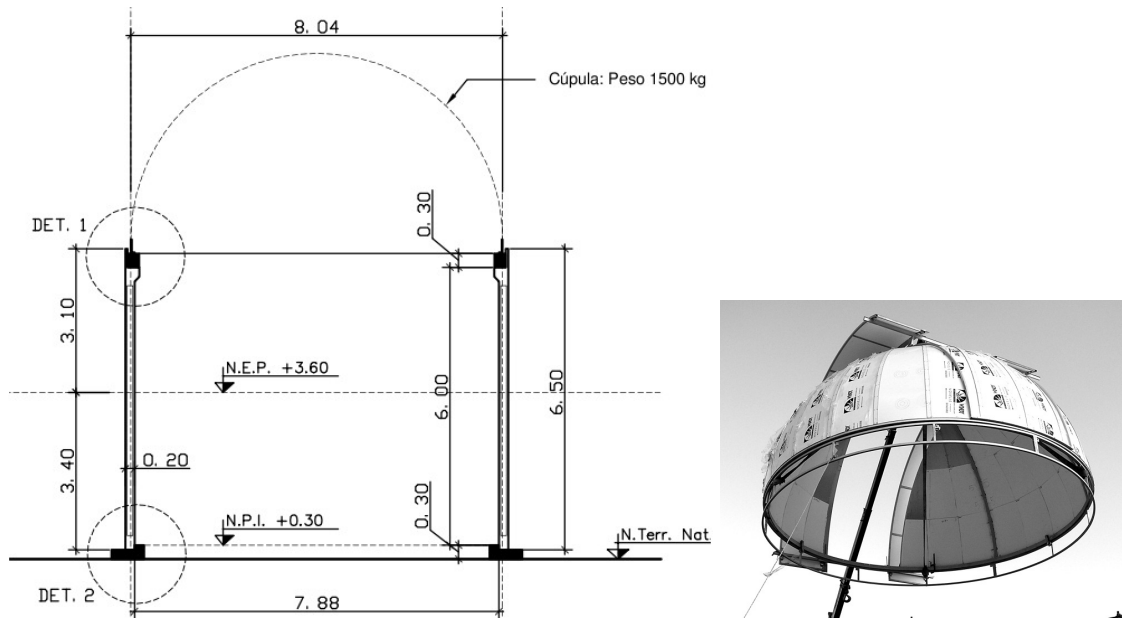


Figura 1. *Izquierda:* Perfil del edificio del futuro observatorio.
Derecha: imagen de una cúpula de Columbia Project.

en el diseño y construcción de cúpulas, planetarios y telescopios de tamaño medio. La cúpula, actualmente en etapa de construcción, es de aluminio, del tipo clásica semiesférica de 8 metros de diámetro.

4. Infraestructura

Dentro de las obras de infraestructura se cuenta el camino de acceso al sitio del futuro emplazamiento. Así mismo la energía eléctrica está en parte solucionada con el sistema fotovoltaico ya instalado, previéndose una ampliación en caso de ser requerida. Un sistema de radioenlace con el pueblo, garantiza una comunicación para el servicio de Internet, telefonía y video con la casa-base en Tolar Grande. Se encuentra en gestión la contratación de un servicio satelital de Banda Ancha dedicada para la conexión a Internet.

5. Conclusiones

La construcción de un nuevo observatorio es una tarea con un sin número de trabajos y complicaciones. La fundamental colaboración de la Municipalidad de Tolar Grande, hace que problemas debidos a las características de la zona (aislamiento, transporte, mano de obra, etc) puedan ser solucionados más facilmente. Se a propuesto un cronograma de trabajos (Tabla 1), que para el inicio del año 2011 estaría terminado el edificio con la cúpula instalada. Contemporaneamente se iniciaría la gestión de la compra del telescopio en donde se calcula una demora de entrega de alrededor de 2 años. Se espera durante el 2011 construir el pilar para la base del telescopio, los cerramientos del edificio y las instalaciones de la

electricidad y sanitarios. Quedando para el 2012/13 la instalación de los sistemas astronómicos propiamente dichos, montajes de instrumentos, automatizaciones, etc.

Fecha	Trabajo
Marzo 2011	Erección del edificio e instalación de la cúpula
Julio 2011	Definición del instrumento e inicio de gestión de compra
Nov-Dic 2011	Conclusión de obras de infraestructura sobre el edificio
Dic 2011	Finalización del pilar para telescopio
2012	Inicio de los trabajos de instalación del telescopio e instrumentación relativa
Dic 2013	Finalización de trabajos y puesta en marcha del observatorio

Tabla 1. Cronograma previsto para la construcción del futuro Observatorio

Referencias

Renzi V. et al., 2009, BAAA, Vol. 52, pag. 285.

Recabarren & Muriel, June 2003, ESO Report.

<http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/espas/argentina/diego/SiteVisitReport4-5-Argentina.pdf>

PRESENTACIÓN ORAL

Alto Chorrillo: otra alternativa para instalar una antena para ondas milimétricas y submilimétricas en Argentina

F. A. Bareilles^{1,2}, R. Morras^{1,2}, F. P. Hauscarriaga¹, J. C. Olalde¹,
L. Guarrera¹ & E. M. Arnal^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

Abstract. We present preliminary data of atmospheric opacity at 210 GHz obtained between July 2009 and August 2010 at “Alto Chorrillo”, a place near San Antonio de los Cobres, in the province of *Salta* at 4800 m above sea level. The data is compared with those obtained in the previous campaign conducted in Tolar Grande (also in *Salta*). Alto Chorrillo has a baseline larger than 130 km (E-W) regarding to **ALMA**, making it a good candidate to install a radio astronomy facility that can operate in VLBI mode with **ALMA**.

Resumen. Presentamos datos preliminares de opacidad atmosférica en la frecuencia de 210 GHz obtenidos entre julio de 2009 y agosto de 2010 en *Alto Chorrillo*, un sitio cercano a la localidad de *San Antonio de los Cobres*, provincia de *Salta*, ubicado a 4800 m sobre el nivel del mar. Se comparan estos datos con los obtenidos en la campaña previa realizada en *Tolar Grande (Salta)*. *Alto Chorrillo* posee una línea de base de unos 130 km (E-O) con respecto a **ALMA**, lo que lo hace un buen candidato para instalar una facilidad radioastronómica que pueda operar en modo VLBI con **ALMA**.

1. Introducción

Desde las frecuencias de microondas hasta el infrarrojo, la opacidad del cielo está dominada por la cantidad de oxígeno y vapor de agua presentes en la atmósfera. La cantidad de oxígeno es aproximadamente constante, mientras que la de vapor de agua varía en el tiempo. A la frecuencia de 210 GHz la opacidad es dominada por el vapor de agua; esto nos permite convertir la opacidad al cenit directamente a contenido de vapor de agua precipitable (*PWV*).

2. Sitios

Durante los últimos seis años el Instituto Argentino de Radioastronomía (**IAR**) ha realizado una serie de campañas de monitoreo de transparencia atmosférica en el Noroeste de Argentina (**NOA**) (provincias de *Salta* y *Jujuy*), con el fin de seleccionar sitios adecuados para la instalación de instrumentos radioastronómi-

cos que pudieran operar a longitudes de onda de pocos milímetros o de fracción de milímetro.

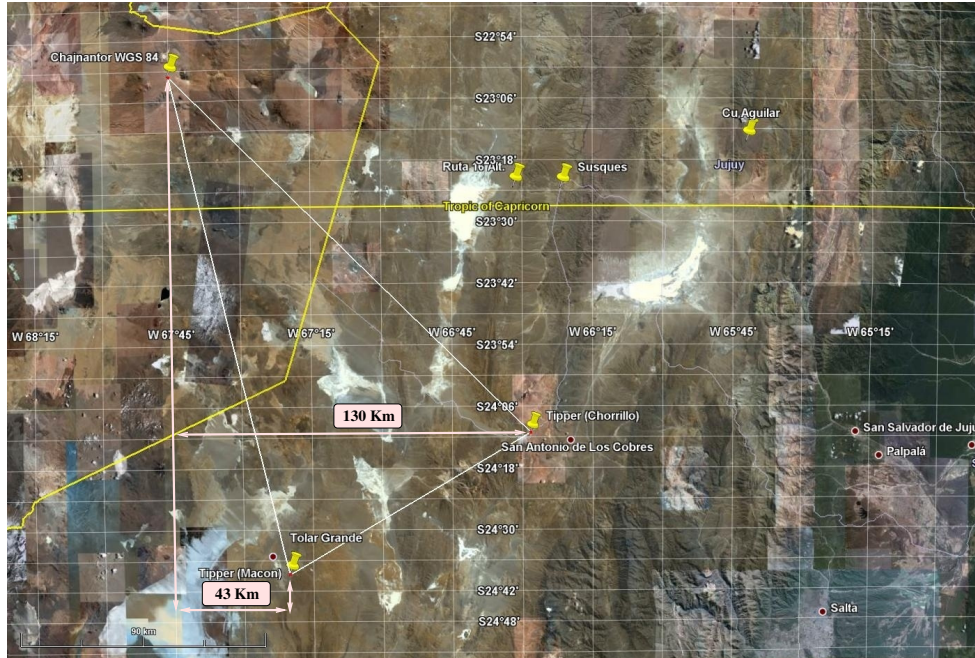


Figura 1. Mapa parcial del Noroeste Argentino (NOA) - sitios evaluados.

El primer sitio del **NOA** estudiado se encuentra cercano a la localidad de *Tolar Grande*, sobre el cordón del *Macón*. Allí se obtuvieron datos en forma sistemática durante 5 años. Este sitio se encuentra a una distancia de 187 km de la región donde operarán los telescopios del interferómetro **ALMA**. La línea de base en la dirección Este-Oeste entre ambos sitios es de 43 km (Figura 1). Los resultados fueron presentados por Bareilles et al. (2005, 2007) y Recabarren et al. (2006).

Con el objeto de encontrar nuevos sitios potenciales aptos para realizar astronomía en los rangos milimétricos y submilimétricos del espectro electromagnético, que posean una línea de base en la dirección Este-Oeste respecto de **ALMA** superior a los 120 km; se realizó a principios del año 2009 una nueva búsqueda de sitios, estudiándose las potencialidades de dos regiones de la Puna en la provincia de *Jujuy* (*Susques* y *Mina Aguilar*) y un tercero también en la Puna, en la región de *Alto Chorrillo*, cercano a la localidad de *San Antonio de los Cobres* (*SAC*), en la provincia de *Salta*. Todos ellos están a alturas superiores a los 4500 metros sobre el nivel del mar (msnm). Entre estos sitios, *Alto Chorrillo* fue elegido para realizar una nueva campaña de mediciones de opacidad atmosférica debido a las siguientes razones: a) se encuentra a una altura de 4830 msnm; b) la línea de base con respecto a los telescopios de **ALMA** es de 130 km; c) posee cierta infraestructura cercana (Figura 1).

En el mes de julio de 2009, el radiómetro utilizado para medir opacidad atmosférica (*Tipper*), fue instalado en el *Alto Chorrillo*; previamente fue reacondicionado y reparado en el **IAR**.

3. Comunicación de datos

El equipamiento instalado se vincula a Internet mediante un enlace de radio en 2.4 GHz, el cual se utiliza tanto para la adquisición de los datos como para su operación remota si fuera necesario.

Desde la cumbre del *Chorrillo*, sitio en el que esta emplazado el *Tipper*, puede verse la estación de ferrocarril de *SAC*, conocida como “Estación de las Nubes”; siendo ésta la única edificación de *SAC* que tiene visión directa desde el sitio. Esto motivó la instalación de una repetidora de datos para la vinculación del equipo a Internet. El punto de acceso a Internet, se realizó en el Escuadrón 22 de Gendarmería Nacional (GN), mediante un convenio de colaboración firmado por el IAR y GN.

En la Figura 2 se muestra una vista panorámica desde la estación de ferrocarril de *SAC*, donde se indica la visual hacia el *Tipper* (unos 17 Km) y la posición de la antena emplazada en el Escuadrón 22 (unos 500 mts).



Figura 2. Vista desde la estación de ferrocarril de *SAC*.

4. Datos

Las mediciones en *Chorrillo* comenzaron a fines de julio de 2009 y continúan hasta la fecha, aunque aquí se presentan los datos obtenidos hasta mediados de agosto de 2010.

En la Figura 3 podemos ver el histograma y la curva de distribución acumulativa para todo el período en el que se obtuvieron datos¹. En línea de trazos, se representa la función acumulativa, del valor de la opacidad atmosférica, para los datos obtenidos en: otoño, invierno y primavera.

En los meses estivales se produce una degradación apreciable en la calidad de la atmósfera debido al fenómeno conocido como “invierno boliviano”, lo que afecta la mayor parte de la Puna. El fenómeno se traduce en un fuerte aumento de la opacidad atmosférica debido a lluvias estacionales.

En el panel derecho de la Figura 3, puede apreciarse que la mediana (segundo cuantil) tiene un buen valor ($\tau_0 < 0.2$) para todos los meses a excepción de febrero, y con seguridad enero.

En la Tabla 1 se comparan los datos obtenidos en *Chorrillo* con los obtenidos en las campañas previas en *Jarillal* (cercano al complejo **CASLEO** en la provincia de *San Juan*), en *Macón* (cerro cercano a la localidad de *Tolar Grande*) y con datos publicados de otros sitios entre los que se encuentra *Chajanator*.

¹Por problemas mecánicos, no se obtuvieron datos en el mes de enero.

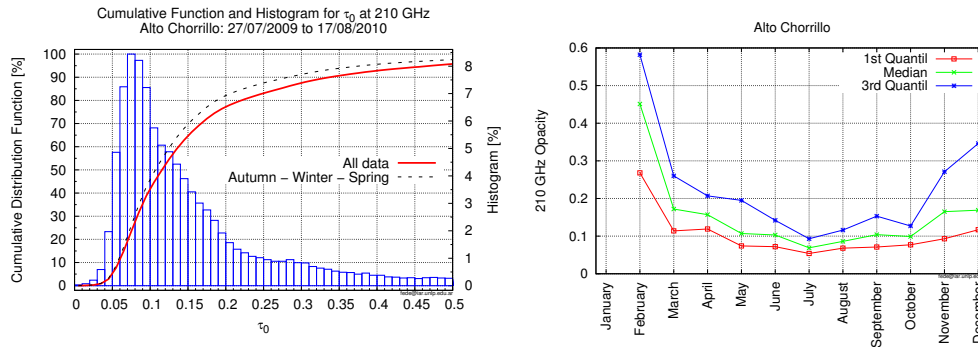


Figura 3. *Izquierda:* Histograma y función acumulativa para todos los datos obtenidos; línea de trazos función acumulativa sin el verano. *Derecha:* Cuantiles para el mismo período discriminado por meses.

De la comparación, se desprende que *Macón* y *Chorrillo* son sitios comparables en cuanto a opacidad atmosférica.

Cuantil	$\tau_{225} \leq$			$\tau_{210} \leq$		
	Chajnan. 5060 m	M. Kea 4100 m	Polo Sur 2835 m	Jarillal# 3160 m	Macón [@] 4604 m	Chorrillo 4813 m
25 %	0.04	0.06	0.04	0.17	0.082	0.074
50 %	0.06	0.09	0.05	0.22	0.114	0.107
75 %	0.12	0.15	0.07	0.29	0.169	0.167

*:Radford (2000), #:Bareilles et al. (2003), @:Bareilles et al. (2005, 2007)

Tabla 1. Comparación con otros sitios.

5. Conclusión

Los datos obtenidos en la región de *Alto Chorrillo* muestran que es un muy buen candidato para alojar una facilidad observacional milimétrica o submilimétrica. Es el candidato mas firme para alojar **LLAMA**.

Referencias

- Bareilles F. A., Morras R., Olalde J. C., Hauscarriaga F. P. & Arnal E. M. 2007. BAAA, **50**, 329-332
- Recabarren P., Muriel H., García Lambas D., Vrech R., Renzi V., Stasyszyn F. 2006, BAAA, **49**, 370-373
- Bareilles F. A., Morras R., Olalde J. C., Hauscarriaga F. P. & Arnal E. M. 2005. BAAA, **48**, 480-484
- Bareilles F. A., Olalde J. C., Picardo C., Guarrera L., Arnal E. M., Morras R., Perilli D. & Salazar P. 2003. BAAA, **46**, 50
- Radford, S. J. E., 2000, ALMA Memo 334.1

PRESENTACIÓN MURAL

Búsqueda de Sitios para CTA: Análisis de Datos Satelitales

A. E. Suárez¹, M. C. Medina² & G. E. Romero^{1,3}

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

(2) *IRFU - CEA, Service de Physique des Particules, Saclay*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) (CCT La Plata-CONICET)*

Abstract. The CTA Consortium has decided to implement a systematic search for sites for the Observatory. This search will be made in two different steps. The first one consists of a general determination of the possible sites on the basis of some very basic selection criteria, such as geographic latitude, altitude and extension of the flat area needed. For those sites passing these criteria, a more intensive characterization should be made, using available satellite data, together with existing ground or air-based measurements. In this work we compare the behavior of different sites analyzing the aerosol content and the total precipitable water vapor, measured by MODIS instrument.

Resumen. El Consorcio CTA ha decidido implementar una búsqueda sistemática de sitios donde instalar el Observatorio. Esta búsqueda se realizará en dos pasos. El primero consiste en una determinación general de los sitios posibles con base en algunos criterios básicos, como latitud geográfica, altitud y extensión del área plana que se necesita. Para los sitios que pasen estos criterios, se deberá hacer una caracterización más intensiva, haciendo uso de datos satelitales disponibles junto con mediciones realizadas en tierra. En este trabajo comparamos el comportamiento de diferentes sitios analizando el contenido de aerosoles y el contenido de vapor de agua precipitable, medidos por el instrumento MODIS.

1. Introducción

CTA es un proyecto internacional que consiste en la construcción de un gran arreglo de telescopios que usarán la técnica IACT (*Imaging Air cherenkov Technique*) para la observación de rayos- γ muy energéticos (VHE). El propósito del Consorcio CTA (conformado por más de 25 países, incluyendo a la Argentina) es construir un instrumento que alcanzará una sensibilidad diez veces superior a la de experimentos previos. Esto se logrará usando gran número de Telescopios Cherenkov de diferentes tamaños que cubrirán una gran área para una mayor tasa de detección. Este observatorio consistirá en dos arreglos de telescopios: un arreglo en el hemisferio sur, favorable para la observación de fuentes galácticas y extragalácticas; y un arreglo en el hemisferio norte dedicado a la observación de fuentes extragalácticas como las AGNs. El Consorcio CTA está organizado

en diferentes grupos de trabajo, entre los que se encuentra el grupo "Búsqueda de Sitios", dedicado a la evaluación de los posibles sitios para ambos arreglos. Presentamos en este trabajo la contribución a éste grupo a través del análisis de datos satelitales atmosféricos correspondientes.

2. Metodología de la Búsqueda y Criterios de Selección de Sitios

Hay principalmente dos pasos en la caracterización de posibles sitios: primero, para los sitios que cumplen con los requerimientos básicos se hace un análisis a largo plazo (10 años) de datos satelitales o datos tomados en tierra (si están disponibles). A partir del resultado de esta primera evaluación global, se realizarán medidas in situ y se monitorearán las condiciones atmosféricas durante cierto período, antes de tomar la decisión final.

- Altitud: 1800m-4000m.
- Área plana : 3x3 km².
- Cobertura de Nubes: (noches despejadas >70 %).
- Atmósfera: bajo contenido de aerosoles, baja humedad y baja velocidad de vientos.
- Contaminación Lumínica: <1.5 veces la contaminación actual en sitios cherenkov.
- Bajo riesgo sísmico.
- Latitud: entre +30N y -30S.
- Infraestructura: caminos, líneas de tensión, acceso a hospitales, hoteles, etc.

Este trabajo corresponde al análisis a largo plazo de dos de los parámetros atmosféricos más importantes: Profundidad Óptica de Aerosoles (AOD - Aerosol Optical Depth) y la Columna de Vapor de Agua Precipitable en el Infrarojo (WVI - Water Vapor Infrared).

La Profundidad Óptica de Aerosoles es una medida de la dispersión y la absorción de la luz visible por las partículas presentes en una columna vertical de la atmósfera. Esta es una importante fuente de error en la determinación final de la energía de los rayos- γ incidentes.

El Vapor de Agua Total Precipitable es una medida de las cantidades columnares de vapor de agua. Esto afectará a la medición de la Luz Cherenkov Atmosférica, al ser absorbida por este componente atmosférico.

Para este análisis usamos los datos tomados por dos satélites de la NASA: Aqua y Terra que alojan al instrumento MODIS (Moderate Resolution Spectroradiometer), que consiste en un radiómetro espectral de resolución moderada. Estos satélites toman al menos dos medidas por día, tienen una resolución espacial de 5x5 km² con píxeles de 1-km y están orbitando desde el año 2000.

3. Datos Satelitales

Los datos satelitales MODIS son públicos y pueden ser descargados desde la página web oficial (<http://ladsweb.nascom.nasa.gov/data/search.html>), especificando la variable atmosférica a estudiar, la región y el periodo de tiempo correspondiente.

Para nuestro trabajo, seleccionamos las variables: Profundidad Óptica de Aerosoles (Espesor óptico de aerosoles a 0.55 μm , res. espacial: 10km.) y Vapor

de Agua Total Precipitable (res. espacial: 5km.), en un período comprendido entre 2000 y 2009.

4. Regiones Seleccionadas

Hemos estudiado dos regiones en particular: Argentina en América del Sur, y Namibia en Africa, donde el arreglo H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) está ubicado (Lon 16.5°, Lat -23.28°), éste se utiliza como referencia, por ser el único sitio en el hemisferio sur en el que hay un arreglo de telescopios para observar rayos- γ .

Los sitios estudiados en Argentina están divididos en dos regiones: Norte (Puna) y Sur (Casleo). En el Norte se encuentran: Llano de la Paciencia (Lon -66.3°, Lat -24.2°), Pocitos (Long -67.07°, Lat -24.53°), Tolar Grande (Lon -67.35°, Lat -24.54°), Susques (Lon -66.15°, Lat -23.47°), Abra Pampa (Lon -65.77°, Lat -22.81°). Los sitios Sur son dos: Naranjo (Lon -69.27°, Lat -31.73°), Tontal (Lon -69.17°, Lat -31.8°). También se tomó como referencia para esta región a La Silla (Lon -70.73°, Lat -29.25°).

Esta información fue utilizada para construir funciones de Distribución Acumulativas (CDF), para cada sitio por año. También se estudiaron las variaciones estacionales de éstos parámetros para el sitio H.E.S.S.

5. Resultados Preliminares

En esta sección se presentan los resultados obtenidos para las variables estudiadas durante 2009. En la Fig. 1 se muestra la comparación entre las distribuciones acumulativas del AOD y del WVI obtenidas para los distintos sitios en América del Sur. Podemos ver que las distribuciones son en general comparables y un estudio más preciso es necesario. La Fig. 2 representa la comparación del comportamiento del WVI en la estación húmeda y seca del año, en el sitio H.E.S.S. Podemos ver a través de este gráfico que el promedio anual de las variables estudiadas puede estar afectado por variaciones estacionales que deben tenerse en cuenta al concluir sobre la calidad de un sitio dado.

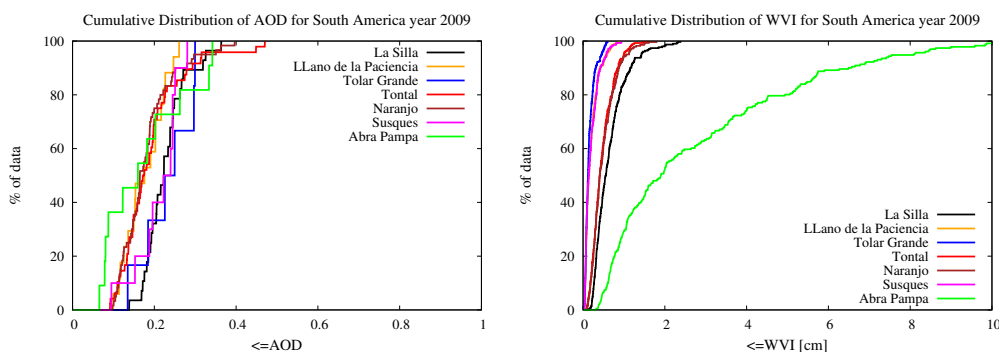


Figura 1. *Izquierda:* Distribuciones Acumulativas de AOD para los sitios en América del Sur (2009). *Derecha:* Distribuciones Acumulativas de WVI para los sitios en América del Sur (2009).

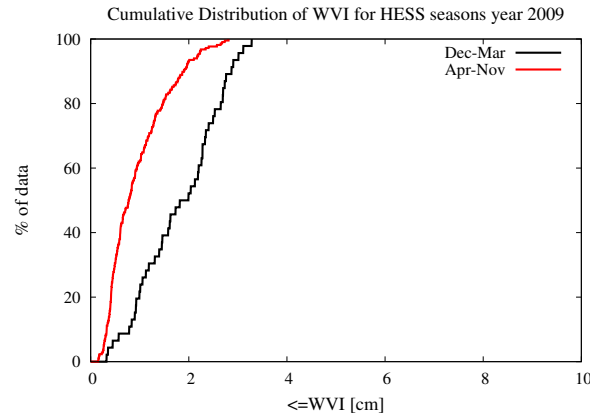


Figura 2. Distribuciones Acumulativas de WVI para H.E.S.S. durante las estaciones húmeda (línea roja) y seca (línea verde) del año 2009.

6. Discusiones y Perspectivas

Comparando los gráficos de las CDFs de los parámetros atmosféricos es posible hacer un estudio preliminar del comportamiento en largo plazo de los diferentes sitios estudiados. Estos resultados tienen que ser analizados junto con la cobertura de nubes de manera de tener una caracterización completa de cada sitio. La correlación de estos datos con medidas tomadas en tierra está siendo realizada en este momento. Cuando ésta etapa de selección de sitios esté terminada, los mejores candidatos serán estudiados con instrumentos diseñados por el consorcio CTA. Podemos ver que todos los sitios tienen un comportamiento anual similar en promedio, pero también hemos mostrado que pueden haber diferencias significativas entre estaciones. Se puede apreciar que el comportamiento de ciertos sitios argentinos estudiados, con respecto a estas variables atmosféricas específicas es similar al que presenta el sitio de H.E.S.S. Esto indicaría que la instalación de Telescopios Cherenkov en esos sitios garantizaría la obtención de datos de alta calidad. Sin embargo, más estudios son necesarios antes de emitir una conclusión sobre la calidad global de cada sitio.

Agradecimientos. Agradecemos el apoyo de la CEA, la Universidad Nacional de La Plata y el CONICET.

Referencias

- Consortium CTA, The Cherenkov Telescope Array, <http://www.cta-observatory.org/>.
 R. M. Wagner et al., arXiv0912.3742V1, 2009.
 Bernlohr K, et al. 2000, A&A, 255.
 M. C. Medina et al., Proc. 31th ICRC, LODZ, POLAND, 2009.

PRESENTACIÓN MURAL

Diseño de montura Davies-Cotton de telescopio Cherenkov de 6m de diámetro para el proyecto CTA

M. Actis¹, P. Ringegni¹, F. Antico¹, A. Bottani¹, G. Vallejo¹, I. Ochoa¹,
D. Marconi¹, A.D. Supanitsky² & A.C. Rovero²

(1) *Unidad Invest. Des., Grupo de Ensayos Mecánicos Aplicados, UNLP*

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

Abstract. For the next generation of ground-based instruments for the observation of gamma-rays, the construction of 6 m diameter Cherenkov telescopes is foreseen. We have proposed a design of Davies-Cotton mount for such a telescope, within Cherenkov Telescope Array specifications, and evaluated its mechanical and optical performance.

Resumen. Para la próxima generación de instrumentos de observación de rayos gamma desde tierra, se prevé la construcción de telescopios Cherenkov de 6 m de diámetro. Hemos propuesto una montura Davies-Cotton para tal telescopio, dentro de las especificaciones del proyecto Cherenkov Telescope Array, y evaluado sus condiciones mecánicas y ópticas.

1. Introducción

El proyecto Cherenkov Telescope Array (CTA) prevé la construcción de un observatorio en cada hemisferio para la observación de rayos gamma de objetos astronómicos en el rango de muy altas energías (20 GeV - 100 TeV). Cada observatorio constará de un arreglo de más de 50 telescopios Cherenkov de tres diferentes tamaños, según el rango específico de energías que deban cubrir, cuya distribución todavía no se ha definido (ver Rovero, 2010). Para las energías más altas que se desea observar, los arreglos utilizarán telescopios de ~ 6 m de diámetro, distribuidos en una gran superficie para aumentar la aceptación, por los bajos flujos. De estos telescopios se consideran dos tipos: el Schwarzschild-Couder (SC) (p.e. Vassiliev & Fegan, 2008) de doble espejo y el Davies-Cotton (DC) (p.e. Lewis 1990) de espejo simple facetado. Con el SC se logran disminuir las aberraciones ópticas y la dispersión temporal de los pulsos eléctricos en el detector, además de una reducción de la escala en el plano focal, lo cual reduce el tamaño físico de la cámara. El diseño DC es más simple, estructuralmente menos crítico, de menor costo y muy probado, ya que es el tipo de montura que se ha utilizado históricamente en telescopios Cherenkov.

Los telescopios Cherenkov deben resolver las imágenes de las cascadas atmosféricas originadas por rayos gamma, del orden del grado. Esto permite el uso de píxeles relativamente grandes ($\sim 0.25^\circ$) y relajar las condiciones ópticas de los espejos y mecánicas de la montura. La combinación de las imágenes simultáneas

de varios telescopios, permite identificar la dirección de arribo del rayo gamma. La combinación estadística de todas esas direcciones, permite determinar la posición de la fuente observada. CTA ha sido diseñado para lograr que esas posiciones tengan una resolución angular de $\sim 0.02^\circ$. Para lograr esta resolución, cada tipo de telescopio del arreglo tiene un PSF (*Point Spread Function*) máximo determinado por diseño, que es la combinación de dos contribuciones: el PSF causado por la rugosidad de la superficie reflectante y el PSF causado por el tipo de óptica y las deformaciones de la montura. Esta última debe ser $< 0.1^\circ$.

Hemos desarrollado un diseño de montura DC para espejo facetado de 6 m de diámetro y $f/d = 1.8$, cumpliendo con las especificaciones del proyecto CTA (Fig. 1). La estructura es del tipo reticulado con tubos de acero y tensores. Está formada por tres grandes partes a ensamblar in situ y calificada por su sencillez, robustez y bajo mantenimiento. En este trabajo mostramos la configuración estructural finalmente adoptada y los resultados obtenidos por simulación con elementos finitos respecto a las tensiones, pandeo y modos de oscilación. También, se exponen los diseños adoptados para los movimientos de acimut y elevación (Fig. 1) y las aberraciones ópticas del sistema.

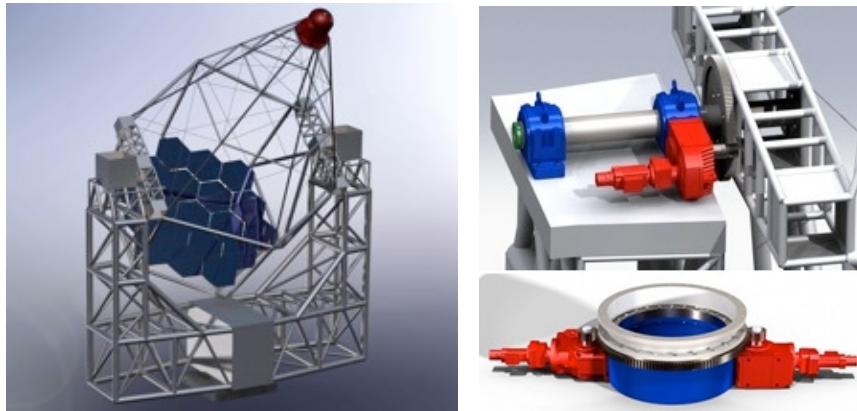


Figura 1. *Izquierda:* Modelo completo de la estructura de telescopio Cherenkov diseñado. *Derecha:* Mecanismos de elevación (arriba) y de acimut (abajo).

2. Estudios sobre la estructura

Como fue mencionado, la estructura general del telescopio está formada por tres partes (Fig. 2): *(i)* la estructura inferior o acimutal, *(ii)* la estructura superior o de elevación y *(iii)* la estructura soporte de los espejos. La estructura acimutal *(i)* estará sometida fundamentalmente a esfuerzos flexionales y torsionales, por lo que se adoptó como mejor solución un reticulado espacial tipo cajón cerrado, compuesto por tubos estructurales con costura. Se prevé su construcción en tres tramos, los dos reticulados verticales y el reticulado horizontal, a los efectos de facilitar su transporte a obra. La segunda parte *(ii)* consiste en una estructura troncopiramidal de base hexagonal en la cual cada cara es un reticulado con cordones y montantes formados por tubo estructural y diagonales constituidas por tensores. Dos vigas reticuladas tipo cajón en los laterales de esta estructura trasladan los esfuerzos a la estructura acimutal. Finalmente, la tercer parte *(iii)*

es una estereo estructura de dos capas de contorno hexagonal que conforma la base de la anterior y cumple la doble función de soportar la carga de los espejos y las acciones del viento sobre los mismos, proveyendo a su vez un plano de rigidización a la estructura de elevación. Para los análisis de los estados de carga se consideró una cámara de $1,600kg$ y una superficie espejada de $798kg$, siendo la masa total del telescopio $16,500kg$. Con estos valores, se obtuvieron niveles de tensiones por debajo del nivel de tensión de diseño del material y no se encontraron elementos que pandearan en la estructura. Todos los modos de vibración de la estructura son superiores a $3Hz$, cumpliendo con los requerimientos de CTA.

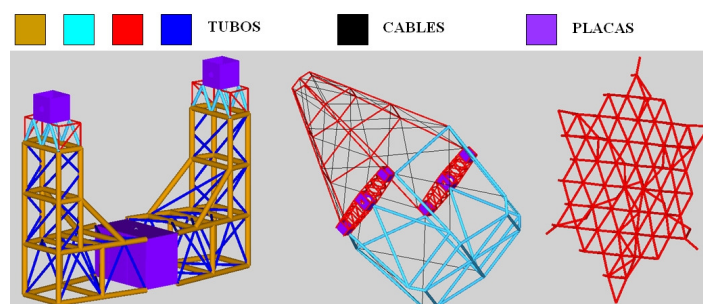


Figura 2. Partes de la estructura del telescopio. Desde la izquierda: acimutal, de elevación y de soporte de espejos.

Los valores límite de viento que debe soportar la estructura son: $50 km/h$ para operación normal, $100 km/h$ para mover el telescopio a posición de *parking* (horizontal) y $180 km/h$ en posición de *parking*. Con estos valores, se diseñaron los mecanismos de elevación y acimut considerando todos los posibles casos límite de carga especificados por CTA. En operación normal el telescopio debe poder alcanzar cualquier posición en menos de 1 minuto, lo que condicionó la elección de los servomotores para cumplir con los siguientes valores de velocidad (aceleración): elevación = $0,5 rpm$ ($0,2^\circ/s^2$); acimut = $1 rpm$ ($0,4^\circ/s^2$).

3. Estudio de aberraciones

Se estudió la influencia de las deformaciones de la montura sobre el PSF por medio de simulaciones del telescopio (*ray-tracing*), para lo cual se adaptó un programa escrito a tal fin para los telescopios de 12m de CTA (Hughes, 2010).

La superficie espejada del telescopio la componen 19 facetas hexagonales de $1,2 m$ entre lados paralelos, montadas sobre una superficie esférica de radio $R = 10,8 m$. Cada faceta es un casquete esférico con radio de curvatura $2R$, siguiendo el diseño DC (Lewis, 1990). El centro del arreglo de espejos tiene coordenadas $(0, 0, -R)$. O sea, el sistema de coordenadas adoptado es tal que el origen está en el centro del plano focal (cámara), el eje z es el eje óptico del sistema, el eje x es paralelo al plano del suelo y el eje y es perpendicular a los otros dos. La luz incidente está caracterizada por dos ángulos medidos con respecto al eje z : δ , sobre el plano $x - z$ (acimut), y γ , sobre el plano $y - z$ (elevación). Llamamos ξ y η a los ángulos correspondientes al rayo reflejado, respectivamente.

Dado un flujo de luz de rayos paralelos incidente sobre el plato reflector, se obtiene una imagen no puntual en el plano focal debido a las aberraciones. Caracterizamos dicha imagen con los valores medios y las dispersiones de los ángulos ξ y η . Es decir, $\text{PSF} = \sqrt{\Delta\xi^2 + \Delta\eta^2}$, con $\Delta\xi = \sqrt{\langle(\xi - \langle\xi\rangle)^2\rangle}$ y $\Delta\eta = \sqrt{\langle(\eta - \langle\eta\rangle)^2\rangle}$. La Fig. 3 muestra tres resultados de la simulación en función del ángulo de incidencia δ (para $\gamma = 0^\circ$) y para el telescopio con elevación 0° : la PSF y los desvíos del promedio $\langle\xi\rangle - \delta$ y $\langle\eta\rangle - \gamma = \langle\eta\rangle$. Si bien se realizaron las simulaciones hasta $\delta = 10^\circ$, para CTA se están considerando campos visuales de $\pm 5^\circ$ (parte sin sombreado del gráfico). Las curvas de la Fig. 3 muestran el comportamiento típico de un sistema DC, con aberraciones crecientes para ángulos de incidencia grandes, excepto para $\langle\eta\rangle$ ya que hemos impuesto $\gamma = 0^\circ$. En la figura se muestran también dos ejemplos de distribución en el plano focal.

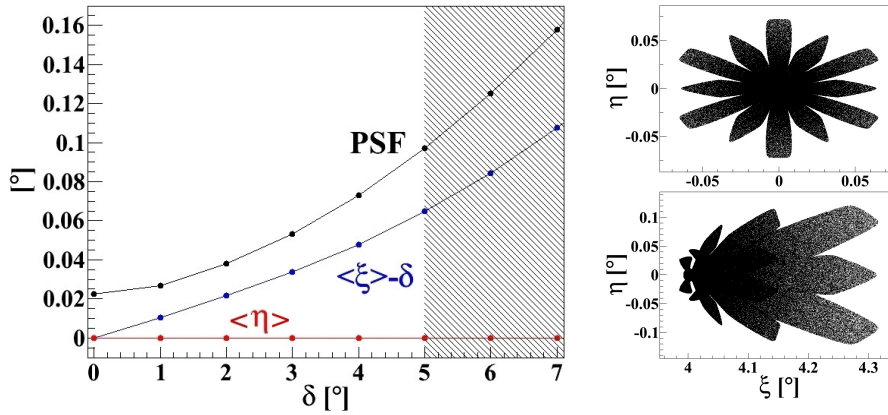


Figura 3. Resultado de simulaciones para el telescopio a 0° de elevación y en ausencia de viento (para $\gamma = 0^\circ$). Izq: PSF, $\langle\xi\rangle - \delta$ y $\langle\eta\rangle$ en función del ángulo de incidencia δ . Der: distribuciones en el plano focal: $\delta = 0^\circ$ (arriba) y $\delta = 4^\circ$ (abajo)

Las posiciones de las facetas cambian para distintos ángulos de elevación del telescopio debido a las deformaciones mecánicas sufridas por la estructura. Se realizaron simulaciones para ángulos de elevación desde 0° hasta 90° para dos condiciones de carga, con y sin viento. El objetivo es evaluar la montura, por lo que se asumió que las facetas son indeformables. Los resultados obtenidos no presentan diferencias con los mostrados en la Fig. 3, lo cual indica que las aberraciones de la imagen están completamente dominadas por el sistema óptico y que la influencia de las deformaciones de la montura es despreciable. Esto permite concluir que el diseño del telescopio cumple con los requerimientos impuestos por CTA ya que para una cámara de $\pm 5^\circ$ el PSF es menor que 0.1° para las condiciones de carga especificadas por CTA.

Referencias

- Hughes, G. (2010), comunicación privada.
 Lewis, D. A. (1990). *Experimental Astronomy*, **1**, pp 213-236.
 Rovero, A.C. (2010), *BAAA* **53**, en prensa.
 Vassiliev, V. & Fegan, S.J. (2008). *30th ICRC*, **3**, pp 1445-1448.

PRESENTACIÓN MURAL

Montaje Experimental de Optica Adaptiva con Tecnología FPGA

F. Rodriguez Brizuela¹, J. P. Verasay¹ & P. Recabarren^{1,2},

(1) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, U.N.Cba.*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, UNC y CONICET*

Abstract. An experimental platform based on FPGA devices, dedicated to implement active and adaptive optic software in HDL has been developed. The developed assembly is the first of a series of works focused on this important area of instrumental astronomy. The exposed development is part of a Final Project of Electronic Engineering of the National University of Cordoba.

Resumen. Se ha desarrollado un banco de experimentación destinado al desarrollo de software en HDL, sobre dispositivos FPGA, para embeber algoritmos de ópticas activas y adaptativas. Este montaje es el comienzo de una línea de trabajo en esta importante área de la astronomía instrumental. El desarrollo formó parte de un Proyecto Integrador de la carrera de Ingeniería Electrónica de la Universidad Nacional de Córdoba.

1. Introducción a las Ópticas Activas y Adaptativas

Estas tecnologías consisten en modificaciones geométricas practicadas sobre órganos de la óptica de un telescopio, pero mientras las ópticas activas corrigen los efectos producidos por variaciones en la geometría del telescopio, debidas a flexiones, contracciones o dilataciones, actuando a frecuencias del orden del Hz, las ópticas adaptativas son sistemas de control de lazo cerrado de tiempo real duro, actuando a frecuencias que alcanzan el KHz, compensando las aberraciones producidas por la turbulencia atmosférica.

En la Figura 1, se muestra el efecto de aplicar esta tecnología a una imagen poniendo en evidencia las ventajas de su uso y en la figura 2 se muestra el esquema típico de un sistema de óptica adaptativa, con sus tres componentes fundamentales. La detección del error, a partir de un sensor de frente de ondas (SFO), el lazo de procesamiento y control y el elemento corrector o actuador. El montaje sobre el que se informa permitirá ensayar parcialmente la algorítmica del lazo de control tanto de ópticas activas como adaptativas, sobre un dispositivo embebido.

2. FPGAs y Sistemas Embebidos

Existen algunas impresiones en las denominaciones en el campo de la electrónica de los sistemas de tiempo real. Se denomina "embebido" al sistema que

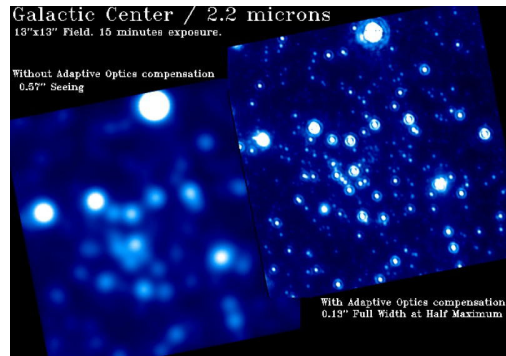


Figura 1. Imagen de un objeto astronómico sin AO y con AO

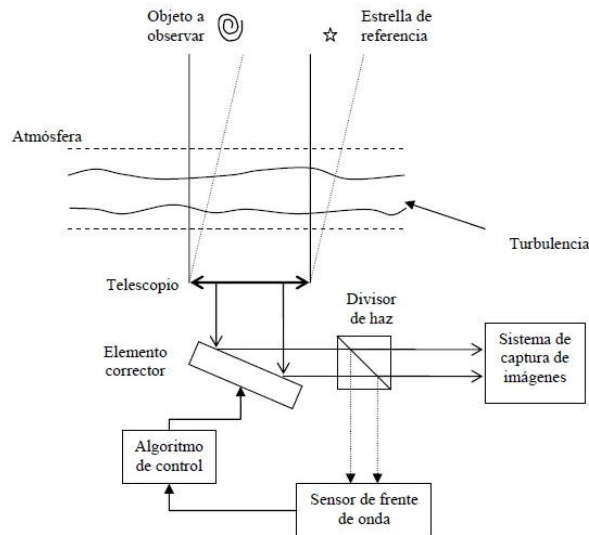


Figura 2. Diagrama en bloques de un sistema de Óptica Adaptiva

incorpora en su arquitectura física al dispositivo inteligente que lo controla. Un sistema de control es de tiempo real cuando la respuesta a los estímulos es inferior a los 10 milisegundos. Suelen denominarse inadecuadamente como de "tiempo real", a sistemas que operan en "tiempo de ejecución". Se los denomina como "duros", cuando su funcionalidad depende estrictamente de esos tiempos de respuesta. Los sistemas de ópticas adaptivas son un claro ejemplo de sistemas de tiempo real duros ya que deben actuar para compensar los efectos de la turbulencia atmosférica, no así las ópticas activas, en las que la velocidad de respuesta no es crítica.

Los dispositivos FPGA (Field Programmable Gate Array) son circuitos integrados que incorporan en una pastilla de silicio una gran cantidad de módulos funcionales lógicos interconectables a través de una programación. Existe un gran abanico de posibilidades de programación de FPGAs, aunque los lenguajes más difundidos son VHDL y Verilog. Ambos son lenguajes de Descripción de

Hardware (HDL), ya que eso es precisamente lo que realizan. Los FPGAs son dispositivos de hardware programable, con un alto grado de paralelismo en su funcionamiento, lo que los hace sumamente veloces y versátiles. La mayoría de los sistemas de ópticas adaptivas actualmente en uso emplean FPGAs en su arquitectura. En esta contribución se utilizó una placa de desarrollo Nexsys 2, de la firma Digilent, basada en una FPGA Spartan 3E 500 de Xilinx, programada en VHDL.

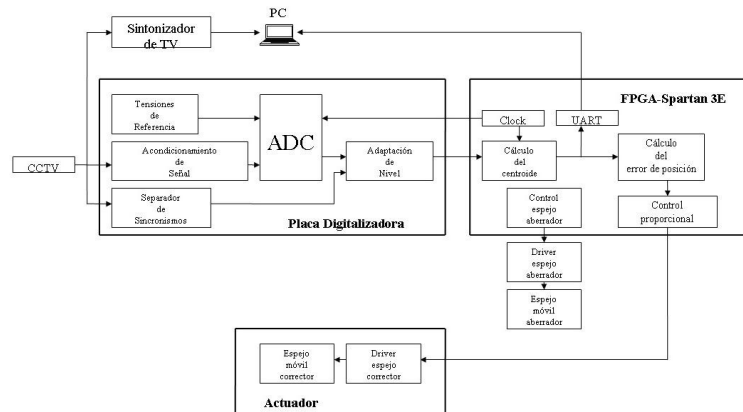


Figura 3. Diagrama esquemático circuital de la aplicación desarrollada

3. Elementos de las Opticas Adaptivas

Un sistema de óptica adaptiva consta de tres componentes fundamentales. El SFO, que sensa las desviaciones de fase producidas por la turbulencia. A partir de la matriz de desviaciones detectadas, el lazo de control, segundo componente fundamental, la procesa, y luego de analizarla, envía las señales de corrección que van al último componente o actuador, el cual puede ser un espejo deformable.

Los dos métodos más empleados para procesar la información del sensor de frente de ondas son el zonal y el modal. En el primero las correcciones se hacen punto a punto, estableciendo una correspondencia entre una matriz de microlentes del SFO y los sectores correspondientes en el actuador a modo de mosaico. Este método es el más usado y es el empleado en este trabajo. El método modal, determina a partir del tratamiento de la matriz de desviaciones, los coeficientes de familias de polinomios descriptivos del frente de ondas. Los términos de diferente orden de estos polinomios representan a las diferentes aberraciones y es a partir de ellos que se obtienen las señales de actuación para el elemento corrector. En este caso se genera una deformación completa del espejo, que compensa la aberración producida por la turbulencia atmosférica. Una formulación matemática muy empleada se basa en los denominados polinomios de Zernike.

4. Descripción del Montaje Experimental

El montaje implementado consta de un haz laser que se refleja en un espejo móvil. El haz incide en un segundo espejo móvil y luego en una pantalla. La imagen de la pantalla es detectada por una cámara de video, la que envía la señal a un sistema de conversión analógica digital cuya salida es procesada por la FPGA. La imagen digitalizada no es almacenada, aunque el software determina su posición en la pantalla y evalúa su eventual desplazamiento con respecto a la posición original, en cuyo caso determina el error y genera la orden de actuación sobre el segundo espejo móvil, el que actuará para mantener fija la posición del haz. El primer espejo es controlado directamente por el operador y cumple la función de una refracción producida por la turbulencia atmosférica. El segundo espejo es controlado por la FPGA y es el actuador del sistema.

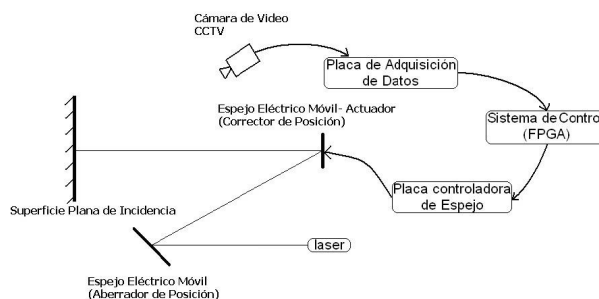


Figura 4. Diagrama en bloques del montaje desarrollado

5. Resultados y Conclusiones

El sistema efectúa la corrección de posición, aunque emplea tiempos superiores a los pretendidos, debido a que el espejo corrector empleado no tiene la mecánica adecuada para hacerlo a la velocidad requerida. El funcionamiento del sistema es satisfactorio como primer paso de un desarrollo que prevé una serie de etapas futuras. Los pasos siguientes son el desarrollo de un sensor de Shack-Hartman y controlar un espejo deformable. El montaje implementado permitirá ensayar algoritmos y poder estimar los tiempos de respuesta que podrían lograrse en montajes reales en telescopios.

6. Bibliografía

- Tyson, R., Introduction to Adaptive Optics. Spie Press.2000.
 Roddier, F., Adaptive Optics in Astronomy. Cambridge University Press.1999.
 González, J., Construcción y Calibrado de un Sensor de Shack-Hartmann. Universidad de Cantabria.2002.
 Kepa, K. High Speed Optical Wavefront Sensing with Low Cost FPGAs. Wrocław University of Technology, Poland. 2008.
 Pardo Carpio F. Boluda Grau J. VHDL Lenguaje para síntesis y modelado de circuitos. 2da Ed. 2004.

Parte VI

Medio Interestelar

PRESENTACIÓN ORAL

Análisis Interferométrico de las Burbujas DEM 164, DEM 165, DEM 202-207, DEM 208, y DEM 221 en la Nube Mayor de Magallanes

M. A. Oddone^{1,2}, A. Laval, E. LeCoarer³, G. Goldes^{4,2} & G. Carranza

(1) *Observatorio Astronómico*

(2) *Universidad Nacional de Córdoba*

(3) *Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, LAOG, Francia*

(4) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física*

Abstract. In this contribution we present the analysis of observations made with a Fabry-Perot interferometer of the possible HII supergiant shell LMC9 (Meaburn 1980) located in the Large Magellanic Cloud. The data cube came from H α observations carried out by LeCoarer and Goldes from the ESO in Chile, using a Cigale-type instrument (Boulesteix et al. 1984). On this shell there are superposed the nebular complexes DEM 208, DEM 221, DEM 164, DEM 165, DEM 202, DEM 206 and DEM 207 (Davies et al. 1976). They were investigated with the intension of establishing their general kinematics and morphologic characteristics and also analyze the possible association with a major structure, all with the aim to contribute to a detail global kinematics image of LMC. Another objective of this studies is to try to elucidate if the objects analyzed have cinematically any identity as a group, or if they are relatively isolated on the diffuse background to which, in our opinion, they belonged to.

Resumen. En esta contribución se presenta el análisis de observaciones realizadas mediante interferometría de Fabry-Perot de la posible cáscara HII supergigante LMC9 (Meaburn 1980) localizada en la Nube Mayor de Magallanes. El cubo de datos analizado proviene de observaciones en H α efectuadas por LeCoarer y Goldes desde el European Southern Observatory en Chile, empleando instrumentación de tipo CIGALE (Boulesteix et al. 1984). Sobre esta cáscara están superpuestos los complejos nebulares DEM 208, DEM 221, DEM 164, DEM 165, DEM 202, DEM 206 y DEM 207 (Davies et al. 1976). Las mismas fueron investigadas con la intención de establecer sus características cinemáticas y morfológicas generales y, además, analizar su posible asociación a una estructura mayor, con el objetivo sobre todo de contribuir a la elaboración de una imagen cinemática global detallada de la Nube Mayor. Otro de los objetivos de este estudio es 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, en nuestra opinión, pertenecen.

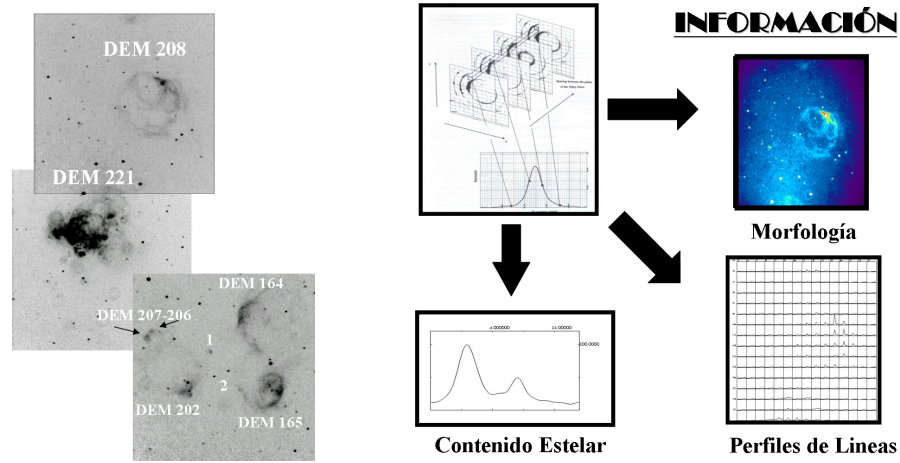


Figura 1. *Panel izquierdo:* Imagen obtenida superponiendo los campos de observación interferométricos de las tres cáscaras obtenidas en el survey $H\alpha$. El Norte se halla arriba y el Este a la izquierda. Nota: 1-DEM 188, 2-DEM 194. *Panel derecho:* Se muestra de manera cualitativa la información que se desprende de un cubo de datos interferométrico.

1. Introducción

La presencia de las cáscaras en las galaxias espirales e irregulares es un claro testigo de la inyección de energía mecánica de las estrellas masivas en el medio interestelar. De hecho, las estrellas masivas interactúan dinámicamente con él: sus vientos estelares, los frentes de shock/ionización, y las Supernovas influyen en la estructura de este medio sobre escalas que van desde las pequeñas regiones circumestelares a estructuras de supercáscaras en escalas galácticas. El problema del origen de estas estructuras en forma de burbujas aun no ha sido satisfactoriamente resuelto; diversos mecanismos de formación que llevarían al mismo tipo de estructuras en diferentes escalas de tiempo han sido propuestos (explosiones de SN, vientos estelares, colisiones con nubes intergalácticas). Hasta la actualidad ninguno de los mecanismos propuestos ha podido explicar por si sólo y en forma definitiva el origen de las enormes cantidades de energía necesarias para producir estructuras en escalas tan vastas, de manera que la cuestión permanece abierta.

La Nube Mayor de Magallanes es una galaxia muy rica en estas burbujas cubriendo todo el espectro disponible en lo que se refiere a las dimensiones de las mismas. El objeto de nuestro estudio es la Cáscara Supergigante denominada LMC9 por Meaburn (1980) a la cual se le asigna un tamaño de 890 pc de diámetro aproximadamente. Estaría formada por filamentos nebulares fragmentados muy tenues los cuales conectarían 5 cáscaras gigantes y varias RHII más pequeñas sobre una circunferencia no completa. Estas cáscaras son DEM 208, DEM 221, DEM 164, DEM 165 y las RHII son DEM 202, DEM 206, DEM 207, DEM 188, DEM 194 (ver Figura 1). Estas estructuras fueron observadas como parte del relevamiento en $H\alpha$ realizado en ambas Nubes y en la Vía Láctea en el año 1993 empleando instrumentación de tipo CIGALE.

2. Observaciones

La instrumentación Cigale, empleada en las observaciones $H\alpha$, consiste de un interferómetro de Fabry-Perot a barrido dispuesto en el haz colimado de un reductor focal y de una cámara de TV tipo Nocticon en modo contador de fotones, todo el instrumento está situado en el foco Cassegrain del telescopio de 36cm de diámetro del Observatorio La Silla, Chile (ESO). El dispositivo se completa con filtros interferenciales de banda espectral angosta. El campo total observado es de $40'' \times 40''$ distribuido en 256×256 pixeles (virtuales) de la cámara contadora de fotones, con una resolución de $9''/\text{pixel}$ o bien de 2pc sobre la Nube Mayor. Como resultado del desacople de las informaciones espaciales y espectrales (gracias al empleo del etalón) se tiene un espectro del intervalo espectral libre aislado por el filtro y barrido por el interferómetro en cada pixel del detector; con lo cual la información obtenida de las observaciones viene dada en forma de Cubos de Datos. Los mismos tienen 1 dimensión en espesores y las otras 2 en coordenadas espaciales. Cada cubo contiene 24 interferogramas, los que resultan ser imágenes filtradas espacialmente. Desde el punto de vista morfológico, cada cubo de datos es un conjunto de 24 imágenes de tamaño 256×256 pixels; mientras que desde el punto de vista espectroscópico cada cubo es una matriz de 256×256 espectros individuales de 24 puntos en cada pixel.

La información que se puede obtener de los cubos de datos se puede resumir en tres aristas principales: morfología, contenido estelar, extensión del gas ionizado, como puede verse en la Figura 1.

3. Análisis de las Observaciones

A los cubos de datos en bruto $I(x,y, \text{espesores})$ se les aplicaron las correcciones instrumentales (flat y dark) y atmosféricas (sustracción de las líneas del cielo nocturno) pertinentes, y posteriormente se obtuvieron los cubos en longitud de onda a través de la Carta de Fase. Se realizaron inspecciones generales del campo de emisión de las nebulosas mediante una integración gruesa (16 px) sobre todo el campo de observación ($38'' \times 38''$), inspecciones finas con integraciones de 2px y finalmente analizando el aspecto que presentaban los perfiles de las líneas, se realizaron integraciones en ventanas de ancho apropiado. y se procedió al ajuste de los perfiles nebulares empleando convoluciones de gaussianas de anchos variables con el perfil instrumental.

Se obtuvieron para los distintos complejos las velocidades radiales tanto sobre los bordes de las burbujas, como en las regiones interiores y exteriores a las mismas, y en sus filamentos. Los campos de velocidad radial obtenidos presentan una componente principal (perfil definido y bien comportado), así como una componente menor, la que podría revelar la presencia de una corriente de alta velocidad o bien ser indicativa de una capa de gas a una distancia mayor. En algunas regiones se pone en evidencia la perturbación del medio debida a vientos estelares provenientes del interior de las nebulosas (el apartamiento entre las dos componentes principales de velocidad alcanzaría los 20-40km/s); en otras los perfiles observados podrían corresponder a explosiones de supernovas o a vientos estelares muy intensos provenientes de estrellas Wolf-Rayet (las diferentes componentes de velocidad cubren un rango de más de 100km/s). En la mayoría

de los complejos los bordes de las burbujas están bien definidos, con perfiles bastante regulares y gaussianos, pudiéndose representar por una velocidad radial sistémica. La misma resulta aproximadamente de 250km/s para Dem 208; para la nebulosa Dem 221 dicho valor es de 245km/s (zona más intensa), para Dem 164 del orden de 230km/s. El complejo Dem 165 se caracteriza por un valor de 240km/s; mientras que la velocidad radial sistémica es aproximadamente de 240km/s para Dem 202-207.

En general el ancho de la gaussiana varía para los distintos complejos reflejando muy probablemente condiciones diferentes en el medio ambiente en el cual se halla el gas ionizado. Para Dem 208 el rango de amplitud de la gaussiana va de 1 a 2.2 canales (un canal es aproximadamente 15km/s); para Dem 221 el mismo es de 1.2 a 2.6 canales; para Dem 164 de 0.6 a 1.9 canales, mientras que para Dem 165 el rango varía entre 1.2 y 1.5 canales. Finalmente para Dem 202 el ancho de la gaussiana comprende los valores entre 0.3 a 1.4 canales.

4. Conclusiones

Desde el aspecto cinemático, se han obtenido las velocidades radiales heliocéntricas de los cinco complejos nebulares gigantes, tanto sobre sus periferias como en las zonas interiores y exteriores a las mismas. En la mayoría de los complejos los bordes están bien definidos, con perfiles bastante regulares y gaussianos, y pueden representarse por una velocidad radial sistémica. En las regiones interiores se observan perfiles desdoblados con componentes desplazadas hacia el azul y/o hacia el rojo, y en otras una corriente de alta velocidad (del orden de 300km/s). También se pone en evidencia en ciertas zonas la perturbación del medio por la presencia de los vientos estelares provenientes de las estrellas en la misma nebulosa (el apartamiento entre las dos componentes principales de velocidad alcanzaría los 30-40km/s según el caso). En otros casos los perfiles observados podrían corresponder a un viento estelar muy fuerte, ya que las diferentes componentes de velocidad cubren un rango menor a 100km/s. En aquellas que aparentan estar vacías, se ha encontrado una componente de velocidad menor. La presencia de componentes más débiles y de mayor velocidad, podría revelar la presencia de una corriente de alta velocidad o bien ser indicativa de otra capa de gas.

Una inspección más de cercana del ancho de las gaussianas utilizadas en el ajuste de las líneas, permite observar que varía en las distintas regiones, reflejando muy probablemente condiciones diferentes en el medio ambiente en el cual se halla el gas ionizado.

Agradecimientos. Agradecemos a todos los miembros del Comité Organizador Local y del Comité Científico por su gran predisposición en todo momento.

Referencias

- Boulesteix, J., Georgelin, Y., Marcelin, M. & Monnet, G. 1984, SPIE, 445, 37.
Davies, R.D., Elliot, K.H. & Meaburn, J. 1976, MemRAS, 81, 89.
Meaburn, J. 1980, MNRAS, 192, 365.

PRESENTACIÓN MURAL

Young stellar objects around the supernova remnant G24.7+0.6

A. Petriella¹, S. Paron¹ & E. Giacani¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. G24.7+0.6 is a supernova remnant (SNR) located in a complex region of the Galaxy. It shows a morphology of two radio shells with a filled center of flat spectrum. The distribution of the molecular gas on its surroundings suggests an interaction between the SNR and several molecular clouds. Based on infrared data we identify young stellar object candidates in the vicinity of G24.7+0.6. We analyze the star formation scenario to establish the role played by the SNR in the formation of new stars.

Resumen. G24.7+06 es un remanente de supernova ubicado en una región compleja de la Galaxia. En la banda de radio, presenta una morfología de doble cáscara con un centro lleno de espectro chato. Estudios de la distribución del gas molecular muestran evidencias morfológicas de interacción entre el remanente y nubes moleculares vecinas. Sobre la base de datos en el IR se han identificado varios objetos estelares jóvenes en la vecindad de G24.7+0.6. En este trabajo se analiza el escenario de formación estelar con el objetivo de discernir el rol que ha jugado el RSN en el nacimiento de nuevas estrellas a su alrededor.

1. Introduction

Triggered star formation is believed to occur around expanding events of the interstellar medium (ISM) such as wind bubbles linked to massive stars, HII regions, and SNRs. The injection of turbulence into a molecular cloud can induce the formation of inhomogeneities in the gas. As a consequence, the molecular material can collapse to form dense molecular clumps where new stars may form. Presently, there is observational evidence showing that massive stars and HII regions can trigger star formation in their surroundings. Regarding SNRs, there is no convincing observational evidences indicating that they can induce the formation of new stars. In this context, we study the ISM around the SNR G24.7+0.6 to look for young stellar objects (YSOs) and to establish the role played by the supernova (SN) and its progenitor in the formation of new stars.

G24.7+0.6 (hereafter G24) is a galactic SNR whose morphology in the radio band can be described as two incomplete shells and a polarized filled center core with flat spectrum, suggesting the existence of a pulsar wind nebula driven by an undetected pulsar (Becker & Helfand 1987). This indicates that the progenitor of the SN was a massive star. G24 lies in a complex region in which there are

several HII regions, including an ultracompact HII region adjacent to the SNR core and an HII complex.

The ISM around G24 was first studied by Petriella et al. (2008) who discovered three molecular structures probably interacting with the remnant (see Fig. 1, *left*): (1) a “molecular arm” with one of its extremes projected onto the center of the remnant where the radio continuum peaks; (2) a molecular cloud (cloud 1), which borders the SNR; and (3) a molecular cloud (cloud 2) which delineates the outer border of the SNR shell. From this interaction, Petriella et al. (2008) derived a distance of ~ 3.5 kpc for the molecular gas and G24.

2. Data

The ISM around G24 was analyzed using data extracted from two large-scale surveys: the Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE) and the Galactic Ring Survey (GRS). We used the mosaicked images from GLIMPSE and the GLIMPSE Point-Source Catalog (GPSC) in the *Spitzer*-IRAC bands (3.6, 4.5, 5.8, and 8 μm , angular resolution between $1''.5$ and $1''.9$). The GRS maps the Galactic Ring in the ^{13}CO J=1–0 line with angular and spectral resolutions of $46''$ and 0.2 km s^{-1} , respectively. The radio continuum data were taken from the Multi Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS).

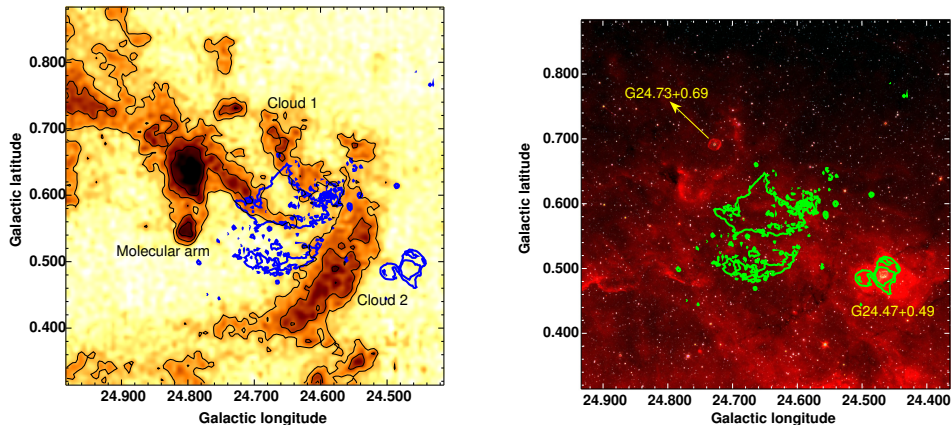


Figure 1. *Left*: ^{13}CO J=1–0 emission integrated between 38 and 50 km s^{-1} . Blue contours correspond to the emission of G24 at 20 cm. *Right*: Three color image of the emission in the *Spitzer*-IRAC bands: in blue 3.6 μm , in green 4.5 μm and in red 8 μm . Green contours show the emission of G24 at 20 cm. The position of the LBV star G24.73+0.69 and the HII region G24.47+0.49 are indicated.

3. Results

We analyze the infrared emission toward G24 using the images in the four *Spitzer*-IRAC bands (Fig. 1, *right*). From this figure, it can be discerned the

presence of infrared dark clouds (IRDCs) coincident with the position of the molecular cloud 2 and in the most intense peak of the molecular arm. IRDCs have recently been shown to be sites of early star formation (Rathborne et al. 2006). The star G24.73+0.69 is located within the field of view. This star is classified as a luminous blue variable (LBV), an intermediate stage between the main sequence (MS) and the Wolf-Rayet stages of massive stars. At $8\ \mu\text{m}$, G24.73+0.69 appears in the center of a ring nebula, surrounded by an incomplete shell with a bipolar morphology. According to Clark et al. (2003) the shell has been formed due to the interaction between the central star and the ISM around it during its MS and LBV stages. We note that part of such shell lies adjacent to the most intense emission region of the molecular arm, suggesting an interaction between them. If this is the case, the distance of the LBV star should be 3.5 kpc which is in agreement with the upper limit of 5.2 kpc suggested by Clark et al. (2003).

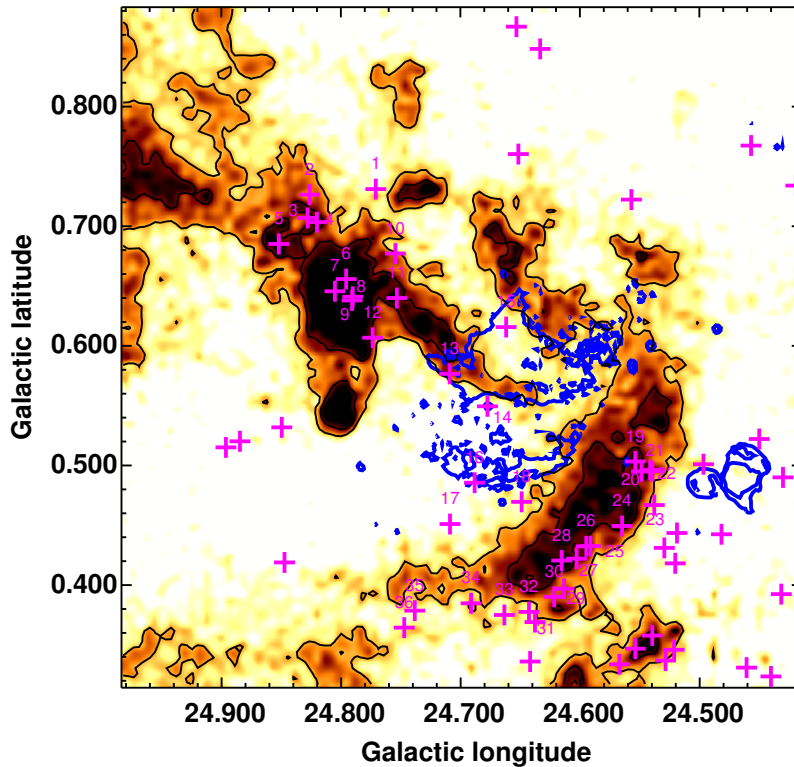


Figure 2. Emission of ^{13}CO integrated between 38 and $50\ \text{km s}^{-1}$. The blue contours correspond to the SNR G24 at 20 cm (MAGPIS). The magenta crosses indicate the position of the class I YSO candidates selected according to the photometric criteria discussed in the text. We labeled the sources that appear related to G24 and the molecular gas around it.

We study the star formation activity around the SNR G24.7+0.6 by identifying young stellar object (YSO) candidates. We use the GLIMPSE Point Source Catalog in the *Spitzer*-IRAC bands to construct a [5.8]-[8.0] versus [3.6]-[4.5] color-color (CC) diagram for the sources within a circle of 18' in radius centered on G24. In the CC diagram we use the photometric criteria by Allen et al. (2004) to classify the sources according to their evolutionary stage: class I are protostars with prominent circumstellar envelopes while class II are disk-dominated objects.

In Fig. 2 we show the distribution of the class I YSO candidates around G24. A group of YSOs (sources 19 to 36) is projected onto cloud 2, and their distribution follows the elongated morphology of the cloud. Another group of YSOs (1 to 13) is found toward the most intense emission region of the molecular arm. As mentioned above, this molecular structure may be interacting not only with G24 but also with the shell surrounding the LBV star. Thus, we should consider the possibility that the formation of some of these YSOs could have been triggered by the strong winds of the massive LBV star, together with the expanding SNR and the stellar winds from its progenitor.

4. Concluding remarks

We find many class I YSO candidates in the periphery of the SNR G24.7+0.6 which show a non uniform distribution. A group of them appears embedded in the molecular clouds perturbed by the SNR, suggesting that the formation of some of these young objects may have been triggered by G24 and the wind of its progenitor. Another group is located in the most intense emission region of the molecular arm. In this case, it is probable that star formation is at work around the LBV star G24.73+0.69 and may have been induced by the stellar winds of this massive star in combination with the SNR and its progenitor. In summary, the environment of the SNR G24.7+0.6 appears as a favorable scenario of triggered star formation. More observations are required to obtain a complete picture of such activity.

Referencias

- Allen, L.E., Calvet, N., D'Álessio, P., et al. 2004, ApJS, 154, 363
Becker, R. & Helfand, D. 1987, ApJ, 316, 660
Clark, J.S., Egan, M.P, Crowther, P.A., et al. 2003, Å, 412, 185
Petriella, A., Paron, S. & Giacani, E. 2008, BAAA, 51, 209
Rathborne, J.M., Jackson, J.M. & Simon, R. 2006, ApJ, 641, 389

Parte VII

**Objetos Compactos y Procesos
de Altas Energías**

PRESENTACIÓN ORAL

Multi-wavelength observations of Mrk 501 during a very high energy flare in May 2009

A. Pichel¹, A. N. Cillis¹ & D. Paneque²

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

(2) *W. W. Hansen Experimental Physics Laboratory, Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Department of Physics and SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Standford, USA*

Abstract. The very high energy ($E > 100$ GeV) blazar Mrk 501 was observed between April 17 and May 5, 2009, as part of a 4.5-month-long multi-wavelength campaign from radio to TeV band. This source has a history of spectral variability with extreme outbursts. On the night of May 1, Mrk 501 showed a brief period of activity with a high luminosity flare reaching the level of ~ 5 Crabs at very high energy gamma rays, showing a fast variability with an increased of a factor of 4 in 30 minutes and no evidence of correlation with other frequencies. During the next three days after the flare the source remained in high state. We present here the results with the Whipple 10-m telescope, VERITAS, the Fermi Large Area Telescope, Swift and RXTE for the quiescent and high-state observations that were performed within the framework of the organized campaign.

Resumen. El blazar Mrk 501 fue observado desde el 17 abril hasta el 5 de mayo de 2009, como parte de una campaña multi frecuencia de 4.5 meses de duración, que va desde observaciones en radio hasta muy altas energías en rayos gamma. Este blazar ha presentado episodios de variabilidad y de mucha actividad en períodos de tiempo muy cortos en el pasado. En la noche del primero de mayo, Mrk 501 presentó un episodio de mucha actividad detectado a muy altas energías, alcanzando una intensidad máxima de 5 Crab sin evidente correlación a otras frecuencias. Este episodio presentó una rápida variabilidad, mostrando un incremento en el flujo de un factor 4 en 30 minutos. Durante los siguientes 3 días la fuente permaneció en un estado de alta actividad. Se presentan en este trabajo los resultados para el estado de baja y alta actividad de las observaciones realizadas con el telescopio Whipple, VERITAS, Fermi, RXTE y Swift realizadas como parte de la campaña.

1. Introduction

Blazars are a subclass of Active Galactic Nuclei (AGN) where the angle of the jet with respect to our line of sight is small ($< 10^\circ$). These objects are amongst the most powerful astronomical sources known at present. They have high lu-

minosity and are characterized by a rapid and irregular variability in several spectral bands. Fast flaring events at high energies are produced in a relatively compact internal zone of the system. Observations of known blazars in several wavelength bands from radio to TeV energies are very important, to discern between emission models and explain the geometry and structure of the jet.

Mrk 501 was the second extragalactic source detected in 1996 by the Whipple Telescope (Quinn et al. 1996). Since then, several multi-wavelength campaigns were undertaken, most of them in its high state of activity. Also, a large number of flares were observed in all wavelength bands, the most important was the 1997 flare that reached 10 Crabs (Catanese et al. 1997, Pian et al. 1998). Also in 2005 MAGIC detected a very high energy (VHE) flare with flux variations over 20 minutes and flux-doubling times below 5 minutes (Albert et al. 2007).

We report here observations of Mrk 501 taken with Whipple (Kildea et al. 2007), VERITAS (Maier et al. 2007), Fermi (Atwood et al. 2009) Swift and RXTE in 2009 as a part of the large scale multi-wavelength campaign (Abdo et al. 2011), joined by a number of ground-based and space experiments from radio to VHE γ -rays. The correlated analysis of the Fermi LAT, Whipple and VERITAS data taken during 2009 observational season is currently ongoing and it will be presented elsewhere.

2. Results and discussion

Mrk 501 was observed with the Whipple telescope every night between April 17 and May 5 of 2009, for a total of 20 hours. VERITAS took observations during that period for 4 hours (Huang et al. 2009). The observations were made with two telescopes, during the nights of April 30 and May 1, and the rest of the nights with three telescopes due to hardware issues leaving two or three operational telescopes from the full four telescope array. Light curves were produced for each instrument involved in the campaign to better understand the behavior of the flux variability of Mrk 501. In the VHE γ -ray band, the source was found to be variable. That is evident from the light curve shown in Figure 1. The light curves from Fermi at the γ -ray band and Swift and RXTE in the X-ray band are also plotted in Figure 1.

Until the night of May 1 (MJD 54952) the light curve is consistent with the constant baseline emission of the source (3.9×10^{-11} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$). On May 1 a high-emission state was detected with Whipple and VERITAS. The maximum γ -ray flux observed during the flare was a factor of 10 higher than the average baseline flux, approximately 5 Crabs. Figure 2 shows the Whipple 10-m light curve for May 01, 2009 where each point corresponds to a bin time of 4 minutes. The flux increased by a factor of 4 in the first 30 minutes. The days after the flare (May 2-4), the source continued in high state, and the flux increased a factor of ~ 2 from the baseline flux for each night. During the VHE flare there were no simultaneous observations from other wavelengths, but there were contemporaneous observations with Swift where the error is too big to make an indication of a correlation between both bands. From the night of the flare and the next three days, Swift showed an increase of a factor of 2 from the baseline flux in the lower and higher band. A more extensive study will be reported on a forthcoming publication with these data.

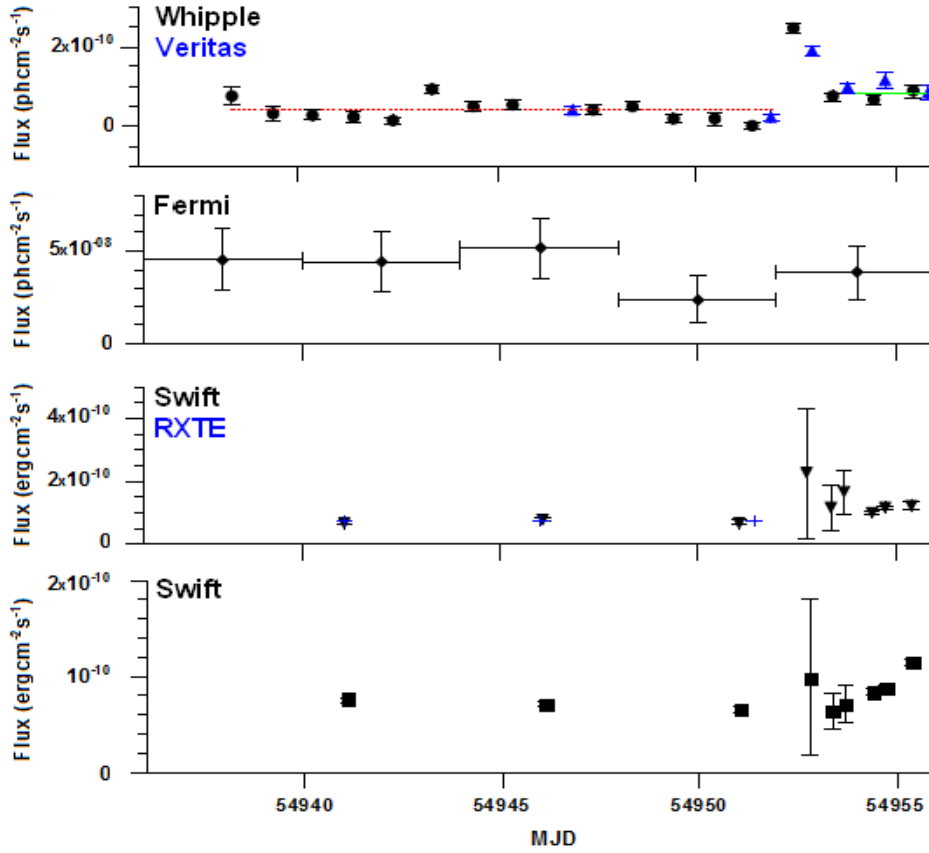


Figure 1. Light curve for Mrk 501 from April 17 to May 5, 2009 with *Upper panel*: VHE gamma rays: Whipple ($E > 400$ GeV) and VERITAS ($E > 300$ GeV) in a nightly average rate. The red dotted line is the baseline flux before the flare, the green line is the same after the flare; *Second panel*: HE gamma-ray: Fermi LAT ($E > 300$ MeV) in a 5-day average rate; *Third panel*: X-ray: RXTE and Swift 2-10 keV in a nightly average rate; *Bottom*: X-ray: Swift 0.3-2 keV in a nightly average rate.

Evolution of the TeV energy spectrum across the short-time flaring state of Mrk 501 is of great importance for understanding the mechanism of particle acceleration in a blazar source. The differential energy spectra of Mrk 501 (see Figure 3) was modeled for the quiescent emission and for the flare state with a simple power law:

$$\frac{dN}{dx} = F_0 \times 10^{-7} (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma_{\text{VHE}}} \quad \text{photons m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

For the Whipple analysis, best fit parameters of $\Gamma_{\text{VHE}} = (2.61 \pm 0.01)$ and $F_0 = (1.16 \pm 0.09)$ were found for the low state. And for the high state the best fit parameters were $\Gamma_{\text{VHE}} = (2.3 \pm 0.1)$ and $F_0 = (5.6 \pm 0.4)$.

Clear indications for spectral hardening with increasing flux activity are found in the TeV band. A similar trend had already been found in earlier observations of a flare measured by MAGIC (Albert et al. 2007).

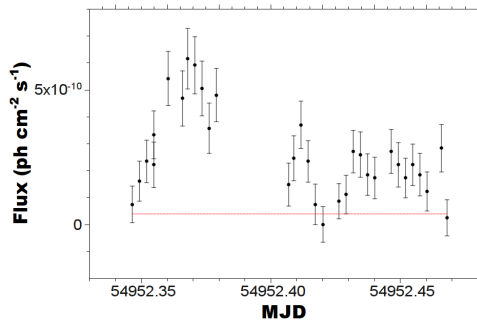


Figure 2. Light curve for the night of the VHE flare, May 1 2009 (Whipple). The dotted line is the baseline for the period excluding the flare.

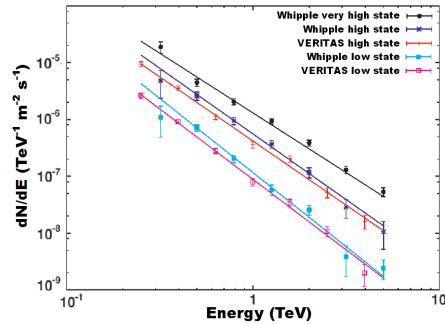


Figure 3. Time-averaged VERITAS and Whipple photon spectra of Mrk 501 for discrete flux levels (see text).

A more detailed report of these results, including additional data at lower energies, will be done on a forthcoming publication.

3. Acknowledgments

This research is supported by grants from the US Department of Energy, the US National Science Foundation, and the Smithsonian Institution, by NSERC in Canada, by Science Foundation Ireland, and by STFC in the UK. We acknowledge the excellent work of the technical support staff at the FLWO and the collaborating institutions in the construction and operation of the instrument. The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges support from a number of agencies and institutes for both development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include NASA and DOE in the United States, CEA/Irfu and IN2P3/CNRS in France, ASI and INFN in Italy, MEXT, KEK, and JAXA in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the National Space Board in Sweden. Additional support from INAF in Italy and CNES in France for science analysis during the operations phase is also gratefully acknowledged.

References

- Abdo, A.A et al. 2011, ApJ 727, 129
- Albert, J. et al. 2007, ApJ 669, 862
- Atwood, W. B. et al. 2009, ApJ, 697, 1071
- Catanese, M. et al. 1997, ApJ, 487, L143
- Huang, D. et al. 2009, Proceedings of the Fermi Symposium, Washington, D.C.
- Kildea, J. et al. 2007, Astroparticle Physics, 28, 182
- Maier, G. et al. 2007, Proceedings of the 30 th ICRC, Merida
- Pian, E. et al. 1998, ApJ, 492, L17
- Quinn, J. et al. 1996, ApJ, 456, L83

PRESENTACIÓN MURAL

Thermodynamics of regular black hole interiors

C. A. Correa¹, G. E. Romero^{1,2}, D. Pérez² & S. E. Perez Bergliaffa³

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

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) (CCT La Plata-CONICET)*

(3) *Instituto de Física. Universidade do Estado de Rio de Janeiro*

Abstract. A regular black hole is represented by a singularity-free solution of the Einstein's field equations. One possible set of regular black hole solutions has the geometry of the space-time described by Schwarzschild's solution at large radii and by a de Sitter-like solution at small radii. Solutions of this kind can be found for some choices of the equation of state in a static, spherically symmetric configuration. Adopting the equation of state suggested by Mbonye and Kanzanas (2005), the model of the interior of the black hole consists of matter fields with sound speed bounded by the speed of light. The matter transits smoothly between normal matter and a core of a "quintessence-like" fluid with an equation of state that approaches $p = -\rho$ when $r \rightarrow 0$. In this work we address the question of the thermodynamical behavior of the matter that constitutes the interior of this non-singular black hole model. We derive the general equations of the thermodynamic quantities for an arbitrary density profile and adjust the results to the specific regular black hole. Then, we discuss a possible physical interpretation of the state of regular black hole interiors.

Resumen. Un agujero negro regular se representa por una solución de las ecuaciones de Einstein libre de singularidades. La geometría del espacio-tiempo para un posible conjunto de estas soluciones es la solución de Schwarzschild para radios grandes, mientras que cerca del origen la geometría del espacio-tiempo es de de Sitter. Dependiendo de la elección de la ecuación de estado, este tipo de soluciones pueden tener una configuración estática y esféricamente simétrica. La ecuación de estado que utilizamos en este trabajo fue propuesta por Mbonye y Kazanas (2005): el modelo del interior del agujero negro regular consiste en materia cuya velocidad del sonido es siempre menor que la velocidad de la luz. El estado de la materia cambia en forma continua y suave desde materia normal a materia extraña cerca del origen con una ecuación de estado del tipo $p = -\rho$ para $r \rightarrow 0$. En este trabajo estudiamos el comportamiento termodinámico de la materia en el interior del agujero negro no singular a partir de las ecuaciones generales de la termodinámica. Por último, discutimos una posible interpretación física del estado del agujero negro regular.

1. Introduction

A special type of regular black hole solution is characterized by the presence of matter at the center of a static configuration with an equation of state of the form $p = -\rho$. The repulsive behavior of the matter prevents complete gravitational collapse, as in the case of the so-called 'gravastars'. See Camenzind (2007), Sect. 8.7, for a detailed discussion of the motivation for using this particular equation of state and density profile. The resulting description of the space-time geometry is singularity-free. The main goal of the present work is to study the thermodynamic properties of the interior black hole region of such a space-time and to provide a possible physical interpretation.

2. Regular black hole

2.1. General features

A static spherically symmetric geometry can be described by the most general line element:

$$ds^2 = -B(r)dt^2 + A(r)dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2). \quad (1)$$

In order to obtain the line element that describes a regular black hole, it is necessary to calculate the expressions for $B(r)$ and $A(r)$. We adopt the equation of state suggested by Mbonye and Kazanas [1]:

$$p_r = \left[\alpha - (\alpha + 1) \left(\frac{\rho}{\rho_{\max}} \right)^2 \right] \left(\frac{\rho}{\rho_{\max}} \right) \rho, \quad (2)$$

with $\alpha = 2.2135$. The equation was constrained to obtain a model of the interior of the black hole consisting of matter fields with sound speed bounded by the speed of light. The physical state changes smoothly between normal matter and a core of a "exotic matter" fluid with an equation of state that approaches $p = -\rho$ when $r \rightarrow 0$.

The solution to the Einstein field equations $G_{\nu}^{\mu} = -8\pi T_{\nu}^{\mu}$, for the metric and the equation of state (2) takes the form [2]:

$$ds^2 = -B(r)dt^2 + \left(1 - \frac{2m(r)}{r} \right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (3)$$

$$B(r) = \exp \left\{ - \int_{r_0}^r \frac{2}{r'^2} [m(r') + 4\pi r'^3 p_r] \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{2m(r')}{r'} \right)} \right] dr' \right\}, \quad (4)$$

where the mass $m(r)$ is given by $m(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r')r'^2 dr'$.

Equation (3) describes the geometry of the spacetime of a regular black hole with matter and a de Sitter core. We can derive from the g_{rr} component of the metric that this model presents an event horizon at $R=2M$. Here, R is the radius at which the total mass M of the black hole is contained.

In order to study the thermodynamic properties of this space-time we work with the normalization of the density profile suggested by Dymnikova [3]:

$$\rho(r) = \rho_{\max} e^{-8\frac{r^3}{R^3}}. \quad (5)$$

Here, $R^3 = 8r_g r_0^2$, r_g is a length scale of order of the Schwarzschild radius and $r_0 = (3/8\pi\rho_{\max})^{1/2}$.

2.2. Thermodynamics

The temperature of the matter as a function of the radius can be calculated from the first law of thermodynamics:

$$TdS = d(\rho V) + pdV. \quad (6)$$

From the Equation (6) we derive the following expression:

$$dp = \frac{\rho + p}{T} dT. \quad (7)$$

Replacing Equations (2) and (5) into (7) we obtain:

$$\frac{T}{T_{\text{sup}}} = \left[1 + \alpha e^{-8r^3/R^3} - (\alpha + 1)e^{-24r^3/R^3} \right]^{4/3} e^{\Xi(r)}, \quad (8)$$

$$\Xi(r) = \frac{2}{3} \int_0^r \frac{e^{-8r^3/R^3} \alpha d(\rho/\rho_{\max})}{1 + \alpha(\rho/\rho_{\max}) - (\alpha + 1)(\rho/\rho_{\max})^3}. \quad (9)$$

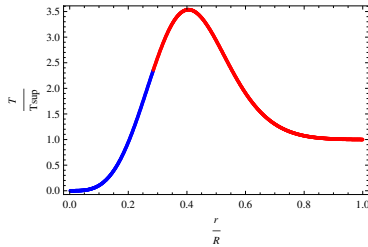


Figure 1. Temperature as a function of radial coordinate.

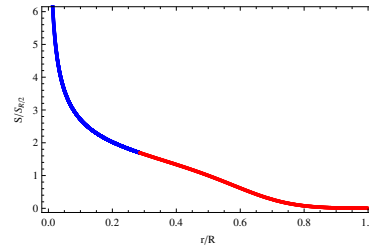


Figure 2. Entropy density as a function of radial coordinate.

Substituting (7) in (6), we obtain an expression for the entropy up to an additive constant. We then estimate the entropy density for the matter inside the black hole obtaining:

$$\frac{s}{s_{R/2}} = \frac{(\rho/\rho_{\max})[1 + \alpha(\rho/\rho_{\max}) - (\alpha + 1)(\rho/\rho_{\max})^3]^{-1/3}}{0.2076e^{(2/3)} \int_0^{\rho} \alpha d\rho [\rho_{\max} + \alpha\rho - (\alpha + 1)(\rho^3/\rho_{\max}^2)]^{-1}}. \quad (10)$$

In order to calculate the speed of sound as a function of the energy density, we solve $(v/c)^2 = dp/d\rho$:

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 = 2e^{-8r^3/R^3} \left[\alpha - 2(\alpha + 1)e^{-16r^3/R^3} \right]. \quad (11)$$

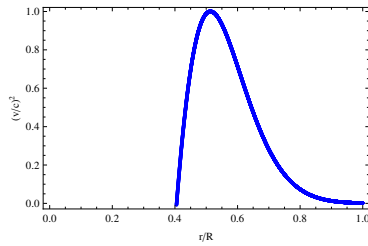


Figure 3. Velocity of sound as a function of radial coordinate.

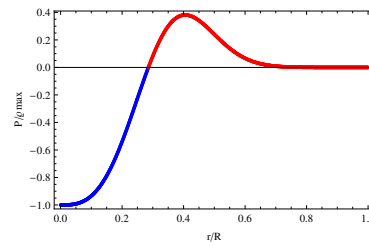


Figure 4. Pressure as a function of radial coordinate.

The result is depicted in Figure 3. Substituting (5) in (2), we obtain an expression for the pressure as a function of the radial coordinate. The result is shown in Figure 4.

3. Discussion

The results of the previous section show that new interesting features arise in this model.

In Fig. 1 we observe that the temperature tends to absolute zero close to the core. Furthermore, from Fig. 2 we can see that the entropy density diverges at the origin. This behaviour can be understood as the impossibility of the system to access to different macrostates. In other words, there is no space of microstates compatible with the macrostate of the system. Hence, standard entropy cannot be define at $r=0$, since statistical mechanics breaks down there.

From Fig. 3, we see that the sound speed is zero for the same value of r at which the pressure is maximum. In addition, the speed of sound takes complex values in the region $r < 0.4R$. The latter can be derived from the negative slope of the state function shown in Fig. 4. The sound waves cannot propagate in the region $r < 0.4R$ because a variation in pressure causes an expansion rather than a compression of the fluid. Because of the repulsive behaviour of the matter, this region is opaque to sound waves.

We also find that the specific heat is not defined for the same value of r where the sound speed equals zero and the density entropy has a local maximum. This suggests a possible region of instability for the normal matter field. In a forthcoming work we will address the study of the stability in the region where the propagation of sound waves is possible.

References

- Mbonye, M.R. & Kazanas, D., *Phys.Rev. D*, **72**, 024016 (2005).
 Mbonye, M.R., Battista, N. & Farr, B.. To appear in *Int. Mod. Phys. D*. (2011).
 Dymnikova, I., *Gen. Rel. Grav.* **24**, (1992) 235.
 Camenzind, M., *Compact Objects in Astrophysics*, Springer, Berlin. (2007).

PRESENTACIÓN MURAL

Resolución de observables sensibles a la composición de masa de rayos cósmicos a partir de mediciones realizadas con telescopios de fluorescencia atmosférica

M. Josebachuili^{1,2}, D. Melo², A. Etchegoyen², A. Ferrero², A. Krieger², D. Ravignani², F. Sánchez², I. Sidelnik², A. Tapia Casanova² & B. Wundheiler²

(1) *Departamento de Física, FCEN, UBA*

(2) *Instituto de Tecnología en Detección y Astropartículas, CNEA, CONICET, UNSAM*

Abstract. The fluorescence detection technique allows a direct measurement of the atmospheric longitudinal profile produced by cosmic rays with energies greater than $10^{16.5}$ eV. This calorimetric technique provides the cosmic ray energy, without resorting to simulations, and atmospheric depth where the shower develops the maximum number of particles, an observable sensitive to the chemical composition of the primary particle. Recent studies suggest that other observables sensitive to the type of primary particle can be drawn from simulated air showers. The resolution of the fluorescence telescopes can modify these observables. This effect is studied in detail to determine their ability to separate between primary proton and iron using simulations of the fluorescence telescopes of the Pierre Auger Observatory at energies of $10^{18.5}$ eV and $10^{19.2}$ eV.

Resumen. La técnica de detección de fluorescencia atmosférica permite medir directamente el desarrollo longitudinal de las lluvias de partículas que producen los rayos cósmicos a energías mayores de $10^{16.5}$ eV. Esta técnica calorimétrica proporciona la energía del rayo cósmico sin recurrir a simulaciones y también la profundidad atmosférica donde la lluvia desarrolla el máximo número de partículas, un observable sensible a la composición química de la partícula primaria. Recientes estudios con lluvias simuladas sugieren que pueden extraerse otros observables sensibles al tipo de primario. La resolución de los telescopios de fluorescencia puede afectar a estos observables. Este efecto es estudiado en detalle a fin de determinar su capacidad para separar entre primarios de protón y hierro utilizando simulaciones de los telescopios de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger a energías de $10^{18.5}$ eV y $10^{19.2}$ eV.

1. Introducción

Uno de los objetivos de mayor relevancia en el estudio de los rayos cósmicos de ultra elevada energía consiste en determinar el espectro de la composición química de las partículas primarias que los originan, debido a que la información de la masa del primario establece fuertes restricciones sobre los posibles mecanismos de producción y aceleración de los rayos cósmicos (Nagano & Watson 2000). Esto motiva a buscar nuevos observables que permitan discriminar estadísticamente la composición química de masa, con capacidad suficiente para

distinguir entre primarios livianos (protones) y primarios pesados (hierros), a fin de comprender las diferencias radicales que presentan los resultados de AUGER (Abraham et al. 2004) y HiRes (Abbasi et al. 2010) a energías mayores de 10^{18} eV (Abbasi et al. 2010; Abraham et al. 2010). AUGER y HiRes miden los perfiles longitudinales de las lluvias (número de partículas cargadas en función de la profundidad atmosférica (X)) con telescopios de fluorescencia atmosférica (TF). La masa promedio es evaluada utilizando la media de la profundidad donde la lluvia desarrolla el máximo número de partículas (X_{max}) y el RMS de su distribución, en función de la energía. En base a simulaciones de lluvias ha sido reportado que existen otros observables sensibles al tipo de primario que pueden extraerse de los perfiles longitudinales (Catalani et al. 2007; Matthews et al. 2010). Utilizando este resultado estudiamos dichos parámetros con simulaciones de protones y hierros, a las energías de AUGER y HiRes, evaluando cómo dichos parámetros se ven afectados por la respuesta de los *TF* de AUGER (Abraham et al. 2004), estableciendo la utilidad práctica que revisten en estudios de composición.

2. Perfiles longitudinales de lluvias simuladas

Utilizamos el programa CONEX (Pierog et al. 2006) para simular perfiles longitudinales de lluvias con primarios de protón y hierro, a energías de $10^{18,5}$ eV y $10^{19,2}$ eV, con el modelo hadrónico QGSJET-II (Ostapchenko 2006). Las lluvias fueron simuladas considerando homogeneidad e isotropía en las direcciones de arribo (ángulo cenital $\leq 60^\circ$). El programa CONEX proporciona el perfil longitudinal y su ajuste con la función Gaisser – Hillas (Nagano & Watson 2000) a 6 parámetros libres (Ec. (1)).

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}} \quad (1)$$

En la Ec. (1) N_{max} , X_{max} y X_0 son parámetros de ajuste y λ un polinomio de segundo grado con tres parámetros libres. N_{max} es el número máximo de partículas en la lluvia, X_0 es un parámetro de forma y $N(X)$ el número total de partículas a la profundidad atmosférica X .

Utilizando estos perfiles estudiamos los parámetros con sensibilidad al tipo de primario (Catalani et al. 2007; Matthews et al. 2010): N_{max} y X_{max} ; $\sigma(x)$, varianza de X ; Asimetría del perfil respecto al X_{max} considerando los valores donde $N(x) = N_{max}/2$; *Skewness*, tercer momento central del perfil que representa cómo es su asimetría; y *Kurtosis*, cuarto momento central del perfil que representa cuán empinado está. Proponemos un parámetro adicional: $\langle X \rangle - X_{max}$, donde $\langle X \rangle$ es el valor medio de X .

Realizamos los histogramas de las distribuciones para cada uno de estos observables y evaluamos los factores de mérito (Catalani et al. 2007) que determinan su capacidad para distinguir primarios de protón y hierro. Los resultados se indican en la Tabla 1 y en la Figura 1, tres de estas distribuciones.

En la Tabla 1 se observa que el factor de mérito tiende a deteriorarse (disminuir) cuando incrementamos la energía (con excepción de X_{max}). Notamos que la distribución $\langle X \rangle - X_{max}$ posee alto factor de mérito, sin embargo la diferencia entre los máximos de las distribuciones de protón y hierro es pequeña (15 g/cm^2), menor que la resolución de los *TF* (20 g/cm^2).

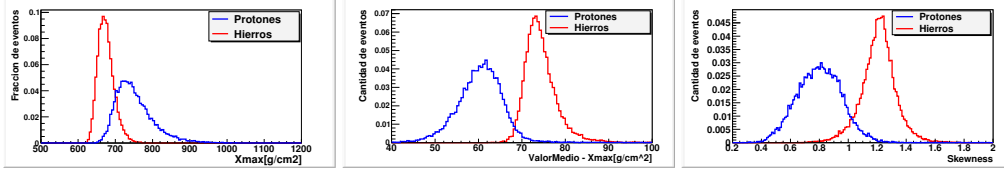


Figura 1. Distribución de X_{max} , $\langle X \rangle - X_{max}$ y $Skewness$ considerando los perfiles longitudinales simulados. Protón (azul) y hierro (rojo) a $10^{18,5}$ eV.

Observable	Simulados		Sim. y Reconstruidos	
	logE = 18.5	logE = 19.2	logE = 18.5	logE = 19.2
$Skewness$	2,07	1,83	0,63	0,55
$Kurtosis$	2,06	1,81	0,61	0,54
$\langle X \rangle - X_{max}$	2,05	1,82	0,39	0,35
$\sigma(X)$	1,43	0,91	-0,11	-0,33
X_{max}	1,38	1,34	1,35	1,33
N_{max}	1,18	0,64	0,46	0,17
$Asimetria$	1,05	0,73	0,62	0,55

Tabla 1. Factor de mérito de los observables analizados a partir de perfiles longitudinales simulados (izquierda) y reconstruidos (derecha) para dos energías.

3. Simulación y reconstrucción de eventos con los TF

Utilizamos los perfiles longitudinales de las lluvias para simular la respuesta de los TF de AUGER en modo híbrido (Abraham et al. 2004) y evaluar su influencia sobre los observables estudiados. La configuración adoptada en la simulación y reconstrucción consiste de 6 telescopios y se indica en la Figura 2. Simulamos y reconstruimos los eventos con el programa Auger Offline Software (Abraham et al. 2004), seleccionando aquellos con cortes de calidad (Abraham et al. 2010): X_{max} dentro del campo visual, error de la energía $< 20\%$, contaminación Cherenkov $< 50\%$, error de $X_{max} < 40g/cm^2$ y longitud del perfil $> 300g/cm^2$. Dos eventos reconstruidos se muestran en la Figura 2. Reevaluamos las distribuciones y factores de mérito de los observables estudiados (Tabla 1 y Figura 3). Encontramos que los TF borran la capacidad de diferenciación entre primarios de protón y hierro que existía previamente sobre estos parámetros (con excepción del parámetro X_{max}), básicamente porque son reconstruidos con mucha dispersión. La fracción de eventos reconstruidos (respecto al total de simulados) indican que podemos evaluar las distribuciones en una fracción de 0,8 para N_{max} y X_{max} , 0,25 en la asimetría, varianza y $\langle X \rangle - X_{max}$ y 0,15 para $skewness$ y $kurtosis$; ya que para determinar observables como la asimetría, etc, el perfil reconstruido debe ser lo suficientemente extenso e incluir la observación de valores inferiores a $N_{max}/2$. Esto no se verifica en la mayor parte de los casos ya que el campo visual de los TF recorta parte de los perfiles, y por tanto son pocos los casos donde se observan perfiles largos. Estas propiedades dependen poco del primario y de la energía.

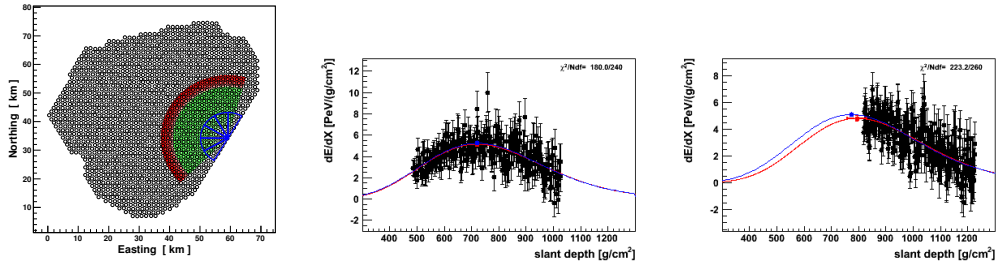


Figura 2. [izq.] Esquema utilizado para simular y reconstruir los eventos de los *TF*. Detectores de superficie, en negro. Líneas azules, campo visual de los telescopios. Área de impacto de las lluvias: bandas roja ($10^{18,5}$ eV), verde y roja ($10^{19,2}$ eV). [centro y der.] Perfiles longitudinales reconstruidos (protón $10^{18,5}$ eV). En azul el perfil simulado, en negro el reconstruido y en rojo el ajuste. Buena reconstrucción (centro) y mala reconstrucción (der.), con X_{max} fuera del campo visual.

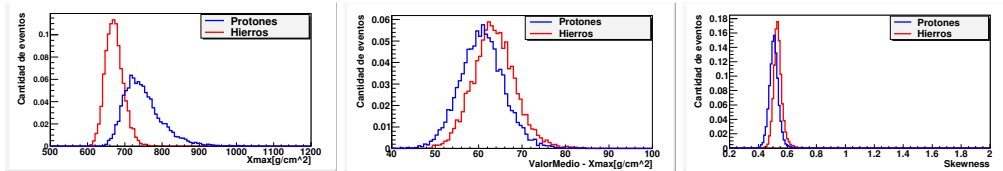


Figura 3. Distribución de X_{max} , $\langle X \rangle - X_{max}$ y *Skewness* considerando la resolución de los *TF*. Protón (azul) y hierro (rojo) a $10^{18,5}$ eV.

4. Conclusiones

Con simulaciones estudiamos observables que teóricamente son sensibles a la masa del rayo cósmico primario y que se extraen de los perfiles longitudinales de las lluvias a fin de discriminar primarios livianos (protones) de pesados (hierros) a las energías de AUGER y HiRes. La detección de las lluvias con *TF* de AUGER en la práctica no permite evaluar correctamente los observables asociados a la forma del perfil longitudinal (asimetría, *skewness*, etc.). En consecuencia dichos parámetros no son útiles para discriminar entre protones y hierros a las energías estudiadas. Los resultados confirman a X_{max} como el observable apropiado de los considerados, para estudiar la composición química con *TF*.

Referencias

- Abbasi R.U., et al. 2010, (The HiRes Collaboration). PRL, 104, 161101.
 Abraham J., et al. 2004, (The Pierre Auger Collaboration). NIM A, 523, 50.
 Abraham J., et al. 2010, (The Pierre Auger Collaboration). PRL, 104, 091101.
 Catalani, F. et al. 2007, Astrop. Phys., 28, 357.
 Matthews, J. A. J., et al. 2010, J.Phys G: Nucl and Part Phys, 37, 025202.
 Nagano M. & Watson, A.A., 2000, RMP, 72, 689.
 Ostapchenko S. 2006, Nucl. Phys. Proc. Suppl.B, 151, 143.
 Pierog T., et al. 2006, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 151, 159.

Parte VIII

Sol y Heliósfera

PRESENTACIÓN MURAL

Hacia la predicción del Número R de Wolf de manchas solares utilizando Redes Neuronales con retardos temporales

C. Francile¹ & M. L. Luoni²

(1) Observatorio Astronómico Félix Aguilar (Universidad Nacional de San Juan-UNSJ)

(2) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

Abstract. We present a prediction of the time series of the Wolf number R of sunspots using “time lagged feed forward neural networks”. We use two types of networks: the focused and distributed ones which were trained with the back propagation of errors algorithm and the temporal back propagation algorithm respectively. As inputs to neural networks we use the time series of the number R averaged annually and monthly with the method $IR5$. As data sets for training and test we choose certain intervals of the time series similar to other works, in order to compare the results. Finally we discuss the topology of the networks used, the number of delays used, the number of neurons per layer, the number of hidden layers and the results in the prediction of the series between one and six steps ahead.

Resumen. Presentamos una predicción de la serie temporal del número R de Wolf de manchas solares utilizando “redes neuronales unidireccionales con retardos temporales”. Empleamos dos tipos de redes: las Focalizadas y las Distribuidas, las cuales fueron entrenadas con el algoritmo de “back-propagation” de errores y el algoritmo de “back-propagation” temporal respectivamente. Como datos de entrada a las redes neuronales utilizamos la serie temporal del número R promediada anualmente y mensualmente con el método $IR5$. Como set de datos de entrenamiento y de test elegimos ciertos intervalos de la serie temporal similares a otros trabajos de manera de comparar los resultados. Finalmente discutimos las topologías de las redes empleadas, el número de retardos utilizados, el número de neuronas por capa, la cantidad de capas ocultas y los resultados obtenidos en la predicción de la serie entre uno y seis pasos adelante.

1. Introducción

La actividad solar está relacionada directamente a la cantidad de manchas solares. La serie temporal del número de manchas solares diaria, mensual o anual es muy utilizada para caracterizar la actividad solar y pronosticarla, ya que se cuenta con datos regulares de mas de 300 años. Las manchas solares son monitoreadas regularmente por diversos observatorios en tierra y en el espacio. Su

cantidad es expresada usualmente en el número R de Wolf, calculado como la suma de las manchas individuales más diez veces el número de grupos de manchas, $R = k(10g + s)$, donde k es una constante menor a 1 que depende de la calidad de las observaciones utilizadas. En este trabajo utilizamos el índice de promedios mensuales del “*International Sunspot Number*” que es preparado por el “*Solar Influences Data Analysis Center*” de Bélgica. Este índice contiene datos de manchas solares desde 1700 hasta la fecha. El índice $IR5$ es un promedio de cinco meses del número de manchas mensuales, que para el mes t se calcula como: $IR5_t = \frac{1}{5}(MR_{t-3} + MR_{t-2} + MR_{t-1} + MR_t + MR_{t+1})$ donde MR_t es el número promedio de manchas de ese mes. La serie de manchas solares tiene un comportamiento cuasi periódico, donde aparecen ciclos. El ciclo 1 se remonta a 1755 y en la actualidad está comenzando el ciclo 24. Analizando la serie se observa que la amplitud de los máximos puede variar hasta 4 veces, y su longitud medida de mínimo a mínimo puede fluctuar entre 8 y 15 años, con un valor medio de alrededor de 11 años. (Schrijver & Zwaan 2000).

2. Predicción del Ciclo Solar con Redes Neuronales

Las Redes Neuronales son utilizadas con éxito para aproximar funciones no lineales y se aplican en la predicción de series temporales. Su ventaja es la simplicidad de cálculo una vez fijados sus parámetros en el proceso de entrenamiento. Básicamente se aplican dos tipos de redes neuronales para el procesamiento temporal: las redes estáticas “*feed-forward*” con retardos temporales y las redes “*recurrentes*”. En este trabajo utilizamos las del primer tipo denominadas a menudo “*Time Delay Neural Networks*” (*TDNN*). Particularmente elegimos dos topologías, las denominadas Focalizada y Distribuida. En la primera, una línea de retardos temporales se ubica a la entrada de una red estática tipo “*perceptrón multicapa*”, y en la segunda la línea de retardos se coloca en las entradas de cada neurona de la red a modo de filtro FIR (“*Finite Impulse Response Filter*”) como se muestra en la figura 1.

La serie de número R de promedios mensuales consta de 3.138 datos entre enero de 1749 y junio de 2010. De ella que derivamos la serie de promedios anuales con 261 datos y el índice Mensual $IR5$. Normalizamos ambas series aplicando la fórmula $u_{nor} = \frac{u - \bar{u}}{2 \cdot u_{max}}$. Como indicador de performance de la predicción, utilizamos el Error Cuadrático Medio Normalizado (*NMSE*) definido como $NMSE = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \tilde{u}_i)^2}{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u}_i)^2}$ donde u_i es el valor real de la serie en el tiempo i , \tilde{u}_i es el valor estimado en ese tiempo, \bar{u}_i el valor medio de la serie en el intervalo N , donde N es el intervalo temporal de test de la predicción.



Figura 1. Izquierda: Red Focalizada. Derecha: Red Distribuida.

2.1. Método de Entrenamiento de la Red

Para el entrenamiento de la red Focalizada utilizamos el algoritmo estándar de “*Back Propagation*” y para la red Distribuída utilizamos el algoritmo de “*Back Propagation*” temporal. La red es alimentada con el valor actual y n valores pasados de la serie de datos, y es entrenada tomando como valor deseado el de la salida a m pasos delante en la serie. $y_{t+m} = f(u_t, u_{t-1}, \dots, u_{t-n})$. La corrección de los pesos de las sinapsis de la red se realiza en base a la función de costo del error de predicción: $J_t = \frac{1}{2}(u_{t+m} - y_{t+m})^2$. El entrenamiento lo realizamos por épocas, mostrando a la red la serie de datos de entrenamiento ordenados. La bondad del ajuste se comprueba al finalizar cada época contrastando con los datos seleccionados para el test. Nuevas épocas de entrenamiento son presentadas a la red neuronal hasta alcanzar un error cuadrático menor que un valor objetivo, o hasta agotar un número máximo de épocas prefijado. Definimos los conjuntos de datos de entrenamiento y test como sigue:

Entrenamiento, de enero de 1749 a diciembre de 1920 (2064 meses, 173 años)

Test 1, de enero de 1921 a diciembre de 1955 (420 meses, 35 años)

Test 2, de enero de 1956 a diciembre de 1979 (288 meses, 24 años)

Test 3, de enero de 1980 a diciembre de 1994 (180 meses, 15 años)

3. Resultados

En la predicción a 1 paso de la serie de promedios anuales obtuvimos los mejores resultados con la red Focalizada con 13 retardos temporales en las entradas, y 5 neuronas en 1 capa oculta. No obtuvimos buenos resultados con las distribuidas. La comparación con otras redes se aprecia en la tabla 1 (Marra & Morabito 2007). El número de parámetros indica la cantidad de pesos sinápticos que se ajustan durante el proceso de entrenamiento de la red.

Red Neuronal	Nº de parámetros	Test 1	Test 2	Test 3
AR(12)	14	0,427	0,966	0,238
WNet	113	0,086	0,350	0,219
SSNet	...	0,077
DRNN	30	0,091	0,273	...
COMM	...	0,065	0,240	0,148
ScaleNET	...	0,057	0,130	...
Rnn+ebptt	155	0,084	0,300	...
Rnn+cbptt	15	0,092	0,251	...
VGBP	11	0,033	0,052	0,033
Elman	11	0,043	0,080	0,028
Focalizada	420	0,054	0,186	0,180

Tabla 1. NMSE de diferentes Redes Neuronales en la predicción a 1 paso

En la predicción mayor a 1 paso de la serie de promedios anuales, obtuvimos los mejores resultados con la red Focalizada descrita anteriormente, entrenando

la red con un horizonte de predicción variable de 2 hasta 6 pasos. Los resultados se aprecian en la tabla 2.

Pasos de predicción	Focalizada	Elman	Rnn+ebptt	Rnn+cbptt
2 pasos	0,34	0,15	0,53	0,69
3 pasos	0,67	0,23	0,79	0,99
4 pasos	0,57	0,23	0,80	1,17
5 pasos	0,60	0,24	0,88	0,99
6 pasos	0,67	0,29	0,84	1,01

Tabla 2. NMSE de predicciones de la serie anual en múltiples pasos

En la predicción de la serie de promedios mensuales *IR5* mayor de 1 paso, las redes Focalizada y Distribuida de mejor desempeño son las siguientes:

Topología red focalizada: 11 entradas, 5 neuronas en capa oculta

Topología red distribuida: 5 neuronas en capa oculta, 1 retardo

En la tabla 3 se aprecia que las redes propuestas tienen inferior desempeño que las mencionadas en la literatura, y son similares entre si.

Pasos	Foc.	Dist.	Elman	CNET	MLP	EM	CDDT
5 pasos	0,190	0,190	0,047	0,056
6 pasos	0,130	0,230	0,059	0,113	0,088	0,076	...

Tabla 3. NMSE de predicciones de la serie mensual *IR5* en múltiples pasos.

4. Conclusiones

Concluimos que las redes neuronales empleadas permiten realizar la predicción de la serie temporal, pero su desempeño es inferior a otras topologías halladas en la literatura. Comprobamos que la topología focalizada tuvo mejor desempeño que la distribuída. Estos desempeños pueden mejorarse utilizando algoritmos de entrenamiento más eficiente u otras configuraciones de número de neuronas y capas, las cuales no han sido exploradas extensivamente en este trabajo. Puede intentarse también una mejor preparación del set de datos como por ejemplo la de-rectificación Marra & Morabito(2007) o filtrados especiales. Otra alternativa es la inclusión de otro tipo de parámetros como entradas a la red, tales como mediciones físicas, ya que las redes neuronales tienen la capacidad de fusionar distinto tipo de magnitudes de entrada a las mismas, con lo cual se trataría de un método híbrido de predicción de número R de manchas solares.

Referencias

- Marra, S. & Morabito, F. 2007, International Journal of Computational Intelligence 3
 Schrijver, C. & Zwaan, C. 2000, Ed. Cambridge University Press
 Wolf, R. 1852, Astronomische Mittheilungen

PRESENTACIÓN MURAL

Simulaciones Numéricas $1D\frac{1}{2}$ del Evento de Onda Moreton del 6 de diciembre de 2006 observado con el telescopio H-alfa HASTA

C. Francile¹, A. Costa^{2,3}, S. Elaskar^{2,4} & M. L. Luoni⁵

(1) Observatorio Astronómico Félix Aguilar (UNSJ)

(2) Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales (UNC)

(3) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET)

(4) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

(5) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

Abstract. We present the results of the numerical simulations of wave propagation using the equations of ideal magnetohydrodynamics (MHD), utilizing a TVD scheme with an approximate Riemann solver in $1D\frac{1}{2}$, applied to the Moreton event registered on December 6th, 2006 with the HASTA telescope. We use the physical parameters that characterize the wave observed in the center of the H-alpha line (656.3 nm) such as the velocity, the direction of propagation and the probable event of triggering, in order to adjust the physical magnitudes of the plasma in which the waves propagate and of the initial firing mechanism. Finally we discuss on the probable MHD waves responsible for the analyzed Moreton event.

Resumen. Presentamos los resultados de las simulaciones numéricas de propagación de ondas usando las ecuaciones de la magnetohidrodinámica ideal (MHD), utilizando una implementación TVD con un “*Riemann solver*” aproximado, aplicadas al evento Moreton registrado el 6 de diciembre de 2006 con el telescopio HASTA. Utilizamos los parámetros físicos que caracterizan la onda observada en el centro de la línea H-alfa (656.3 nm) tales como su velocidad, su dirección de propagación y el probable evento que le da origen, para ajustar las magnitudes físicas del plasma en el cual se propagan las ondas y el mecanismo de disparo inicial. Finalmente discutimos los posibles tipos de ondas MHD responsables del evento Moreton analizado.

1. Introducción

Las Ondas Moreton son un fenómeno observado por primera vez por Moreton (Moreton & Ramsey 1960), Moreton (1960) en películas tomadas de 6 cuadros por minuto en la observación cromosférica en $H\alpha$. Son visibles como una perturbación tipo arco con uno o dos frentes semicirculares sucesivos, propagándose con velocidades casi constantes entre 500 y 2000 $Km\,seg^{-1}$ en extensiones mayores a 500.000 $Km.$, y con duraciones típicas de 3 a 6 minutos. Sus características permiten asociar estos fenómenos a una onda que viaja por la atmósfera so-

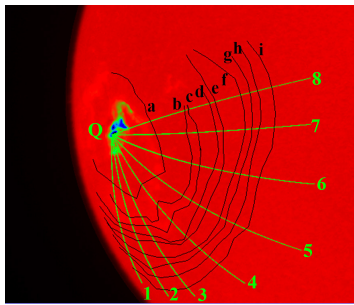
lar. Uchida (1968, 1973) concluyó que las ondas Moreton eran manifestaciones cromosféricas de ondas magnetohidrodinámicas del modo rápido propagándose por la corona solar. Son fenómenos poco frecuentes y su origen fue asociado a fulguraciones intensas con características pre-fulguración de crecimiento abrupto. Algunos trabajos indican que la perturbación se desacelera a medida que avanza, Warmuth et al. (2004), y que la desaceleración no es constante. El 6 de diciembre de 2006 se produjo un evento Moreton con origen en la región activa AR 10930 localizada en S06 E63, la cual produjo una fulguración X6.5 a las 18:28 UT según datos de “*Solar Geophysical Data*” (SGD) y OSPAN (“*Optical Solar Patrol Network*”). El evento fue observado por HASTA (“*H-alpha Solar Telescope of Argentina*”) con una resolución temporal de 12 imágenes por minuto y una resolución espacial de aproximadamente 2 segundos de arco por píxel. Utilizamos los datos de este telescopio en el presente trabajo.

2. Observaciones y análisis de datos

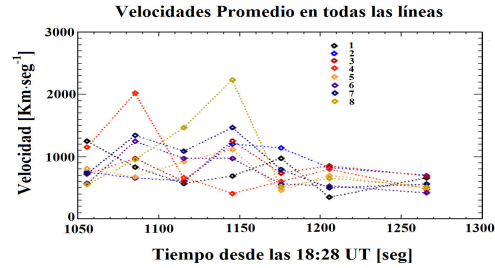
Elegimos 9 imágenes de HASTA entre las 18:44 UT y las 18:48 UT, en las que el frente de onda es claramente visible utilizando técnicas de realce de contraste. El evento solo es visible en dirección Sur-Oeste de la región activa. Para analizarlo, determinamos la posición de los frentes Moreton en la serie de imágenes trazando poligonales definidas por 20 puntos. En ciertas zonas cromosféricas, tales como al Sur-Oeste de la región activa, se dificulta el trazado ya que existen abrillantamientos que aparecen avanzando por momentos delante del frente circular más extenso. Para medir la posición y velocidad de los frentes de onda, definimos arbitrariamente 8 puntos equidistantes (P1 a P8) cubriendo la región Sur-Oeste de la AR. Entre estos puntos y el punto de mayor brillo de la región activa Q, trazamos curvas geodésicas definidas por la intersección de la esfera solar con los planos que pasan por los puntos Q, P1 a P8 y O que representa el centro de la esfera solar. Estos planos los obtenemos a partir de los vectores definidos por los puntos OQ y OP, calculados en tres dimensiones. Las poligonales indicadas como a, b,..i y las 8 curvas geodésicas se observan en la figura1(a). Obtenemos las posiciones de los frentes de onda determinando la intersección entre las poligonales y las líneas geodésicas promediadas sobre 10 determinaciones en cada imagen a fin disminuir los errores de medición para cada determinación, los que pueden estimarse en ± 2 píxeles. En el gráfico de la figura1(b) se aprecia la evolución de las velocidades para las 8 líneas consideradas, con un rango de velocidades entre 700 y 1000 $Km\ seg^{-1}$ sin tomar en cuenta los valores extremos, y se nota una tendencia de disminución de la velocidad del frente de onda a medida que este avanza. Como origen de abscisas (tiempo=0) tomamos la hora 18:28 UT en que se produjo una fulguración según el reporte de OSPAN. Una interpolación lineal indica una velocidad de 1270 $Km\ seg^{-1}$ a las 18:43:30 UT, tiempo en que ocurre el crecimiento pre-fulguración de la curva de luz medida con HASTA.

3. Simulaciones Numéricas

Realizamos simulaciones numéricas de propagación de ondas MHD en un medio con parámetros similares a la corona solar, utilizando un “*Riemann solver*” aproximado con un esquema de volúmenes finitos centrados en celdas, resolviendo el cálculo de los flujos numéricos con un esquema TVD (“*Total Variation Diminishing*”) de Harten-Yee, diseñado para integrar las ecuaciones adimensionales de la



(a) Frentes de onda y líneas geodésicas



(b) Evolución de la velocidad en las líneas geodésicas

Figura 1. Determinación de velocidad de la onda sobre ocho líneas geodésicas

MHD ideal en 1 y $\frac{1}{2}$ dimensiones. Consideramos la corona solar con simetría esférica e isotérmica bajo la hipótesis de alta conductividad térmica, con un campo magnético general radial. Presuponemos la existencia de una perturbación inicial localizada, en forma de deposición de una gran cantidad de energía en un volumen reducido y en un impulso corto “*blast wave*”. Simulamos dos escenarios que pueden producir eventos oscilatorios similares a las ondas Moreton, exceso o disminución de presión en el sector central de la simulación. Esta elección se correspondería con un evento impulsivo, tal como una fulguración o una eyección de una cuerda de flujo, la cual produce arriba y abajo de la cuerda zonas de gradiente de presión. El campo magnético siempre se supone perpendicular a la propagación de la onda.

3.1. Escenario 1: Exceso de Presión en el Sector Central

Caso 1: Exceso de presión inicial 10 veces superior al de referencia. Se genera una onda de choque con un frente muy definido de exceso de densidad, evolucionando con una velocidad casi constante de 572 Km seg^{-1} . La onda excede en 1.4 veces la velocidad magneto acústica rápida.

Caso 2: Exceso de presión 100 veces superior al de referencia. La onda de choque tiene una velocidad promedio de $1.282 \text{ Km seg}^{-1}$. No es constante, disminuye a medida que avanza la onda, desde 1.405 hasta $1.109 \text{ Km seg}^{-1}$.

Caso 3: Perturbación inicial de menor tamaño con exceso de presión de 100 veces el de referencia. La onda de choque tiene una velocidad promedio de 879 Km seg^{-1} , y disminuye a medida que avanza desde 1.284 hasta 782 Km seg^{-1} .

3.2. Escenario 2: Déficit de Presión en el Sector Central

Caso 4: Déficit de presión de 100^{-1} del de referencia. Se genera una perturbación de déficit de densidad avanzando con una velocidad casi constante de 377 Km seg^{-1} . Detrás del frente de onda, la densidad vuelve al valor de referencia. La velocidad es un poco menor que la del modo magneto-acústico rápido.

Caso 5: Déficit de presión de 10^{-1} del de referencia. La perturbación evoluciona con una velocidad promedio de 375 Km seg^{-1} casi constante.

Caso 6: Dimensiones del sector central mas pequeñas, déficit de presión de

100^{-1} del de referencia. La onda evoluciona con una velocidad promedio de 372 Km seg^{-1} , casi constante. En la figura 2 se aprecia la evolución de la densidad en los casos considerados. Colores mas claros indican mayor densidad. Los gráficos a la derecha corresponden a las determinaciones de la posición del frente de onda de densidad contra el tiempo a lo largo del eje de la simulación, considerando el primer flanco que aparezca, sea este creciente o decreciente. La pendiente de estas curvas representa la velocidad con que avanza la perturbación.

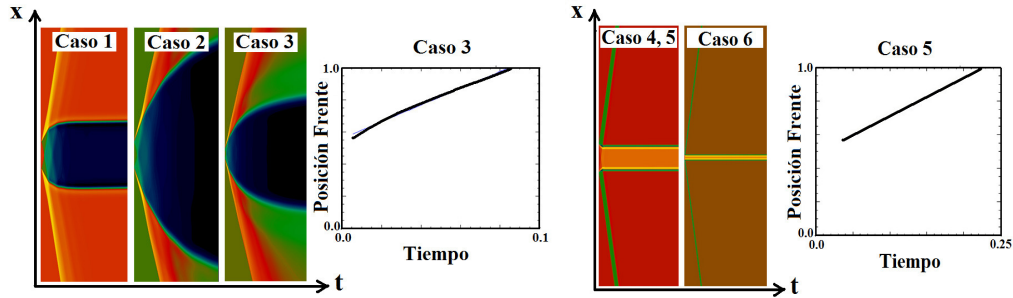


Figura 2. Simulaciones numéricas con exceso de presión (izquierda) y déficit de Presión (derecha) como condiciones iniciales. Evolución de la densidad y posición del frente de onda en el tiempo, en unidades de simulación. ($1 t = 10^3 \text{ seg}$; $1 x = 1.685 \cdot 10^5 \text{ Km}$)

4. Discusión y Conclusiones

A partir de la simulaciones numéricas $1D_{\frac{1}{2}}$ podemos concluir que las configuraciones con incremento o decremento de presión en un sector acotado pueden dar cuenta de las ondas Moreton en general, dada su morfología de un frente de onda único que avanza alejándose de la perturbación inicial, sin embargo las características de dispersión de velocidades y desaceleración ajustan mejor al modelo de exceso de presión inicial y onda de choque con número Mach elevado. Chen et al. (2002) En este caso la velocidad de la onda depende de la geometría, los parámetros del medio y la energía del evento inicial, lo cual está de acuerdo con la gran dispersión de velocidades observadas en las ondas Moreton. El modelo de déficit de presión inicial tiene características similares a las de una onda magneto-acústica normal, cuya velocidad solo depende de los parámetros físicos del medio, y no de la geometría o la magnitud de la perturbación inicial. La simulación numérica $1D_{\frac{1}{2}}$ brinda una primera aproximación para el análisis de las ondas Moreton. Si bien el estudio de la contraparte coronal del evento utilizando observaciones en luz visible, UV o rayos X queda fuera del alcance de este trabajo, podemos concluir que la hipótesis de una onda de choque coronal tipo “blast wave” ajusta bien a las características cromosféricas observadas.

Referencias

- Moreton, Moreton & Ramsey 1960, AJ65, 494, 495
- Uchida 1968, Solar Phys. 4, 30, 44
- Uchida 1973, Solar Phys. 28, 495, 516
- Chen et al. 2002, ApJ, 572, 99-102
- Warmuth et al. 2004, A&A, 418, 1101-2004, 1117-1129

PRESENTACIÓN MURAL

Simulaciones de modos sausage en arcos coronales

M. Cécere¹, A. Costa² & O. Reula^{1,3}

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física – Universidad Nacional de Córdoba*

(2) *Instituto de Astronomía, Teórica y Experimental – CONICET*

(3) *Instituto de Física Enrique Gaviola – CONICET*

Abstract. We investigated the damping of coronal sausage modes, considering initial nonlinear states and inhomogeneous media. We simulate two observational cases, associated with flares described in Asai et al. and Melnikov et al. The two cases are able to develop fundamental and trapped sausage modes. We conclude that if we allow small pressure jumps between the corona and the loop, as determined by the relations of Rankine–Hugoniot, we obtain a non-dissipative damping of the modes, which until now has not been explored.

Resumen. Nos proponemos investigar el amortiguamiento de modos coronales sausage, considerando estados no lineales en medios no homogéneos. Simulamos dos casos observacionales, asociados con fulguraciones descritos en Asai et al. y Melnikov et al. Los dos casos son capaces de desarrollar modos sausage fundamentales y atrapados. Concluimos que admitiendo pequeños saltos de presión, determinados por las relaciones de Rankine–Hugoniot, entre la corona y el arco, se obtiene un mecanismo de amortiguamiento no disipativo de estos modos, que hasta ahora no ha sido explorado.

1. Introducción

En la baja corona solar, la dinámica del fluido es controlada por el campo magnético, debido a que el transporte del plasma se realiza, fundamentalmente, a lo largo de las líneas de campo. Éste confina al plasma en infinidad de estructuras filamentosas y tubos con flujos a diferentes temperaturas y densidades. Los arcos coronales soportan perturbaciones en forma de modos magnetoacústicos. Al estudiar la relación de dispersión de estas ondas, la teoría de perturbaciones de la MHD ideal en cilindros, clasifica las soluciones en tres ramas: los modos magnetoacústicos rápidos, lentos y los modos de Alfvén, llamados así en analogía a los modos MHD que se propagan en medios uniformes. Los modos rápidos son los sausage y los kink. El primero es simétrico respecto a un eje longitudinal al arco y es compresible, mientras que el segundo es antisimétrico y se considera observacionalmente incompresible (Van Doorselaere et al. [2008]). La relación de dispersión del modo sausage fundamental tiene un “cutoff”, es decir, para números de ondas menores que uno dado, los modos no pueden propagarse.

Aschwanden et al. [2004] mostraron que el cutoff impone condiciones tan extremas, que estos modos sólo pueden ocurrir asociados a fulguraciones. Además, notaron que observacionales de modos sausage supuestamente globales, tenían oscilaciones confinadas sólo a un segmento de la longitud total del arco, lo que es equivalente a una oscilación de armónico superior. Sólo dos observaciones descritas por Asai et al. [2001] y Melnikov et al. [2002] eran consistentes con oscilaciones MHD sausage en el modo fundamental. Esto, nos impulsó a estudiar la formación espontánea y el amortiguamiento no disipativo de los modos sausage en las condiciones descritas por estos autores.

2. Método

Realizamos simulaciones de la dinámica de dos arcos magnéticos en 2D en las condiciones coronales descritas en los trabajos de Asai y Melnikov. Las corridas computacionales, fueron hechas con un código capaz de capturar ondas de choque (Palenzuela et al. [2009]). El código resuelve las ecuaciones adimensionalizadas. Podemos ver la descripción de ambos arcos, en la siguiente tabla:

Regiones	n_A	T_A	B_A	β_A	n_M	T_M	B_M	β_M
Arco	4,5	9,4	300	0,02	10,0	5,0	70,0	0,3
Corona	0,225	9,0	303	0,0008	0,167	5,0	81,2	0,004
Cromósfera	20000	0,07	208	1	2000	0,05	56,0	1

Tabla 1. Parámetros de los arcos coronales estudiados por Asai (X_A) y Melnikov (X_M)

donde las densidades de partículas n_A y n_M tienen unidades de 10^{10} cm^{-3} , las temperaturas T_A y T_M están en $10^6 K$, los parámetros β_A y β_M (presión del gas/presión magnética) son cantidades adimensionales y los campos magnéticos B_A y B_M están en Gauss. La grilla utilizada fue de 200^2 con un tamaño de 2×2 en unidades de simulación ($18Mm$ en Asai y $17Mm$ en Melnikov). Esta configuración garantiza valores realistas y usuales del parámetro β . El modo sausage fundamental se produce cuando (Aschwanden et al. [2004]): $\frac{n_0}{n_e} > 2,4 \left(\frac{L}{w}\right)^2$, donde n_0 y n_e son el número de partículas por unidad de volumen internas y externas al arco; L es la longitud del mismo y w el ancho. Los modos representados por los datos mencionados en la tabla cumplen con esta condición de estar atrapados.

3. Resultados preliminares

3.1. Asai

Realizamos la transformada de Fourier (de aquí en adelante TF) en un punto interno al arco $(0,3; 0,1)udl$ (unidad de longitud adimensionalizada). De aquí obtenemos una frecuencia característica $\nu = 0,2udt^{-1}$ (1/unidad de tiempo adimensionalizado). (Ver figura 1). Esta frecuencia corresponde al período característico $t = 6,6s$, que está de acuerdo con el encontrado observacionalmente por Asai. Las dimensiones del arco son $L = 14,4Mm$ y $w = 10,1Mm$, del orden de las observacionales ($L = 16Mm$ y $w = 6Mm$). La figura 3 nos muestra

las oscilaciones en el ancho del arco magnético. Vemos cómo el arco está en el régimen atrapado, y la oscilación es simétrica. Al introducir un salto de presión entre el arco y el exterior, se produce una onda de compresión de Alfvén, como puede verse en la figura 5. De esta forma, hay transferencia de energía de las regiones internas del arco a las externas (leaky modes). Dicha transferencia se realiza en la forma de modos de Alfvén de compresión (la perturbación del campo magnético es paralela al campo inicial y la componente de la velocidad que es transversal al campo magnético, es paralela a la dirección de propagación).

3.2. Melnikov

Para este caso, de la transformada de Fourier en el punto $(0,1;0,1)udl$ obtenemos dos frecuencias características $\nu_1 = 0,2udt^{-1}$ y $\nu_2 = 0,26udt^{-1}$ (ver figura 2). Los períodos característicos son $\tau_1 = 17s$ y $\tau_2 = 22s$. Estos valores son del mismo orden que los observados ($\tau_{1obs} = 8 - 11s$ y $\tau_{2obs} = 14 - 17s$), igual que la diferencia entre sus valores. La misma figura muestra que la frecuencia ν_1 contribuye más que la frecuencia ν_2 en la región central del arco, mientras que en las bases ocurre lo contrario. Este resultado también se ha obtenido en las observaciones. De forma análoga a Asai, la figura 4 nos muestra al arco en el régimen atrapado oscilando debido al modo sausage. Este régimen se transforma en leaky cuando se propagan ondas de Alfvén de compresión, al producir un salto de presión (ver figura 6).

4. Conclusiones

En este trabajo, simulamos un aspecto importante de la dinámica de estos arcos. Encontramos que el sistema podría evolucionar espontáneamente a un modo sausage. Si se admite saltos de presión entre la corona y el arco, los modos atrapados se vuelven leaky transfiriendo parte de su energía a la corona en forma de modos de Alfvén de compresión.

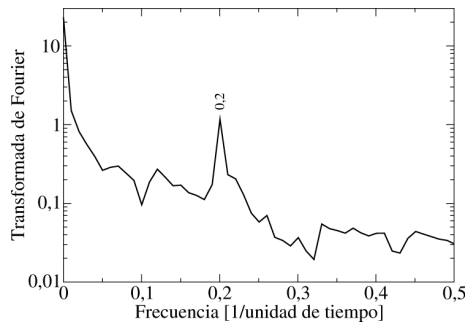


Figura 1. TF de la señal adquirida en el punto $(0,3;0,1)udl$. Asai.

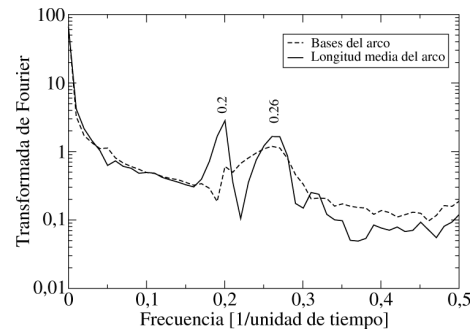


Figura 2. TF de la señal adquirida en el punto $(0,1;0,1)udl$. Melnikov.

Referencias

Aschwanden, M. J., Nakariakov, V., Melnikov, V.F., ApJ 600, 456, 2004

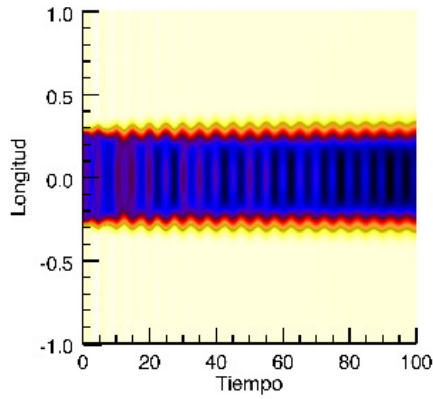


Figura 3. Variación del ancho del arco en función del tiempo, en la posición central. Asai.

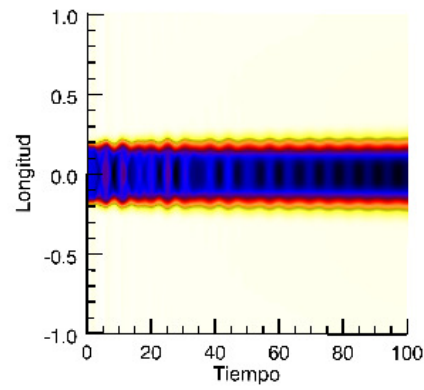


Figura 4. Idem a la figura 3. Melnikov.

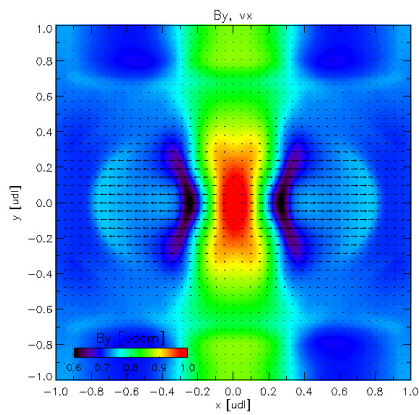


Figura 5. Componente longitudinal del campo magnético y , en superposición de flechas, componente transversal de la velocidad. Asai.

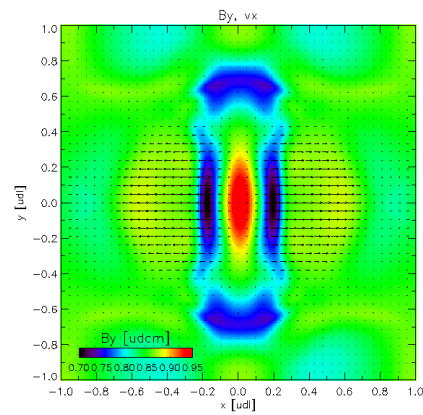


Figura 6. Idem a figura 5. Melnikov

Asai, A., Shimojo, M., Isobe, H., Morimoto, T., Yokoyama, T., Shibasaki, K., Nakajima, H. *ApJ* 562, L103, 2001

Melnikov, V.F., Reznikova, V.E., Shibasaki, K. in *Proc. of intern Conf. Active Processes on the Sun and Stars* (eds. Zaitsev, V.V., Yasnov, L.V.), 225, 2002

Palenzuela, C., Lehner, L., Reula, O., Rezzolla, L., *MNRAS* 394, 4, 1727, 2009

T. Van Doorselaere, V. M. Nakariakov, and E. Verwichte, *ApJ* 676, L73, 2008

Parte IX
Sistema Solar

PRESENTACION MURAL

Mapa MEGNO para satélites irregulares de Saturno

M. M. Moyano¹ & A. M. Leiva^{1,2}

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

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET.*

Abstract. By implementing the elliptic restricted three-body model we obtain high resolution dynamical maps in the phase space region corresponding to that where Saturn's irregular satellites are currently found. The nature of the trajectories is characterized by the MEGNO chaos indicator (Cincotta P. and Simó C., 2000), which allows to identify regions of chaotic and quasi-periodic trajectories much faster than with other indicators (e.g. Lyapunov exponents). The results obtained allow to identify with great detail the boundaries of the regions of regular motion, chaotic motion, and substructures associated to mean motion resonances.

Resumen. Implementando el modelo elíptico de 3 cuerpos restringido, se realizan mapas dinámicos de gran resolución en la región del espacio de fase que se corresponde con la región que ocupan actualmente los satélites irregulares de Saturno. Para caracterizar la naturaleza de las trayectorias se utiliza el indicador de caos MEGNO (Cincotta P. y Simó C. 2000), que permite identificar regiones caóticas y regiones de trayectorias cuasi-periódicas mas rápidamente que los tiempos típicos que se necesitan cuando se utilizan otros indicadores (ej. Exponente de Lyapunov). Los resultados obtenidos permiten identificar con gran detalle los límites de las regiones que contienen movimiento regular y movimiento caótico.

1. Introducción

Los satélites naturales de los planetas del sistema solar se clasifican en regulares, irregulares, y un tercer tipo formado solo por la Luna terrestre. Esta clasificación esta determinada según los elementos orbitales de los satélites. En particular, contrariamente a los satélites regulares, los satélites irregulares se caracterizan por su alta excentricidad e inclinación, y por ser exteriores. Sus períodos orbitales suelen ser superiores a un año. Esta clasificación es cualitativa, y al día de hoy, no existe una definición precisa para satélites regulares e irregulares.

El análisis de la distribución de elementos orbitales de satélites irregulares revela que existen grupos en órbitas aparentemente estables, y al mismo tiempo, existen regiones en donde no se encuentran objetos. Estas regiones están asociadas a órbitas caóticas e inestables.

Existen gran cantidad de indicadores que permiten determinar si una órbita es regular (estable) o caótica (inestable). El gran inconveniente suele ser el tiempo de cómputo que hay que emplear. Cincotta y Simó (2000), introducen la

función MEGNO, que es un indicador rápido de la estocasticidad de una órbita. La función MEGNO se expresa como:

$$Y(\gamma(t)) = \frac{2}{t} \cdot \int_0^t \frac{\dot{\delta}(\gamma(\tau))\tau}{\delta(\gamma(\tau))} d\tau \quad (1)$$

donde $\gamma(\tau)$ es una solución de las ecuaciones de movimiento del sistema y $\delta(\gamma(\tau))$ es la variación de la distancia a partir de una condición inicial infinitesimalmente próxima de la solución conocida. Los tiempos de integración para obtener información confiable resultan ser mucho mas pequeños de los necesarios para el cálculo de los exponentes de Lyapunov. Los valores típicos suelen ser de solo 1000 o 10000 períodos del sistema.

En la práctica resulta mas útil determinar el MEGNO promediado

$$\langle Y \rangle = \frac{1}{t} \cdot \int_0^t Y(\tau) d\tau, \quad (2)$$

que tiene las siguientes propiedades: Si la órbita es estocástica, $\langle Y \rangle > 2$. Si la órbita es periódica o cuasi-periódica (estable), $\langle Y \rangle \leq 2$.

2. Mapa MEGNO para satélites de Júpiter

En un trabajo reciente Hinse et al. (2010), realizaron mapas MEGNO de alta resolución de la región correspondiente a los satélites irregulares de Júpiter. Se integraron 35000 órbitas a partir de condiciones iniciales planetocéntricas correspondientes a una grilla (a, i) en el rango $0,04UA \leq a \leq 0,2UA$ y $0^\circ \leq i \leq 180^\circ$ con una excentricidad inicial fija $e = 0,2$, un argumento de pericentro $\omega = 0^\circ$, una longitud de nodo $\Omega = 0^\circ$ y una anomalía media $M = 90^\circ$. Las integraciones se extendieron hasta 60000 años. El mapa obtenido se muestra en la Figura 1.

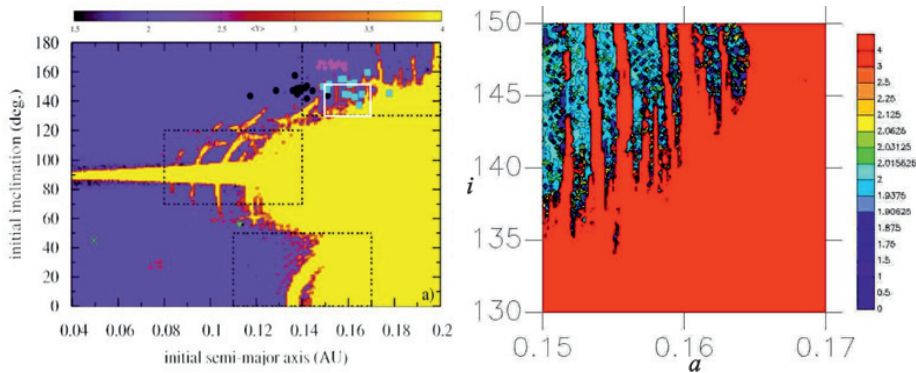


Figura 1. Mapas MEGNO de alta resolución para satélites irregulares de Júpiter. *Izq*: Mapa de obtenido por Hinse et al. (2010). *Der*: Mapa de control de la región recuadra en blanco.

3. Integraciones Numéricas

Las integraciones numéricas se realizaron implementando el modelo restringido elíptico de tres cuerpos, en el cual, las masas primarias (Planeta-Sol) se mueven según el problema de dos cuerpos. Para la masa infinitesimal (satélite irregular) fue necesario además resolver simultáneamente las ecuaciones variacionales requeridas para el cálculo de la función MEGNO. En todos los casos se utilizó un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-11} . Para comprobar la validez de los métodos utilizados se reprodujo una pequeña fracción del Mapa de Hinse et al. (2010). La Figura 1 muestra un excelente acuerdo con nuestros resultados.

4. Mapa MEGNO para satélites irregulares de Saturno

Se confeccionó una grilla de 36381 condiciones iniciales equiespaciadas en el espacio (a, i) con las siguientes características:

$$\begin{aligned} 0,05UA &\leq a \leq 0,25UA & \Delta a &= 0,001UA \\ 0^\circ &\leq i \leq 180^\circ & \Delta i &= 1^\circ \\ \omega &= 0^\circ & \Omega &= 0^\circ & M &= 90^\circ \end{aligned} \quad (3)$$

Los valores de las masas primarias (Sol-Saturno) fueron extraídas del *Jet Propulsion Laboratory (JPL) Solar System Ephemeris*. Como plano de referencia se asumió el plano de la órbita solar planetocéntrica, así, la inclinación solar resulta $i = 0^\circ$. Para el valor inicial de la anomalía media solar se utilizó $M = 180^\circ$. Cada órbita fue integrada numéricamente por 100000 años implementando un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-11} . Debido al gran tiempo de cómputo fue necesario trabajar con grupos de ~ 2500 trayectorias. Cada grupo insumió 5 días aproximadamente. El mapa se completó con dos ampliaciones en alta resolución de regiones que exhiben subestructuras regulares y caóticas. En el espacio (a, i) estas regiones corresponden a:

$$\begin{aligned} 0,12UA &\leq a \leq 0,18UA & 0,20UA &\leq a \leq 0,25UA \\ 110^\circ &\leq i \leq 150^\circ & 150^\circ &\leq i \leq 180^\circ \end{aligned} \quad (4)$$

Los resultados se muestran en la Figura 2.

5. Discusión

El mapa realizado permite identificar claramente las regiones de movimiento regular y caótico de los satélites naturales irregulares de Saturno. En el espacio de condiciones iniciales (a, i) , para valores de semieje mayor menores a $0,15UA$, estas regiones están bien diferenciadas y se aprecia una zona caótica en el intervalo de inclinaciones $[\sim 70^\circ, \sim 110^\circ]$ que está asociada con la resonancia secular de Kozai (Yokoyama et al. (2003)). Para semiejes mayores superiores a este valor se aprecian subestructuras que aparentemente estarían asociadas con resonancias de movimientos medios.

Estos mecanismos seran estudiados en trabajos futuros.

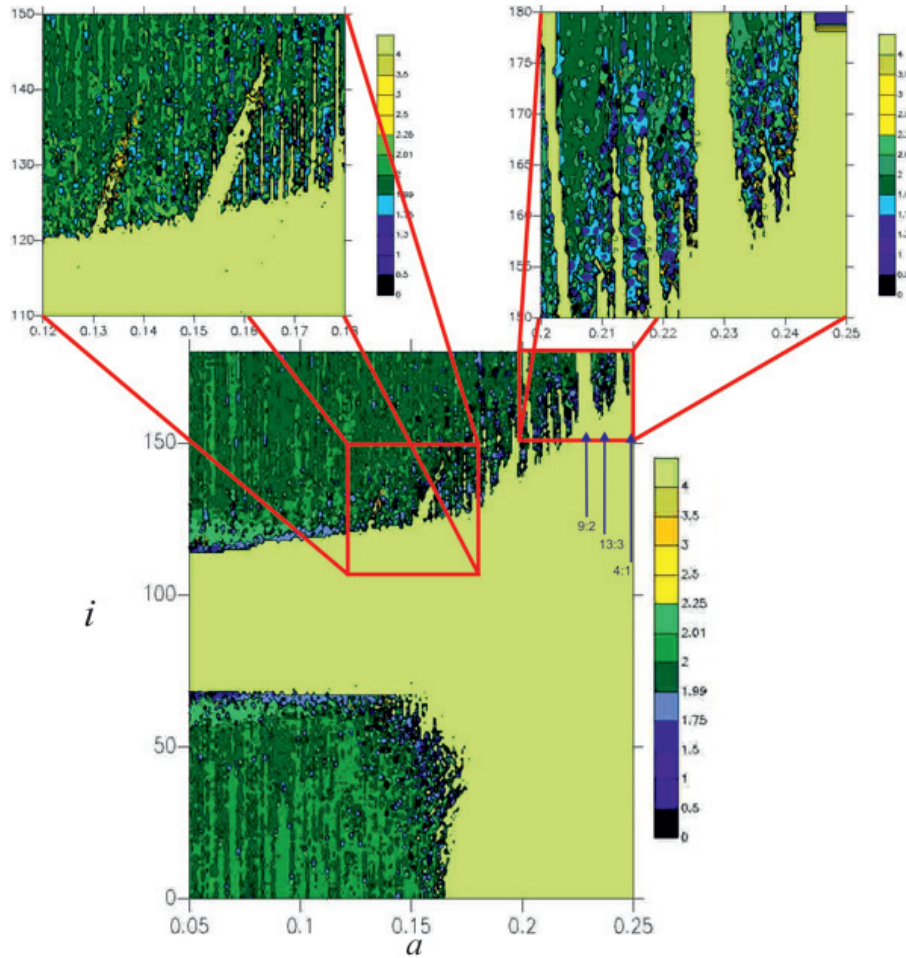


Figura 2. Mapa MEGNO de alta resolución para satélites irregulares de Saturno.

Agradecimientos. Este trabajo fue financiado por la secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba (Secyt, UNC).

Referencias

- T. C. Hinse, A. A. Christou y J. L. Alvarillos y A.K. Goździewski, 2010, MNRAS, 404, 837-857.
 P. M. Cincotta y C. Simo, 2000, A & AS, 147, 205.
 T. Yokoyama, M.T. Santos, G. Cardin, O.C. Winter, 2003, A & A, 401, 763-772.
 Jet Propulsion Laboratory (JPL) Solar System Ephemeris , available on line at NASA JPL, site:<http://www.ssd.jpl.nasa.gov/?ephemeris#planets>

PRESENTACIÓN MURAL

¿Origen dinámico del polvo sobre la superficie de Iapetus?

A. M. Leiva^{1,2} & C. B. Briozzo^{3,4}

(1) *Observatorio Astronómico Córdoba, UNC*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET*

(3) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC*

(4) *Instituto de Física Enrique Gaviola, CONICET*

Abstract. We implement the three-dimensional Circular Restricted Three Body Problem for low energy particles entering the Saturn–Iapetus system from the recently discovered dust ring. The distribution of impacts with the surface of Iapetus so obtained shows features resembling that of the dark regions observed in this satellite.

Resumen. Implementamos el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido tridimensional para partículas de baja energía que ingresan al sistema Saturno–Iapetus desde el anillo de polvo recientemente descubierto. Las distribuciones de impactos con la superficie de Iapetus obtenidas muestran características similares a las de las regiones oscuras observadas en ese satélite.

1. Introducción

Es bien conocido que Iapetus, satélite natural de Saturno, presenta una superficie con dos coloraciones bien definidas. Gran parte del hemisferio que se encuentra en dirección del ápex de movimiento es oscuro (albedo ~ 0.04), mientras que el resto de la superficie presenta regiones muy brillantes (albedo ~ 0.5). Existen varios modelos que intentan explicar este fenómeno: sublimación y migración del hielo ecuatorial hacia los polos (segregación térmica), un posible impacto combinado con actividad volcánica, canales dinámicos que inyectan polvo desde el exterior del sistema, etc. Este último cobró mayor relevancia con el descubrimiento (Verbiscer et al., 2009) de un nuevo anillo que se extiende desde $128R_S$ hasta $270R_S$, con un espesor de $40R_S$ (R_S es el radio de Saturno) y una inclinación de 27° respecto al plano de los anillos principales. Las partículas de polvo podrían ser depositadas sobre Iapetus a través de mecanismos dinámicos generados por Phoebe, cuya trayectoria atraviesa el anillo, aunque esto aún no está claro. En este trabajo implementamos el modelo circular de tres cuerpos restringido tridimensional y, a partir de considerar todas las posibles partículas que pueden ingresar al sistema Saturno–Iapetus en un rango de valores de la constante de Jacobi para los cuales se obtienen trayectorias de baja energía, determinamos numéricamente las posibles distribuciones de polvo que se originan sobre la superficie de Iapetus. Los resultados muestran distribuciones asimétricas con algunas características similares a las que hoy se observan en este satélite.

2. Coordenadas y modelo

Se tomó como modelo el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido (PC3CR) Saturno–Iapetus–polvo. Se trabajó en el sistema sinódico Saturno–Iapetus, en el cual las primarias están fijas sobre el eje x con coordenadas $(x_S, y_S, z_S) = (-\mu, 0, 0)$ (Saturno) y $(x_I, y_I, z_I) = (1 - \mu, 0, 0)$ (Iapetus), con masas $1 - \mu$ y $\mu = 3,1752425 \times 10^{-6}$, respectivamente. En este sistema la constante de gravitación G , el movimiento medio y la distancia entre las primarias son todas unitarias, lo que equivale a tomar unidades de longitud, tiempo y velocidad de 3560820 km, 79.321 días y 3265 m/s, respectivamente.

En este sistema, el movimiento de una partícula de polvo bajo la acción de las primarias viene dado por el Hamiltoniano

$$H = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1 - \mu}{r_S} - \frac{\mu}{r_I}, \quad (1)$$

donde $r_S^2 = (x + \mu)^2 + y^2 + z^2$ y $r_I^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2 + z^2$.

3. Integración numérica

Las ecuaciones de movimiento correspondientes al Hamiltoniano (1) se integraron numéricamente para una gran cantidad de condiciones iniciales dadas sobre una superficie Σ correspondiente a $x = x_{L2}$ (coordenada x del punto de Lagrange colineal Saturno–Iapetus L2), con $\dot{x} < 0$. Se tomaron valores de $H = h = -2C$ (donde C es la constante de Jacobi) en el rango $-1,500458 < h < -1,500380$ con espaciado $\Delta h = 10^{-6}$ y para cada uno se tomaron alrededor de cien valores uniformemente distribuidos de cada una de las variables y, z, \dot{y} y \dot{z} , determinando los valores de \dot{x} de la condición $H = h$. Cada condición inicial fué integrada hasta la colisión con Iapetus o hasta $t = 100$, lo que ocurriera primero. Para cada trayectoria que llevó a una colisión, se calcularon la latitud y longitud de la misma sobre Iapetus.

Todas las integraciones se realizaron mediante un algoritmo de Bulirsch–Stoer de precisión relativa 10^{-15} (Press et al., 1992). Las coordenadas de impacto se determinaron mediante bisección con precisión comparable.

4. Estadística de impactos

Para una mejor comparación con la cartografía disponible de Iapetus, las latitudes y longitudes de cada impacto fueron traducidas a coordenadas Cartesianas (x, y) de la proyección de Gall–Peters. Esta es una proyección ortográfica (es decir, conserva áreas respecto de la esfera), definida por

$$x = R\lambda \cos \alpha, \quad y = R \sin \varphi / \cos \alpha, \quad (2)$$

donde R es el radio del cuerpo (Iapetus), λ es la longitud, φ es la latitud y $\alpha = 45^\circ$. A continuación se realizó un histograma de todos los impactos tomando 18 celdas en y y 36 en x , para latitudes por debajo de los 57° . Finalmente se trazaron las curvas de nivel de este histograma, las que se muestran en la Figura 1.

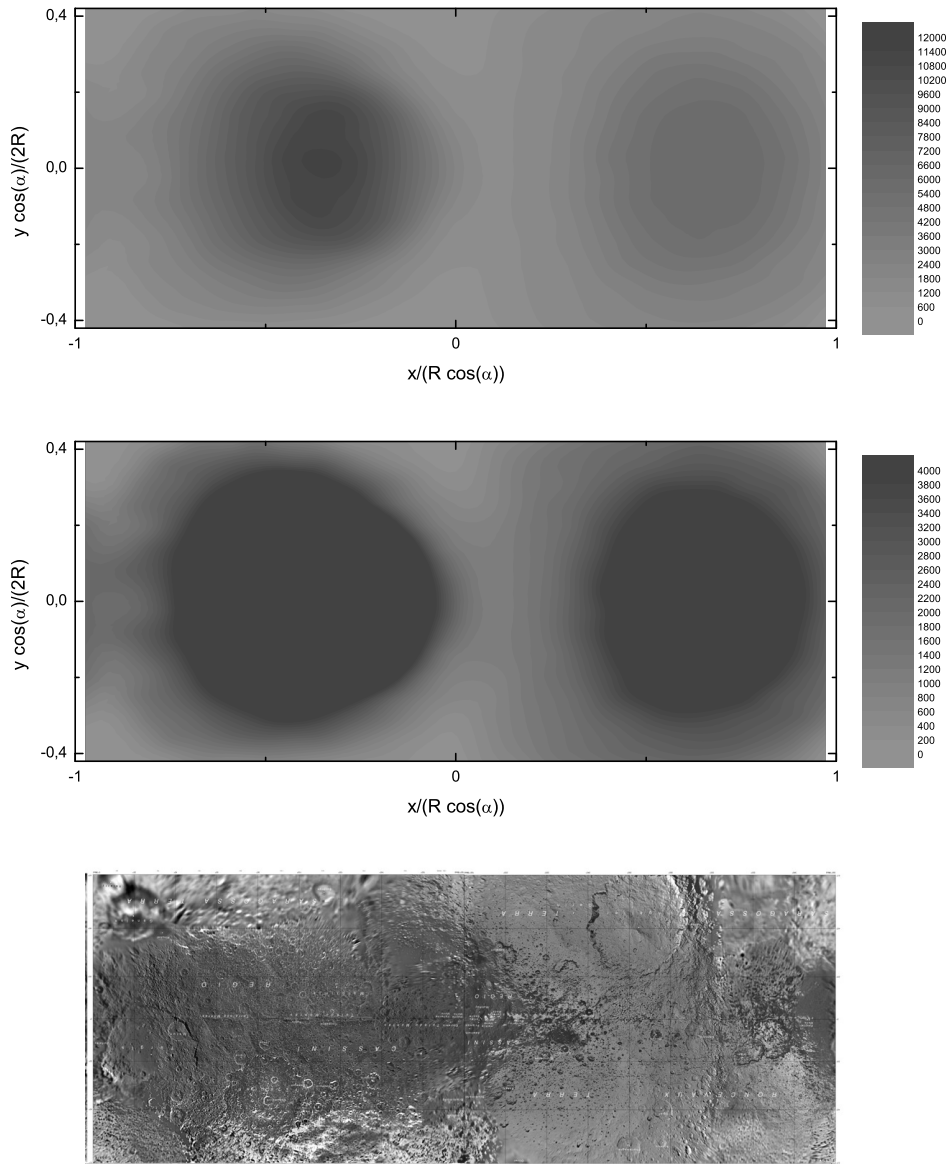


Figura 1. Curvas de nivel del histograma de impactos para umbrales de saturación de 12000 (arriba) y 4000 (centro) impactos por celda, y cartografía de Iapetus (abajo), ambos a la misma escala y en proyección de Gall–Peters.

5. Discusión y perspectivas

Como puede apreciarse en la Figura 1, las regiones oscuras de Iapetus son semejantes en forma, tamaño y posición, a las regiones de impacto de partículas de baja energía que ingresan al sistema Saturno–Iapetus desde el exterior, lo que

dá plausibilidad a una explicación dinámica de aquellas basada en la caída de polvo proveniente del anillo recientemente descubierto. Si bien esta semejanza dista de ser perfecta, sí puede explicar la activación del mecanismo de segregación térmica del hielo superficial propuesto por Tosi et al. (2010) en dichas regiones, contribuyendo a completar una explicación de la dicotomía de albedo. Por otra parte, la dicotomía de color podría deberse en forma directa a esta caída de polvo, ya que las propiedades espectrales del anillo de polvo y del material depositado sobre Iapetus son similares (Denk et al., 2010).

Debemos destacar que los resultados de este trabajo no pretenden dar una explicación completa y cuantitativa de la densidad de impactos de baja energía sobre Iapetus. En particular, la distribución uniforme de condiciones iniciales en energía, coordenadas y velocidades utilizada aquí, hace que las densidades de impactos mostradas en la figura 1 deban ser interpretadas como una “función de transferencia” de la superficie de sección Σ a la superficie de Iapetus. Para obtener una densidad de impactos realista, esta “función de transferencia” debería ser convolucionada con la distribución de energías, coordenadas y velocidades de ingreso reales de partículas provenientes del anillo. Sin embargo, esto requeriría formular modelos detallados del anillo mismo y de los mecanismos de transferencia desde éste hasta la órbita de Iapetus, de los que se carece al presente. Asimismo, deberían estudiarse los posibles efectos dinámicos de la excentricidad orbital de Iapetus ($e \sim 0,028$), la anesfericidad de Saturno y la posible influencia del Sol.

En el mismo sentido, es de esperar que luego de algún tiempo el oscurecimiento de la superficie debido al polvo depositado “sature”. En los histogramas de la Figura 1, la cantidad de impactos por celda a la que ello ocurra dependerá del flujo real de polvo a través de Σ , del tiempo acumulado de bombardeo y de la densidad de la grilla de condiciones iniciales en y , z , \dot{y} y \dot{z} . Por ello hemos presentado dos conjuntos de curvas de nivel, uno con umbral de saturación de 12000 impactos por celda (el máximo del histograma) y otro de 4000. Si la duración del bombardeo es larga, es de esperar que la situación real sea mejor aproximada por este último, lo que puede verificarse en la Figura 1.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba (Proyecto 05/B351).

Referencias

- Denk T, Neukum G, Roatsch T, Porco CC, Burns JA, Galuba GG, Schmedemann N, Helfenstein P, Thomas PC, Wagner RJ, & West RA. 2010, *Science* 327, 435.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., & Flannery, B.P. 1992, *Numerical Recipes* 2nd. Ed., Cambridge University Press, New York.
- F. Tosi, D. Turrini, A. Coradini, G. Filacchione, and the VIMS Team. 2010, *MNRAS* 403, 1113–1130.
- A.J. Verbiscer, M.F. Skrutskie & D.P. Hamilton. 2009, *Nature* 461, 1098–1100.

Parte X

Sistemas Extrasolares

PRESENTACIÓN ORAL

An Analytical approach for tidal migration of close-in planets

P. Benítez-Llambay¹ & C. Beaugé²

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba.*

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

Abstract. In this paper we present an analytical solution for the tidal equations developed by Ferraz-Mello et al. (2008) when the orbital inclination is zero (ie: orbital plane coincide with both ecuator). In particular, we analyze the equations governing the evolution of the semimajor axis and eccentricity of a close-in planet. We characterize the timescales for each element and compare the results. Both solutions are in good agreement with numerical integrations.

Resumen. En este artículo se presenta una solución analítica de las ecuaciones tidales desarrolladas por Ferraz-Mello et al. (2008) cuando la inclinación orbital es nula. En particular, se resuelven las ecuaciones que rigen la evolución del semieje y excentricidad de un planeta de corto período. Se estudian los tiempos de decaimiento de cada elemento orbital y se realiza una comparación entre la solución numérica y analítica. Se observa un buen acuerdo entre ambas.

1. Introduction

The close-in planets constitute an important sub-set of the exoplanets' population. In fact, from the ~ 500 exoplanets discovered (<http://exoplanet.eu>) so far, $\sim 32\%$ have periods below 10 days. This value for a Solar-type star is equivalent to a semimajor axis $a \sim 0.09$ UA. Due to the close proximity to the star ($a \sim 19 R_{\odot}$), these bodies undergo strong tidal forces, which generate significative changes in their orbital elements in relatively short timescales. Ferraz-Mello et al. (2008) derivated a general tidal theory assuming small excentricities and inclinations. In particular, they found the differential equations for the orbital elements of a planet undergoing tidal forces. Assuming a linear model for the lag generated in each body deformed, and assuming that the stellar rotation is small compared with the planetary mean motion, the authors obtained a set of equations which are valid in the case of close-in planets.

The aim of this paper is to present an analytic approximate solution for these equations, which allow a general study of the influence of tidal forces exerted on exoplanets. Also, we present expressions for the timescales involved in the variation of the orbital elements. We begin with the tidal equations in the same

form as Jackson et al. (2009), which are based in Ferraz-Mello et al. (2008) work. We will consider the case with zero inclination.

2. Tidal Model and Solution

According to Jackson et al. (2009):

$$\frac{\dot{a}}{a} = - \left[\alpha e^2 + \beta \left(1 + \frac{57}{4} e^2 \right) \right] a^{-13/2} \quad (1)$$

$$\frac{\dot{e}}{e} = -\varepsilon a^{-13/2} \quad (2)$$

where $\beta = (9R_*^5 M_p / 2Q'_*) \sqrt{G/M_*}$, a is the semimajor axis of the planet and e is the eccentricity. α and β are related by:

$$\frac{\alpha}{\beta} = 7 \left(\frac{Q'_*}{Q'_p} \right) \left(\frac{M_*}{M_p} \right)^2 \left(\frac{R_p}{R_*} \right)^5, \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{2} + \frac{225}{72} \beta \quad (3)$$

G is the gravitational constant, M the mass and R the radius. Subscripts $*$, p mean star and planet respectively. Q' is a parameter that measures the tidal efficiency.

Note that all the system physical parameters have a lower and upper bound which allow us to estimate lower bound for (3). Lower limit for α/β is:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} \right) \geq 7 \left[\left(\frac{Q'_*}{Q'_p} \right) \left(\frac{M_*}{M_p} \right)^2 \left(\frac{R_p}{R_*} \right)^5 \right]_{min} \sim 7 \left(\frac{10^6}{10^5} \right) \left(\frac{10^0}{10^{-2}} \right)^2 \left(\frac{10^5}{10^6} \right)^5 \sim 7 \quad (4)$$

In most interesting cases, $\alpha/\beta \gg 1$. If we define $\xi = \frac{13}{2} \left(\frac{\alpha/\beta + 57/4}{\alpha/\beta + 225/36} \right)$ then $\xi \sim 13/2$.

Substituting $a^{-13/2}$ from (2) into (1) we obtain an equation for $a(e)$, whose exact solution is:

$$a(e) = a_0 \left(\frac{e}{e_0} \right)^{\beta/\varepsilon} \exp \left[\frac{2}{13} \xi (e^2 - e_0^2) \right] \quad (5)$$

with $a_0 = a(e_0)$.

Introducing (5) in (2), we obtain an equation for $e(t)$. Assuming $\exp(\xi e^2) \simeq 1$ (this is true if $e \ll \sqrt{1/\xi} \sim 0.39$), integrating, and approximating $e^{13\beta/2\varepsilon} \simeq 1 + \frac{13\beta}{2\varepsilon} \ln e$, the solution can be expressed as:

$$e(t) = e_0 \exp \left[-a_0^{-13/2} \varepsilon \exp(\xi e_0^2) (t - t_0) \right] \quad (6)$$

Finally, this expression can be incorporated into (5) to give the explicit time variation of the semimajor axis:

$$\begin{aligned} a(t) &= a_0 \exp \left(-\frac{2}{13} \xi e_0^2 \right) \exp \left[\frac{2}{13} \xi e_0^2 \exp \left(-2a_0^{-13/2} \varepsilon \exp(\xi e_0^2) (t - t_0) \right) \right] \\ &\times \exp \left[-\beta a_0^{-13/2} \exp(\xi e_0^2) (t - t_0) \right] \quad \text{if } e \neq 0 \end{aligned} \quad (7)$$

When the eccentricity is zero, the differential equations (1)-(2) have a trivial solution. If we are only interested in long time migration when $e_0 \neq 0$, it is possible to set $e = 0$ and take into account the migration due to planetary tide. In other words, solve (1) and incorporate the tidal migration due to planetary tide ($e \neq 0$) through (5) taking $a(e = 0) = \bar{a}_0$. In this case, the solution is:

$$a(t) = \left[-\frac{13}{2}\beta(t - t_0) + \bar{a}_0^{13/2} \right]^{2/13}, \quad \bar{a}_0 = a_0 \exp\left(-\frac{2}{13}\xi e_0^2\right) \quad (8)$$

where e_0 is the initial eccentricity, which may be null. Note that we are implicitly assuming with the circularization is faster than migration (ie: $\bar{a}_0 \neq 0$, or $\xi e_0^2 \ll 13/2$, which was satisfied by our previous hypothesis). A more detailed analysis may be found in Rodríguez & Ferraz-Mello (2010). Expression (8) is numerically more stable than (7) for small eccentricities, small semimajor axis and long time evolution.

From (6) we obtain the characteristic timescale for the eccentricity:

$$\tau_e = a_0^{13/2} \exp(-\xi e_0^2) \varepsilon^{-1} \propto \varepsilon^{-1} \sim \alpha^{-1} \quad (9)$$

Therefore, the circularization time is strongly dependent on the planetary tide. If we consider $t \gg 1$, (7) adopts the form:

$$a(t) = a_0 \exp\left(-\frac{2}{13}\xi e_0^2\right) \exp\left[-\beta a_0^{-13/2} \exp(\xi e_0^2)(t - t_0)\right] \quad (10)$$

Note that (10) and (8) should describe similar curves, therefore the timescale for (8) is:

$$\tau_a = a_0^{13/2} \exp(-\xi e_0^2) \beta^{-1} \propto \beta^{-1} \quad (11)$$

which depends only on stellar tides.

3. Numerical vs Analytical

In figure (1) we compare the numerical solution (ie, solution obtained with a numerical integrator, in this case with a Runge-Kutta method) and analytical solution (6),(7) and (8). Physical parameters are $M_* = M_\odot$, $R_* = R_\odot$, $Q_* = 10^6$, $M_p = 1 M_J$, $R_p = R_J$ and $Q_p = 10^4$. The initial semimajor axis is $a_0 = 0.1$ AU and initial eccentricity is $e_0 = 0.1$. There is a good agreement between both solutions. Figure (2) shows the differences between numerical and analytical solutions. Differences in semimajor axis are very small even for very long timescales. The error in eccentricity is also very small. We can see that (8) reproduce correctly the behavior of the complete system although migration due to planetary tides is taken into account only through a shift on initial semimajor axis.

4. Conclusion

We presented an approximated analytical solution for the tidal differential equations (Ferraz-Mello et al. 2008, Jackson et al. 2009), which are valid in a wide

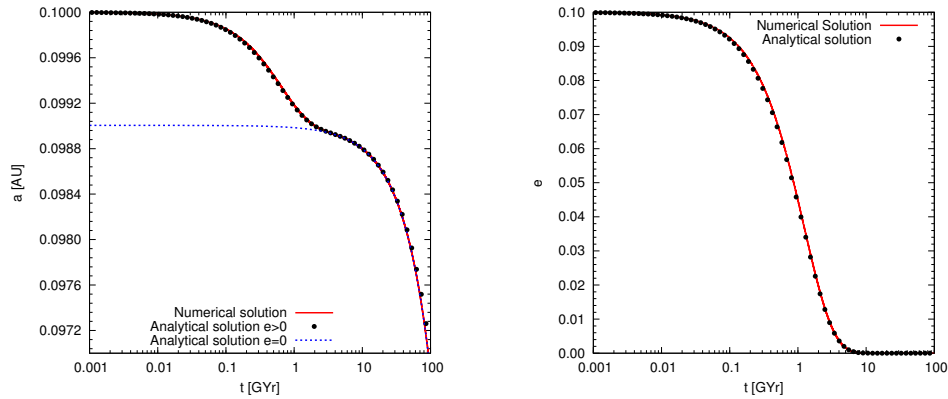


Figure 1. A plot that show numerical and analytical solutions for (1)-(2). Blue curve represent the solution (8). There is a good agreement between both solutions. Note that blue curve is a very good description for the behavior of semimajor axis for long time migration.

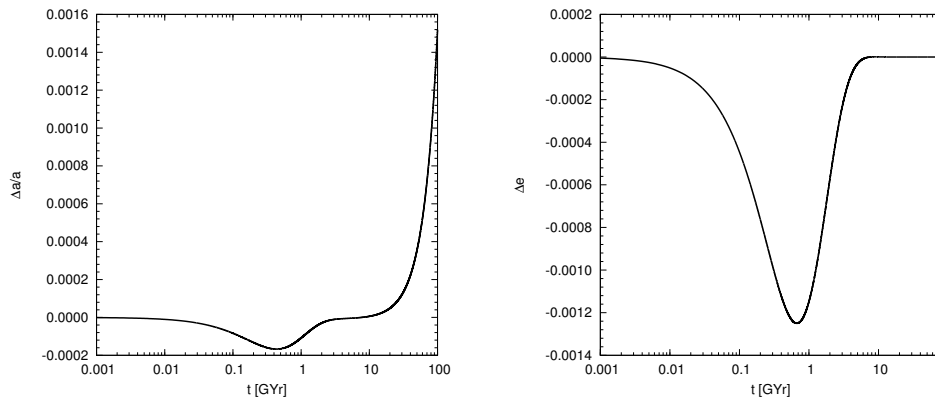


Figure 2. A plot that show difference between analytic solution and numerical solution for the semimajor axis and eccentricity. The error is very small in both elements.

range of parameters ($\alpha/\beta \gg 1$). We established in a transparent way the timescales involved in tidal theory when inclination is zero, eccentricity is small and planets are close-in. We have seen with numerical solution is very close to analytical solution. Advantages of this model are the wide range of applicability and simple expressions, which allow to show easily the timescales involved in tidal evolution.

References

- Ferraz-Mello, S., Rodríguez, A., and Hussmann, H. 2008, CMDA 101,171.
 Jackson, B., Barnes, B., Greenberg, R. 2009, ApJ, 698, 1357.
 Rodríguez A., Ferraz-Mello, S., 2010 EAS publication series 42, 411

PRESENTACIÓN MURAL

Metalicidad de estrellas con exoplanetas y discos de polvo

R. Petrucci^{1,5}, C. Saffe^{2,3,5} & E. Jofré^{4,5}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra, y del Espacio (ICATE)*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan*

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

(5) *CONICET*

Abstract. We present an uniform comparison among three different kind of objects: cool-Jupiter exoplanet host-stars, stars with dust disks and exoplanet host-stars with dust disks. The goal of this contribution was to determine why stellar objects originally surrounded by planetesimals evolve to different final configurations, from stars with planets to stars with debris disks.

Resumen. Realizamos una comparación uniforme de las metalicidades de tres grupos de objetos diferentes: estrellas con planetas del tipo Júpiter frío, estrellas con discos de polvo y estrellas que poseen tanto planetas como discos de polvo. El objetivo de esta contribución fue el de indagar sobre los motivos por los cuales objetos estelares que originalmente son circundados por planetesimales, evolucionan hacia configuraciones finales distintas, que van desde estrellas con compañeras de masa planetaria hasta estrellas rodeadas por discos de partículas sólidas.

1. Introducción

Hasta la fecha se han encontrado en la secuencia principal unas 400 estrellas con discos de polvo (o análogos del Cinturón de Kuiper), casi 500 estrellas con uno o más planetas, y aproximadamente 20 objetos que presentan ambos. Estos hechos dieron lugar al surgimiento y desarrollo de teorías que pudieran explicar tanto el origen de los discos de polvo como el origen de los planetas. Para el primer caso, actualmente se asume que es la erosión o colisión de planetesimales (Backman & Paresce 1993) la que genera los discos análogos del Cinturón de Kuiper, mientras que en el segundo caso la teoría más aceptada corresponde al modelo de acreción de núcleos de Pollack et al. (1996) que indica que los planetas surgen de la fusión de planetesimales. Luego, porqué estrellas con planetas y discos de polvo han evolucionado hacia configuraciones finales distintas si ambas poseen un antecesor común? En el año 2007 Greaves et al. postularon que la masa total de metales en el disco primordial de una estrella es el principal factor para determinar cuál será su configuración final. Las hipótesis básicas de este modelo son que la metalicidad

es una cantidad originalmente común a la estrella y su disco, y que un número mayor de metales en el disco primordial implica un crecimiento planetario más efectivo. Es decir que, a medida que la cantidad de metales en el disco primordial disminuye, se generan distintos escenarios: a) estrellas con “Júpiteres calientes”, b) estrellas con “Júpiteres fríos”, c) sistemas con planetas gigantes y disco, d) objetos con discos de polvo y e) estrellas aisladas. Según el modelo de Pollack, en el caso a) un número elevado de metales como carbono, hierro, etc, favorece un crecimiento rápido de planetesimales que posteriormente se fusionan formando núcleos planetarios. Cuando estos núcleos acretan una envoltura gaseosa y dan origen a una atmósfera, se convierten en planetas gigantes gaseosos. Finalmente, las interacciones con el material del disco dan lugar al fenómeno de migración que los ubica a distancias de la fuente central menores a 0,1 UA, originando planetas del tipo Júpiter caliente. En el caso de los Júpiteres fríos, el disco presenta un número de metales inferior al del caso a); los planetas se forman más lentamente, de modo que migran mucho menos y se ubican a distancias mayores de la fuente central. En la situación c) solo una fracción del material en el disco es convertida en planetas. En el caso d) se originan principalmente planetesimales; mientras que en el caso e) no queda material alrededor de la estrella. Basándonos en esta teoría, comparamos las distribuciones de metalicidad de distintos grupos de objetos de secuencia principal para determinar si existen o no diferencias significativas entre ellas.

2. Objetos seleccionados y determinación de metalicidades

Seleccionamos un total de 34 objetos pertenecientes a tres categorías distintas. 12 corresponden al grupo de estrellas con discos de polvo, 13 a la muestra de estrellas de secuencia principal que albergan al menos un planeta del tipo Júpiter frío detectado con la técnica Doppler, y 9 al grupo de objetos que presentan discos y planetas simultáneamente. Las observaciones fueron realizadas en el CASLEO con el telescopio “Jorge Sahade” de 2,15 m y el espectrógrafo echelle de banco EBASIM durante octubre de 2008 y febrero y marzo de 2009. Todos los espectros cubrieron un rango aproximado en longitud de onda de 3830 a 5870 Å, y fueron corregidos por bias, flat y llevados a una dimensión con las tareas del paquete de programas IRAF. Para cada objeto de la muestra obtuvimos su temperatura y logaritmo de la gravedad superficial a través de la calibración de Napiwotzki et al. (1993) que requirió la fotometría Strömgren $ubv\gamma\beta$ de cada estrella. Con el programa ATLAS9 (Kurucz 1970) y asumiendo inicialmente una metalicidad solar, calculamos modelos de atmósfera acordes a los parámetros fundamentales determinados (Teff y log g). Medimos los anchos equivalentes de las líneas de absorción de interés (véase “Selección de líneas espectrales”) que no presentaban “blends” por medio del código ARES desarrollado por Sousa et al. (2007). Finalmente, a partir del modelo de atmósfera calculado y los anchos equivalentes medidos, ejecutamos el programa WIDTH9 (Kurucz 1970) y determinamos la abundancia de Fe de cada estrella de la muestra.

2.1. Selección de líneas espectrales

Para las estrellas tempranas utilizamos un total de 52 líneas de FeI y 24 de FeII que fueron empleadas por Qiu et al. (2001) para determinar las abundancias de

diversos elementos químicos presentes en Vega, la cual se caracteriza por presentar un disco de polvo. Por otra parte, para los objetos con planetas escogimos un total de 142 líneas de FeI y 16 de FeII que fueron utilizadas por Sousa et al. (2008) para derivar la metalicidad de un total de 451 estrellas de tipo FGK.

3. Resultados

En la Figura 1 presentamos las distribuciones de metalicidad de los objetos pertenecientes a cada grupo. Tomando como referencia una metalicidad solar de cero ($[\text{Fe}/\text{H}]=0$), los valores de la mediana correspondientes a cada distribución fueron de: -0,16 dex para las estrellas con discos, 0,13 dex para las que albergan planetas del tipo Júpiter frío y 0,11 dex para las que poseen discos y planetas simultáneamente. Los resultados de la prueba de Kolmogorov-Smirnov indican que existe una probabilidad de 0.01 % de que las distribuciones de metalicidad de las estrellas con planetas y de las estrellas con discos de polvo, representen a la misma población, mientras que para los grupos de objetos con y sin discos que poseen una compañera de masa planetaria, la probabilidad de que pertenezcan a la misma población es del 94 %. Esto concuerda con el hecho actualmente aceptado de que la gran mayoría de los planetas del tipo de Júpiter se forma en sistemas ricos en metales. No obstante, de la Figura 1, también debemos notar que la frecuencia de objetos con baja metalicidad que poseen compañeras planetarias no es nula, lo cual confirma que la formación de planetas no toma lugar únicamente en nubes protoplanetarias ricas en metales.

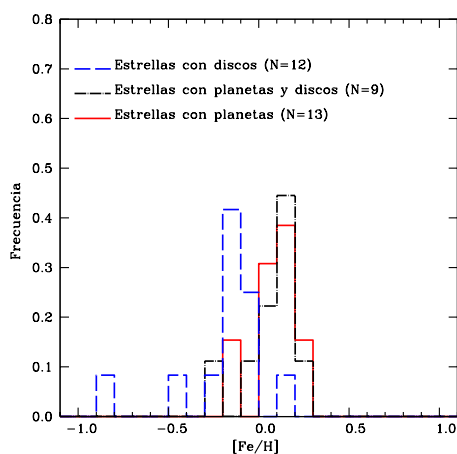


Figura 1. Comparación entre las distribuciones de metalicidad de los distintos grupos de objetos.

4. Conclusión

Los valores de mediana de los dos grupos de estrellas con planetas (con y sin discos), nos indican que se trata de muestras ricas en metales (0,13 y 0,11 dex). Para el grupo de las estrellas con discos de polvo, el valor de la mediana es de

-0,16 dex, similar a lo obtenido para las estrellas de la Vecindad Solar, lo cual señala que ésta es una muestra pobre en metales en comparación con la muestra de objetos que poseen compañeras planetarias. Estos resultados acuerdan con el escenario propuesto por Greaves et al. (2007) y por ende con el modelo de acreción de núcleos de Pollack et al. (1996). Es decir, por un lado, nuestra muestra de estrellas que albergan planetas del tipo Júpiter frío es la que presenta la metalicidad promedio más alta. Luego, aunque con una metalicidad sutilmente inferior, se encuentra la muestra de estrellas con planetas y discos análogos del Cinturón de Kuiper, y finalmente el grupo de estrellas con discos que poseen la abundancia de Fe más pequeña. En este sentido, la teoría de Pollack explica que si el disco primordial presenta un alto contenido de metales, entonces los planetesimales se fusionan rápidamente formando núcleos planetarios. Cuando estos núcleos son lo suficientemente masivos, acretan una atmósfera convirtiéndose en planetas gigantes gaseosos. Si todo este proceso toma lugar rápidamente entonces habrá suficiente gas en el disco para permitir que los planetas recién formados migren hacia las cercanías (distancias $< 0,1$ UA) de la estrella convirtiéndose en Júpiteres calientes. Así mismo, cuanto menor sea el contenido de metales, más lento será el crecimiento de planetesimales y por lo tanto transcurrirá un lapso de tiempo mayor para que se formen los planetas, durante el cual una gran parte del gas presente en el disco se habrá disipado, impidiendo que los gigantes recién formados migren hasta distancias tan próximas de la estrella, transformándose entonces en Júpiteres fríos. Si la metalicidad es menor aún, el crecimiento de planetesimales se producirá tan lentamente que parte de ellos o bien todos no llegarán a formar planetas. Por último, notamos que todos los resultados enunciados se basan en muestras de objetos relativamente pequeñas, por lo cual sólo son tendencias iniciales a confirmar a partir de un mayor número de estrellas.

Referencias

- Backman, D.E. & Paresce, F., 1993, in "Protostars and Planets III", ed. Levy, Lunine, Mathews (Tucson: Univ. Arizona Press).
- Greaves, J. S., Fischer, D. A., Wyatt, M. C., Beichman, C. A. & Bryden, G., 2007, MNRAS 378, L1
- Kurucz, R. L., 1970, "ATLAS: A computer program for calculating model stellar atmospheres", SPECIAL REPORT 309, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge
- Napiwotzki, R., Schoenberner, D. & Wenske, V., 1993, A&A 268, 653
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M. & Greenzweig, Y., 1996, Icarus 124, 62
- Qiu, H. M., Zhao, G., Chen, Y. Q. & Li, Z. W., 2001, ApJ 548, 953
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M. & Monteiro, M. J. P. F. G., 2007, A&A 469, 783
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., Udry, S., Casagrande, L., Israelian, G., Pepe, F., Queloz, D. & Monteiro, M. J. P. F. G., 2008, A&A 487, 373

PRESENTACIÓN MURAL

Correlación planeta-metalicidad en estrellas de secuencia principal y subgigantes

E. Jofré¹, C. Saffe^{2,3} & R. Petrucci⁴

(1) *Observatorio Astronómico - UNC*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales - UNSJ*

(3) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio*

(4) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio*

Abstract. We present an uniform metallicity determination for a sample of 39 main-sequence (including 22 exoplanet host) and 18 subgiant stars (including 8 exoplanet host), by using high-resolution and S/N spectra obtained with the spectrographs EBASIM (CASLEO) and HARPS (ESO). Our analysis confirm the exoplanet host-stars metallicity excess, not only in the main sequence but also in the subgiant stars. All of this, along with the lack of correlation between the stellar metallicity and stellar/planetary parameters, support the primordial hypothesis as the origin of the exoplanet host-stars metallicity excess.

Resumen. Presentamos una determinación uniforme de metalicidades para una muestra de 39 estrellas de secuencia principal (incluyendo 22 con planetas) y 18 subgigantes (incluyendo 8 con planetas), utilizando espectros de alta resolución y S/N obtenidos con los espectrógrafos EBASIM de CASLEO y HARPS de la ESO. Nuestro análisis confirma el exceso de metalicidad de las estrellas con planetas, tanto en las estrellas de secuencia principal como en las subgigantes. Esto último junto con la falta de correlación de la metalicidad estelar con parámetros estelares y planetarios favorece a la hipótesis primordial como origen del exceso en metalicidad de las estrellas con planetas.

1. Origen primordial vs. Auto-enriquecimiento químico

Estudios espectroscópicos de las estrellas con planetas (ECP) han mostrado que éstas tienen un exceso en metalicidad respecto de sus contrapartes sin planetas detectados (Fischer & Valenti 2005, Santos et al. 2005). Existe bastante discusión en la literatura acerca de cuál es el mecanismo físico detrás de esta correlación planeta-metalicidad: ¿es la metalicidad la causa de la presencia de planetas o son los planetas la causa de la alta metalicidad? La primera de estas hipótesis (origen primordial) establece que las ECP se forman en nubes moleculares primigenias de alta metalicidad, por lo que la estrella sería rica en metales a lo largo de todo su radio. En la segunda, llamada hipótesis de acreción, el exceso de metalicidad proviene de la acreción de material rico en metales sobre la atmósfera estelar por lo que la alta metalicidad se confinaría sólo a su zona convectiva superficial

(ZC). Puesto que la ZC actúa como medio de dilución del material acregado y disminuye con el aumento de la masa estelar, varios autores han buscado una tendencia entre la metalicidad y el tamaño de la ZC, tanto en estrellas de secuencia principal (Laughlin 2000, Fischer & Valenti 2005) como en subgigantes (Fischer & Valenti 2005, Murray et al. 2001), sin llegar a un acuerdo absoluto, quedando ambas hipótesis con un cierto apoyo. Motivados por este debate, analizamos la metalicidad de estrellas de secuencia principal y subgigantes con y sin planetas detectados con el objeto de confrontar estas hipótesis.

2. Observaciones y mediciones de metalicidad

Nuestra muestra incluye 39 estrellas de secuencia principal (22 con planetas) y 18 subgigantes (8 con planetas), que fueron seleccionadas tanto de la Enciclopedia de Planetas Extrasolares como de las muestras de control de los distintos grupos que realizan búsqueda de planetas evitando así efectos de selección. La medición uniforme de metalicidades se llevó a cabo con el código WIDTH9 (Kurucz 1970) utilizando modelos de atmósferas estelares ATLAS9 (Kurucz 1970) apropiados para cada estrella y los anchos equivalentes de ~ 150 líneas “estables” de Fe (Sousa et al. 2008) medidos con la rutina automática ARES (Sousa et al. 2007) a partir de espectros de alta resolución y S/N. Los espectros fueron obtenidos con el espectrógrafo EBASIM (R=38000) + telescopio de 2.15m de CASLEO y el espectrógrafo HARPS (R=120000) + telescopio de 3.6m de la ESO.

3. Análisis de las metalicidades en estrellas con y sin planetas

En la Figura 1(a) mostramos las distribuciones de $[\text{Fe}/\text{H}]$ para las estrellas de secuencia principal con y sin planetas. La distribución de ECP, con una mediana de 0.25 dex, está claramente desplazada en ~ 0.30 dex hacia metalicidades más altas respecto de la distribución de su contraparte sin planetas, la cual posee una mediana de -0.06 dex. Una prueba de Kolmogorov-Smirnov (KS), revela que estas dos muestras tienen una probabilidad de sólo 0.1% de pertenecer a la misma población. En el caso de las subgigantes mostrado en la Figura 1(b), la distribución de ECP también muestra un desplazamiento, aunque algo menor (0.14 dex), respecto a su contraparte sin planetas. La distribución de ECP posee una mediana de 0.20 dex mientras que la distribución de estrellas sin planetas posee una mediana de 0.06 dex y, de acuerdo a la prueba KS, la probabilidad de que ambas muestras pertenezcan a la misma población es del 11%. Los altos valores de metalicidad encontrados en subgigantes con planetas sugieren que probablemente pertenezcan a la misma población que estrellas de secuencia con planetas (probabilidad del 65% según la prueba KS). Por otro lado, en la Figura 1(c) graficamos $[\text{Fe}/\text{H}]$ en función de la temperatura efectiva (T_{eff}) para estrellas de secuencia principal. Un ajuste a los datos con un polinomio de primer orden (no mostrado en la figura) resultó con pendiente cero, indicando una falta de correlación entre $[\text{Fe}/\text{H}]$ y T_{eff} . Este tipo de gráficos en estrellas de secuencia principal, como prueba en contra de la acreción, ha sido recientemente puesto en duda (Vauclair 2004; Pasquini et al. 2007) debido a la incerteza de la variación real del tamaño de la ZC en estrellas enanas y a la posible existencia de mecanismos extra de mezclado que diluirían cualquier variación detectable de la

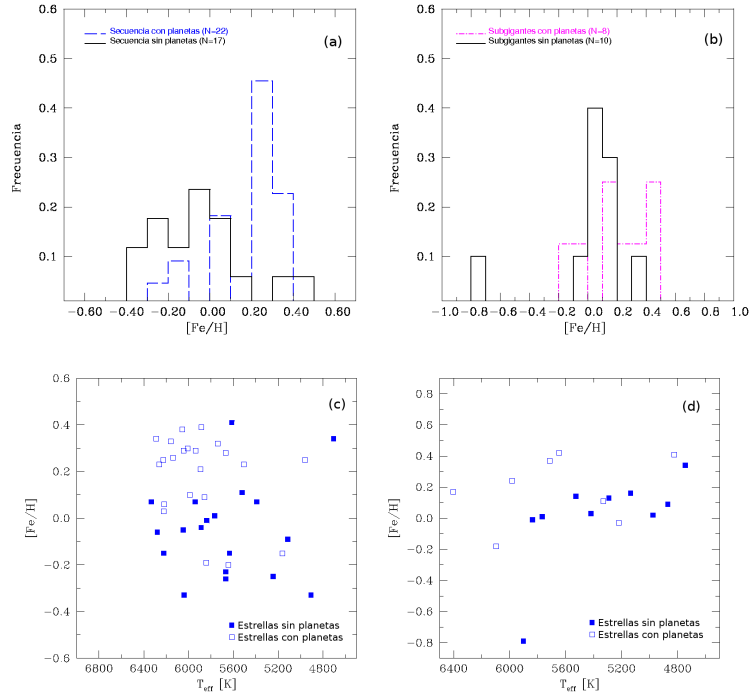


Figura 1. Distribuciones de metalicidad en estrellas de secuencia principal y subgigantes (paneles (a) y (b) respectivamente). Paneles (c) y (d): Metalicidad en función de T_{eff} para estrellas de secuencia y subgigantes respectivamente.

metalicidad con la T_{eff} . Sin embargo, al analizar estrellas evolucionadas como las subgigantes con masas ligeramente superiores a las estrellas de tipo solar, el efecto de la variación de $[Fe/H]$ hacia T_{eff} mayores, sería más detectable, sobre todo al observar a ambos lados de la laguna de Hertzsprung, esto es antes y después de que la ZC se profundice. No obstante, al graficar $[Fe/H]$ vs. T_{eff} para nuestras subgigantes (Figura 1(d)), tampoco encontramos una correlación evidente.

4. Otras tendencias de metalicidad

Se piensa que planetas de corto período han experimentado una migración significativa “hacia adentro” acompañada de una fuerte acreción de material sobre la estrella, por lo que sus estrellas huéspedes deberían mostrar un mayor grado de metalicidad respecto de las estrellas que poseen planetas en órbitas más amplias, las cuales habrían experimentado una menor migración. En las Figuras 2(a) y 2(b) analizamos $[Fe/H]$ como función del período y excentricidad orbital para planetas alrededor de estrellas de secuencia principal y subgigantes. Los puntos unidos corresponden a sistemas multiplanetarios. Incluso planetas de largo período y baja excentricidad orbitan alrededor de estrellas de secuencia y subgigantes ricas en metales.

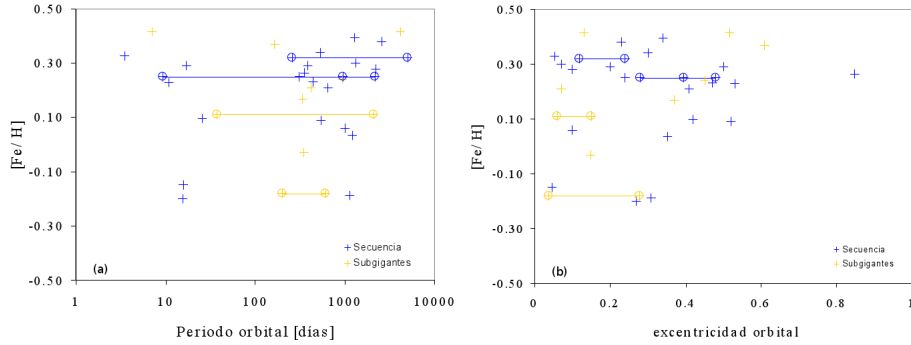


Figura 2. (a) Metalicidad estelar en función del período orbital y (b) en función de la excentricidad orbital.

5. Conclusiones

A partir de una determinación uniforme de metalicidades espectroscópicas para 39 estrellas de secuencia principal y 18 subgigantes, pudimos confirmar la correlación planeta-metalicidad en estrellas de secuencia y subgigantes. Una prueba KS muestra que la distribución de las subgigantes con planetas es consistente con la de las estrellas de secuencia principal con planetas, y ambos grupos poseen alta metalicidad respecto a sus contrapartes sin planetas. Este último resultado sumado a la falta de tendencias de la metalicidad estelar con parámetros orbitales y estelares, confirman los obtenidos por otros autores (Fischer & Valenti 2005, Santos et al. 2005) los cuales favorecen a la hipótesis primordial por sobre la del auto-enriquecimiento químico. Sin embargo, los resultados obtenidos en el caso de las estrellas gigantes (Pasquini et al. 2007), favorecen por su parte a la hipótesis de auto-enriquecimiento, lo cual muestra que el origen de la alta metalicidad en ECP no está resuelto y requerirá continuar con las determinaciones precisas de metalicidad en grandes muestras de estrellas con y sin planetas.

Referencias

- Fischer, D. & Valenti, J., 2005, *ApJ*, 622, 1102
 Kurucz, R., 1970, "ATLAS: A computer program for calculating model stellar atmospheres", SPECIAL REPORT 309, SAO, Cambridge
 Laughlin, G., 2000, *ApJ*, 545, 1064
 Murray, N., Chaboyer, B., Arras, P., Hansen, B., Noyes, R., 2001, *ApJ*, 555, 801
 Pasquini, L., Döllinger, M., Weiss, A., Girardi, L., Chavero, C., Hatzes, A. P., da Silva, L., Setiawan, J., 2007, *A&A*, 473, 979
 Santos, N., Israelian, G., Mayor, M., Bento, J., Almeida, P., Sousa, S., Ecuivillon, A., 2005, *A&A*, 437, 1127
 Sousa, S., Santos, N., Israelian, G., Mayor, M., Monteiro, M., 2007, *A&A*, 469, 783
 Sousa, S., Santos, N., Mayor, M., et al., 2008, *A&A*, 487, 373

PRESENTACIÓN MURAL

Metalicidad de estrellas gigantes con planetas

E. Jofré¹ & C. Saffe^{2,3}

(1) *Observatorio Astronómico - UNC*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales - UNSJ*

(3) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio*

Abstract. We present an homogeneous metallicity determination for 31 giant stars (including 5 exoplanet host) to confirm recent results that stablish the metallicity of this kind of objects could depend on the spectral line list and therefore it could be the responsable for overestimating or subestimating the metallicity of these objects (Santos et al. 2009). Furthermore, we compare the giant stars metallicity distribution with a 22 main-sequence exoplanet host-stars's and analyze our results in the context of the most important hypothesis that explain the high metal content of main-sequence stars with giant planets.

Resumen. Presentamos una determinación homogénea de metalicidades correspondiente a 31 estrellas gigantes (incluyendo 5 que albergan planetas) con el objetivo de verificar los recientes resultados que establecen que la metalicidad de este tipo de objetos podría depender de la lista de líneas espectrales utilizada y por lo tanto haber llevado a distintos grupos a subestimar o sobreestimar la metalicidad para este tipo de objetos (Santos et al. 2009). Además, comparamos la distribución de metalicidad de las estrellas gigantes con la obtenida para 22 estrellas de secuencia principal con planetas y analizamos los resultados en el marco de las hipótesis más importantes que explican el alto contenido metálico de las estrellas enanas que albergan planetas gigantes.

1. Introducción

Algunos estudios recientes (Pasquini et al. 2007, Takeda et al. 2008) muestran que las estrellas gigantes con planetas (EGCP) tienen la misma distribución de metalicidad que aquellas sin planetas. Este resultado, aunque controvertido, es una de las pruebas más importantes a favor de la hipótesis de auto-enriquecimiento químico o acreción y se explica en base a las variaciones en el tamaño de la zona convectiva estelar (ZC). Debido a la relativamente delgada ZC de las estrellas en la secuencia principal, los metales son mezclados sólo en una pequeña fracción de la misma (~ 0.02 Msol para una estrella de tipo solar). Sin embargo, durante la fase de gigante esta fracción puede incrementarse hasta cerca de 35 veces, por lo que la mezcla más eficiente diluye el exceso de metales a los valores primordiales. Si el exceso en metalicidad de las estrellas de secuencia principal con planetas estuviera sólo en su ZC, como supone la

hipótesis de acreción, entonces esta alta metalicidad sería fácilmente disminuía en la fase de gigante, pero si su origen fuera primordial, las EGCP deberían seguir siendo ricas en metales. De hecho, Hekker & Melendez (2007) establecen por el contrario, que existe un exceso de metalicidad en las EGCP de 0.13 dex con respecto a las sin planetas. Por otro lado, Santos et al. (2009) analizando las abundancias químicas de gigantes y enanas de secuencia en cúmulos abiertos establecen que las metalicidades de las estrellas gigantes parecen depender de la lista de líneas espectrales de hierro (Fe) usada, por lo que las metalicidades obtenidas por Pasquini et al. podrían haber sido subestimadas llevando a una falta espuria de EGCP ricas en metales. En este trabajo evaluamos la metalicidad de estrellas gigantes usando dos listas de líneas diferentes con el objeto de ver su impacto en las distribuciones de metalicidad de las estrellas gigantes.

2. Observaciones y medición de abundancias del hierro

La muestra incluye 31 estrellas gigantes (5 que albergan planetas) y 22 estrellas de secuencia principal con planetas. Todas ellas seleccionadas tanto de la Enciclopedia de Planetas Extrasolares como de las muestras de control obtenidas por los distintos grupos que realizan búsqueda de exoplanetas (da Silva et al. 2006) evitando así efectos de selección. Para la medición de abundancias espectroscópicas trabajamos con espectros de alta resolución y S/N (>150) obtenidos con el espectrógrafo de banco EBASIM (R=38000) de CASLEO, para 27 objetos, mientras que para los 32 restantes se utilizaron espectros HARPS (R=120000) de la base de datos de la ESO. El cálculo de las metalicidades se llevó a cabo utilizando el código WIDTH9 (Kurucz 1970) para el cual empleamos modelos de atmósferas estelares ATLAS9 (Kurucz 1970) apropiados para cada estrella y los anchos equivalentes (EWs) correspondientes a la lista de líneas espectrales de Fe dada por Sousa et al. (2008) (S08 en adelante) y la lista dada por Hekker & Melendez (2007) (HM07 en adelante). La lista S08, de ~ 300 líneas, fue optimizada para el estudio de estrellas enanas de secuencia, mientras que la lista HM07 fue cuidadosamente elegida para el análisis de estrellas gigantes evitando los “blends” con líneas de CN (Melendez & Barbuy 1999) y comprende sólo 26 líneas de Fe.

Al utilizar la lista S08, las metalicidades fueron, en promedio, sobreestimadas por $\langle [Fe/H]_{S08} - [Fe/H]_{HM07} \rangle = 0.06$ dex; efecto que fue aún más notorio para objetos de alta metalicidad y para las estrellas gigantes más frías y de menor gravedad superficial de la muestra. Este hecho podría estar relacionado con que las gigantes (frías) tienen mayores velocidades de micro y macroturbulencia (Gray 1992) y con las miles de líneas moleculares (CN, C2, CH, MgH) que contribuyen a su espectro óptico (Coelho et al. 2005). Estos efectos llevan a un “blending” más intenso que para las enanas de secuencia principal, lo cual implica una estimación más pobre de la posición del continuo cuando se miden los EWs de la lista de líneas S08, siendo este efecto incluso mayor en estrellas de alta metalicidad (líneas de mayores EWs).

3. Distribuciones de $[Fe/H]$ calculadas con las listas HM07 y S08

En la Figura 1a se puede ver que las distribuciones de $[Fe/H]$, calculados con la lista HM07, correspondientes a estrellas gigantes con y sin planetas se superponen, siendo la mediana de 0.02 dex ($\sigma=0.19$) para estrellas sin planetas y de 0.0 dex ($\sigma=0.24$ dex) para estrellas con planetas. La prueba Kolmogorov-Smirnov (KS) aplicada a este caso revela que la probabilidad de que ambas muestras pertenezcan a la misma población es del 99.8%. De aquí, concluimos que no hay diferencias esenciales en la distribución de metalicidad de estrellas gigantes con y sin planetas calculada con la lista HM07, lo cual marca un gran contraste a lo que sucede en el caso de estrellas de secuencia y subgigantes. Por otra parte, en la Figura 1b mostramos la distribución de metalicidades para estrellas gigantes con y sin planetas, obtenida con la lista S08. También en este caso ambos histogramas se superponen, pero existen algunas diferencias respecto a los de la Figura 1a. La distribución de estrellas sin planetas muestra una expansión hacia valores más altos de metalicidad, en la que el límite superior pasa de +0.3 dex a +0.6 dex, obteniendo una mediana de 0.08 ($\sigma=0.13$ dex). Por otro lado, la distribución de metalicidades de las EGCP calculadas con la lista S08 también se dispersa ligeramente hacia valores mayores pero sigue habiendo objetos con metalicidades muy bajas en el rango de -0.4 a -0.5 dex. Más aún, es remarcable que la mediana de las estrellas con planetas disminuye a -0.07 dex ($\sigma=0.33$ dex), es decir, menor que la mediana calculada con la lista HM07. Sin embargo, la probabilidad de que ambas muestras pertenezcan a la misma población según la prueba KS se mantuvo casi igual (97%).

Santos et al. (2009) al trabajar con la lista S08, no sólo predice que se sobreestimarían los valores de $[Fe/H]$ para objetos pobres en metales, sino que también se subestimaría el valor de $[Fe/H]$ para cualquier gigante de alta metalicidad, tal como vemos que podría ser el caso de las estrellas gigantes con planetas. Sin embargo, aún habiendo utilizado una lista de líneas espectrales apropiada para el caso de gigantes (HM07), no encontramos una diferencia notable entre el grupo de estrellas gigantes con y sin planetas.

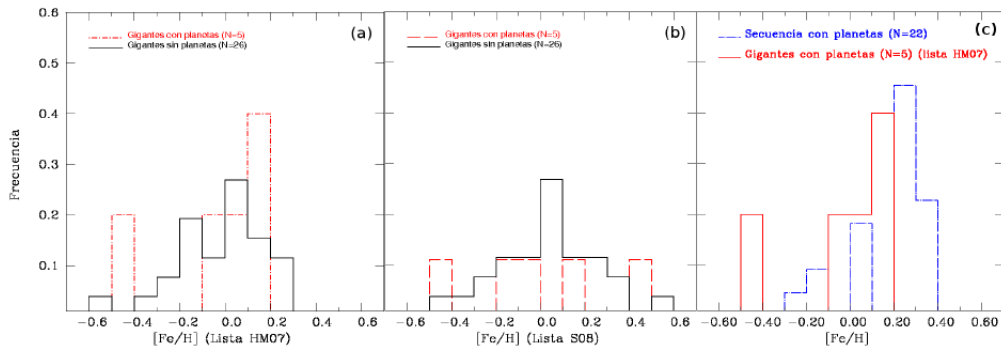


Figura 1. (a) Distribuciones de metalicidad para estrellas con y sin planetas usando la lista de líneas HM07. (b) Usando la lista S08. (c) Distribuciones de metalicidad en estrellas de secuencia principal y gigantes con planetas.

Por otro lado, en la Figura 1c graficamos las distribuciones de metalicidad de estrellas de secuencia principal y gigantes con planetas (con la lista HM07). La distribución de las EGCP está desplazada por ~ 0.30 dex hacia metalicidades más bajas. La prueba KS indica que la probabilidad de que ambas muestras pertenezcan a la misma población es del 2.28%. De aquí, es posible establecer provisoriamente que las estrellas gigantes con planetas se distribuyen de manera diferente de las estrellas de secuencia principal con planetas.

4. Conclusiones

El análisis de las metalicidades de las estrellas gigantes determinadas a partir de dos listas diferentes de líneas, HM07 y S08, confirma los resultados obtenidos por Santos et al. (2009): las metalicidades de las estrellas gigantes parecen depender de la lista de líneas usada. La mediana de la distribución para las EGCP resultó más baja utilizando la lista S08 (-0.07 dex) que para el caso calculado con HM07 (0.0 dex), mientras que la mediana de las estrellas sin planetas resultó más alta usando la lista S08 (0.08 dex) que usando la lista HM07 (0.02 dex). Así, el uso de una lista no apropiada para trabajar con gigantes sobreestimaría la metalicidad para objetos pobres en metales y subestimaría la metalicidad de objetos ricos en metales, lo que podría haber llevado a no obtener una correlación planeta-metalicidad en trabajos recientes que abordaron este tema (Pasquini et al. 2007; Takeda et al. 2008). Sin embargo, aún calculando metalicidades con la lista HM07, no encontramos evidencias que muestren que la distribución de metalicidades de las EGCP difiera de la correspondiente a estrellas gigantes sin planetas detectados. Estos resultados implican una prueba en favor de la hipótesis de acreción. No obstante, son sólo resultados provisionarios debido al escaso número de EGCP observado. Esperamos en el futuro obtener abundancias de Fe para mayor cantidad de esta clase de objetos, a medida que los distintos programas de búsqueda incrementen el número de candidatos positivos.

Referencias

- Coelho, P., Barbuy, B., Melendez, J., Schiavon, R. P., Castilho, B. V., 2005, *A&A*, 443, 735
- Gray D. F. 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 2nd Ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Hekker, S. & Melendez, J., 2007, *A&A*, 475, 1003
- Kurucz, R., 1970, "ATLAS: A computer program for calculating model stellar atmospheres", SPECIAL REPORT 309, SAO, Cambridge
- Melendez, J. & Barbuy, B. 1999, *ApJS*, 124, 527
- Pasquini, L., Dollinger, M. P., Weiss, A., Girardi, L., Chavero, C., Hatzes, A. P., da Silva, L., Setiawan, J., 2007, *A&A*, 473, 979
- Santos, N. C., Lovis, C., Pace, G., Melendez, J., Naef, D., 2009, *A&A*, 493, 309
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., Udry, S., Casagrande, L., Israelian, G., Pepe, F., Queloz, D., Monteiro, M. J. P. F. G., 2008, *A&A*, 487, 373
- Takeda, Y., Sato, B., Murata, D., 2008, *PASJ*, 60, 781T

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio Hidrodinámico de la Atmósfera Extendida de HD 209458b

C. Villarreal D'Angelo¹, M. Schneiter² & A. Costa²

(1) Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)- CONICET

(3) Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, México

Abstract. HD 209458b is an exoplanet with similar characteristics to the planet Jupiter, that orbits a star like our Sun. Due to the closeness to its parent star (0.045 AU), part of the atmospheric material is swept away, forming a cometary wake, where the neutral part produces a drop in luminosity of 1.5% in the visible and 15 % in Lyman α . Previous observational and theoretical works have been helpful to determine the mass loss rate for nominal conditions of the stellar wind, applying the conditions known for our Sun. It is known that the range of velocities for the solar wind varies between ~ 400 and 1100 km/s which, in the case of extrasolar planets, can produce significant changes in the structure of the cometary wake affecting the upper bound of the planetary mass loss rate. In this work we present a hydrodynamical study of this interaction for different conditions of the stellar wind.

Resumen. HD 209458b es un exoplaneta con características parecidas a Júpiter que orbita una estrella semejante a nuestro Sol. Debido a la cercanía a su estrella madre (0.045 UA), parte del material de la atmósfera planetaria es barrido produciendo una cola cometaria. La absorción de la atmósfera neutra produce una baja en luminosidad del aproximadamente 1.5 % en el visible y 15 % en Lyman α . Trabajos observacionales y teóricos han ayudado a determinar la tasa de pérdida de masa para condiciones de viento estelar nominales utilizando los parámetros que conocemos del Sol. Es sabido que el rango de velocidades del viento solar varía entre ~ 400 y 1100 km/s lo cual, en el caso de los exoplanetas, puede producir importantes cambios en la estructura de la cola cometaria afectando la absorción y por consiguiente la cota superior de la tasa de pérdida de masa del planeta. En este trabajo presentamos un estudio hidrodinámico de esta interacción para distintas condiciones del viento estelar.

1. Introducción

En el sistema planetario de HD 209458, que se encuentra en la constelación de Pegaso, el planeta HD 209458b produce, durante su tránsito, una baja en la intensidad del 1,5 % en el visible y 15 % en Lyman α (121,6 nm) (Vidal-Madjar et

al 2003). Parte de la atmósfera neutra del planeta se extiende más allá del lobulo de Roche, escapando del mismo y formando una cola cometaria responsable de la absorción observada en Ly- α .

En trabajos recientes (simulaciones 3D hidrodinámicas) hemos estudiado la interacción del viento estelar (V_E) con la atmósfera planetaria asumiendo condiciones nominales del viento estelar semejantes a las de nuestro Sol en períodos de baja actividad, pudiendo establecer un límite superior para la tasa de pérdida de masa del planeta (ver Schneider et al. 2007). En este trabajo, asumiendo diferentes valores de V_E , estudiamos cómo afecta el cambio en la presión dinámica a la estructura cometaria del planeta.

Características del Sistema Planetario HD 209458

Estrella		Planeta	
Nombre	HD 209458	Nombre	HD 209458b
Distancia	47 pc	Descubierto en	1999
Tipo espectral	G0 V	Masa	0.64 ($\pm 0,09$) M_J
Magnitud Aparente	7.65	Semieje Mayor	0.04747 ($\pm 0,00055$) UA
Masa	1 ($\pm 0,22$) M_\odot	Período orbital	3.52474859 ($\pm 3,8e^{-7}$) d
Edad	4 (± 2) Gyr	Excentricidad	0.07
Temperatura Efectiva	5942 K	ω	83 °
Radio	1.146 ($\pm 0,059$) R_\odot	Radio	1.38 ($\pm 0,018$) R_J
Metalicidad (Fe/H)	0.04	Inclinación	86,677 ° ($\pm 0,06$ °)
α	22h 03'10"	Moléculas	H, H2O, Na, TiO, VO
δ	+181 ° 53'04"	V_{Escape} (km/s)	42 (± 4)

Tabla 1. Tabla extraída de <http://exoplanet.eu/>

2. Simulaciones - Modelo hidrodinámico

Se utilizó el código hidrodinámico 3D Yguazú-a de malla adaptiva (Raga et al. 2000) que integra las ecuaciones HD junto con una ecuación de advección para introducir un escalar pasivo que permite diferenciar el material planetario del estelar. Hemos incluido la gravedad del planeta ($M_p = 0,69 M_J$) y la de la estrella ($M_* = 1,01 M_\odot$). Utilizamos un máximo de resolución de $2,93 \times 10^4$ km/píxel para distancias menores a $5 R_p$ centradas en la posición del planeta, variable con el tiempo. El dominio computacional es de 6×10^7 km en los ejes x y z , y $1,5 \times 10^7$ km en el eje y . La estrella se ubica en el centro, emitiendo un flujo isótropo, con tasa de pérdida de masa de $9,0 \times 10^{-14} M_\odot/\text{año}$. Los valores del viento estelar para los Modelos 1, 2 y 3 corresponden a las velocidades 500km/s, 800km/s y 1100km/s, respectivamente.

El planeta tiene una órbita casi circular (yace en el plano x-z de la simulación) de 0,045UA de radio y 3,52 días de período. El planeta se simula como un viento isótropo emitido desde la exósfera ($R = 9,4 \times 10^9$ cm a la velocidad de escape ~ 60 km/s). La tasa de pérdida de masa se fija en $1,58 \times 10^{-16} M_\odot/\text{años}$.

3. Cálculo de la absorción

De los parámetros obtenidos (densidad, velocidad y temperatura) se calcula la absorción en Ly- α para un tránsito planetario, en la dirección de la visual. La profundidad óptica τ_ν , para cada instante es

$$\tau_\nu = \int n_{H1} \sigma_0 \phi(\Delta\nu) ds, \quad (1)$$

donde los límites de integración son la superficie de la estrella y el borde del dominio computacional, n_{H1} es la densidad numérica del hidrógeno neutro, ν es la frecuencia, $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ es el “offset” del centro de la línea, σ_0 es la absorción en la sección transversal del centro de la línea y $\phi(\Delta\nu)$ es el perfil Doppler de la línea. Considerando que a una determinada ν , el disco estelar emite una intensidad uniforme $I_{\nu,*}$, se calcula la intensidad vista por un observador $I_\nu = I_{\nu,*} e^{-\tau_\nu}$. Integrando I_ν en todo el disco estelar, se obtiene el decaimiento de la intensidad como función de la frecuencia media debido a la presencia del planeta:

$$\frac{I}{I_*} = \frac{1}{\nu_1 - \nu_2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \langle e^{-\tau_\nu} \rangle d\nu \quad (2)$$

donde ν_1 y ν_2 corresponden a los límites de [-320, 200] km/s del rango de velocidades.

4. Resultados y Discusión

En la Figura 1, presentamos los mapas de densidad (primera fila), temperatura (segunda fila) y escalar pasivo (tercera fila), obtenidos a partir de las simulaciones para los 3 modelos estudiados. En ellos observamos que a medida que aumenta el valor de V_E , del Modelo 1 al Modelo 3, la región de mayor densidad que rodea al planeta se vuelve más comprimida en el sector que enfrenta a la estrella y posee temperaturas más altas indicando una zona de ionización. Por otra parte la cola cometaria, que en el Modelo 1 se presenta alargada en forma de espiral, disminuye su extensión a medida que nos acercamos al Modelo 3 en donde se encuentra más alineada con la dirección radial. En este último modelo las regiones de menor temperatura presentes en la cola ocupan un área más chica. Por último, los gráficos obtenidos para los valores del escalar pasivo muestran que el material planetario es efectivamente barrido en dirección radial, volviéndose menos curvado a medida que se incrementa la velocidad del flujo estelar.

Concluimos que diferentes valores de flujo estelar llevan a diferentes estructuras de la cola cometaria y modifican los parámetros físicos del material alrededor del planeta. Esto último, eventualmente, va a afectar el cálculo de la absorción.

Es importante destacar que los resultados presentados aquí son parte de un trabajo en progreso que tiene como objetivo principal proponer un mecanismo de estimación indirecta de la velocidad del viento estelar. Para ello utilizaremos los modelos hidrodinámicos junto con observaciones de la absorción durante los tránsitos planetarios. A partir de los modelos se obtendrán los valores de

la tasa de pérdida de masa planetaria, \dot{m} , que ajustan la absorción del 15% y la asimetría del perfil de absorción. Esperamos que la caracterización de la asimetría nos permita estimar V_E . Para una determinación mas acertada de V_E se deberían incluir fenómenos físicos que no han sido contemplados en nuestro modelo, como por ejemplo, fotoionización y anisotropía en la emisión del viento planetario (rotación sincrónica del planeta) en las simulaciones hidrodinámicas y el oscurecimiento hacia el limbo de la estrella en el análisis de la absorción.

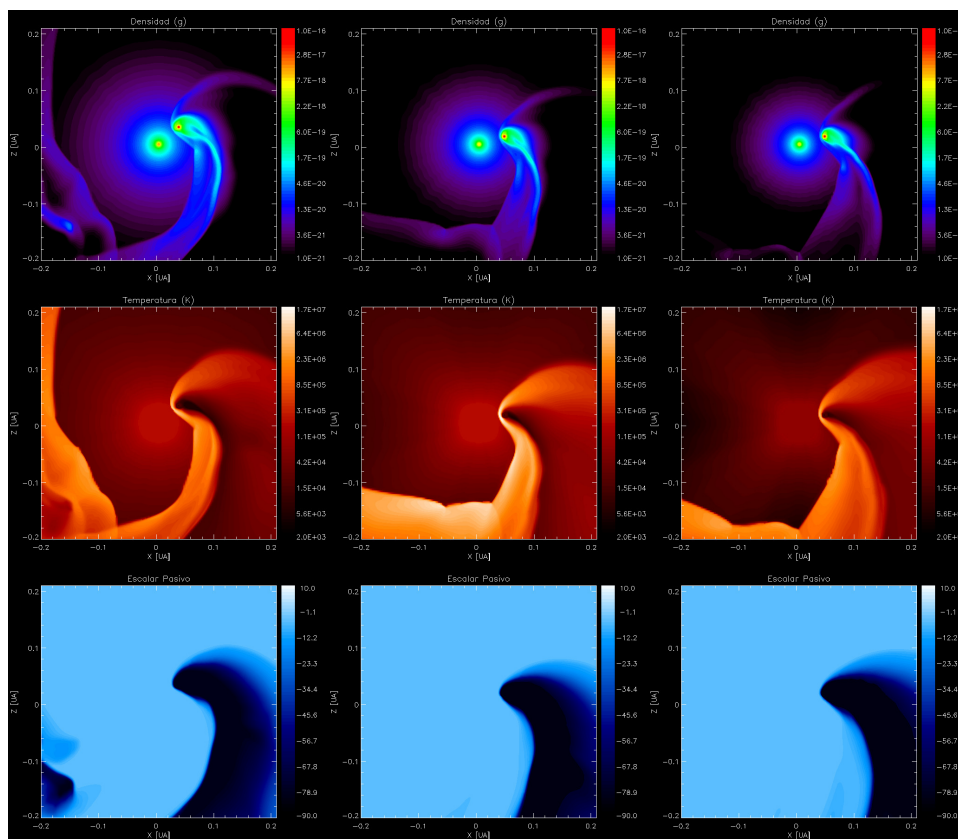


Figura 1. Mapas de densidad, temperatura y escalar pasivo en el plano orbital (xz) centrados en y , para $t = 4 \sim$ días, de los modelos M1 (columna izquierda), M2 (columna central) y M3 (columna derecha).

Referencias

- Schneiter, E. M., P. F. Velazquez, A. Esquivel, A. C. Raga, & Blanco-Cano. 2007, *ApJ*, 671, L57-L60
- Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muñiz, M. 2000, *Rev. Mex. A&A*, 36, 67
- Vidal-Madjar, A., Lecavier des Etangs, J. M. Desert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, & M. Mayor. 2003, *Nat.*, 422, 143-146

PRESENTACIÓN MURAL

Primeros tránsitos de planetas extrasolares observados con el telescopio Horacio Ghilmetti

C. von Essen^{1,6}, M. A. Schwartz^{1,2}, S. A. Cellone^{1,4}, R. F. Díaz^{2,3},
L. J. Pellizza², A. Buccino², G. Fernández⁵, R. Godoy⁵, J. Pinto⁵ &
P. J. D. Mauas²

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

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET/UBA, Arg.*

(3) *Institut d' Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, Francia.*

(4) *Instituto de Astrofísica La Plata, CONICET/UNLP, Arg.*

(5) *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET, San Juan, Arg.*

(6) *Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Hamburg, Alemania.*

Abstract. We report observations of transits of WASP-4b, WASP-5b and WASP-25b, obtained with the “Horacio Ghilmetti” telescope located at CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). We evaluated the accuracy of the instrument and CCD camera for planetary observations, through light curve parameters calculation.

Resumen. Observamos los tránsitos planetarios de WASP-4b, WASP-5b y WASP-25b, utilizando el telescopio “Horacio Ghilmetti” ubicado en CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). Evaluamos además la precisión del instrumento y de la cámara CCD para realizar observaciones de exoplanetas, a través del cálculo de los parámetros que se obtienen a partir de las curvas de luz.

1. Introducción

Hasta el momento se han detectado unos 470 planetas extrasolares, la mayoría a partir de la modulación de la velocidad radial de la estrella central. Sin embargo, un método cada vez más generalizado de búsqueda de planetas pretende detectar fotométricamente la sutil disminución del flujo estelar producido por el planeta en el momento en el que está transitando delante de la estrella. La detección de estos tránsitos es uno de los objetivos que llevaron al Instituto de Astronomía y Física del Espacio a adquirir un telescopio Meade de 40 cm, que fue instalado en el Cerro Burek, en CASLEO. El Telescopio Horacio Ghilmetti (THG), está equipado con una cámara CCD Apogee U16M de campo grande.

Observamos, en dos viajes de instalación y puesta en funcionamiento del telescopio realizados durante los meses de marzo y junio del 2010, tres tránsitos planetarios. Reportamos así los resultados de los tránsitos de WASP-4b, WASP-5b y WASP-25b por delante de sus respectivas estrellas.

2. Parámetros principales de las estrellas huésped y sus planetas jovianos, observaciones realizadas mediante el THG

WASP-4 y WASP-5 fueron observadas en junio de 2010, en tanto que las observaciones de WASP-25 fueron obtenidas en marzo del mismo año. Para las tres estrellas mencionadas se tomaron 117, 133 y 108 imágenes, respectivamente. Se emplearon 11, 7 y 9 estrellas de comparación en cada caso. Debido a factores climáticos no fue posible obtener observaciones “off-transit” para WASP-4 y WASP-5. Para WASP-25, por la misma causa, no se pudieron obtener observaciones alrededor del instante de mínimo ni un buen cubrimiento de la región “off-transit”. Las Tablas 1, 2 y 3 indican los parámetros de cada uno de los sistemas obtenidos de la literatura.

WASP-4a	WASP-4b
Tipo espectral: G7	$M \sin(i) = 1.1215 (-0.079 + 0.087) M_J$
Clase de luminosidad: V	$a = 0.023 (\pm 0.001) \text{ UA}$
$V = 12.6$	$P = 1.3382282 (\pm 3 \cdot 10^{-06}) \text{ días}$
$M = 0.9 \pm 0.07 M_\odot$	$R_p = 1.416 (-0.068+0.043) R_J$
	$T_o = 2454365.91464 (-0.00023+0.00025) \text{ DJ}$
	$i = 89.35 (-0.49 + 0.64) \text{ deg}$

Tabla 1. WASP-4a y WASP-4b: (Southworth et al., 2009):

WASP-5a	WASP-5b
Tipo espectral: G4	$M \sin(i) = 1.637 (\pm 0.082) M_J$
Clase de luminosidad: V	$a = 0.02729 (\pm 0.00056) \text{ UA}$
$V = 12.26$	$P = 1.6284246 (\pm 1.3 \cdot 10^{-06}) \text{ días}$
$M = 1.021 \pm 0.063 M_\odot$	$R_p = 1.171 (\pm 0.057) R_J$
	$T_o = 2454375.62494 (\pm 0.00024) \text{ DJ}$
	$i = 85.8 (\pm 1.1) \text{ deg}$

Tabla 2. WASP-5a y WASP-5b (Southworth et al., 2009):

WASP-25a	WASP-25b
Tipo espectral: G4	$M \sin(i) = 0.58 (\pm 0.04) M_J$
Clase de luminosidad: V	$a = 0.0474 (\pm 0.0004) \text{ UA}$
$V = 11.9$	$P = 3.76483 (\pm 5 \cdot 10^{-05}) \text{ días}$
$M = 1.0 \pm 0.03 M_\odot$	$R = 1.26 (\pm 0.06) R_J$
	$T_o = 2455259.93733 \text{ DJ}$
	$i = 87.7 (\pm 0.5) \text{ deg}$

Tabla 3. WASP-25a y WASP-25b (Enoch et al., 2010):

3. Curvas de luz, ajustes teóricos y parámetros inferidos

En las Figuras 1, 2 y 3, la línea llena corresponde a un ajuste teórico considerando un modelo de oscurecimiento al limbo cuadrático, con a y b sus coeficientes

(Claret, 2000). Pese a que no se derivaron errores para los parámetros a , R_* y R_p , en todos los casos, los valores obtenidos están comprendidos dentro de los errores determinados para los mismos por otros autores. Los resultados pueden observarse en las Tablas 4, 5 y 6.

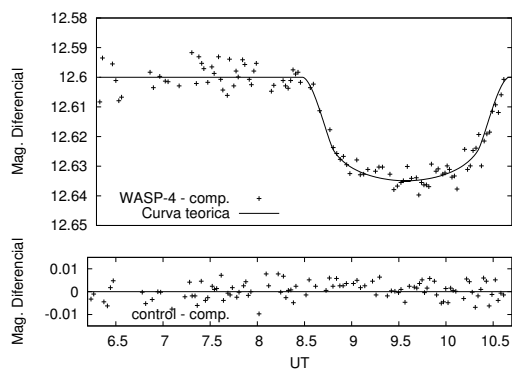


Figura 1. WASP-4b. $\sigma = 3.6384 \cdot 10^{-3}$ mag. $a = 0.4778$, $b = 0.2809$.

	Southworth et al., 2009	THG
a [UA]	0.023 ± 0.001	0.022
R_* [R_\odot]	1.15 ± 0.28	0.87
R_p [R_J]	1.416 ± 0.068	1.477

Tabla 4. WASP-4b

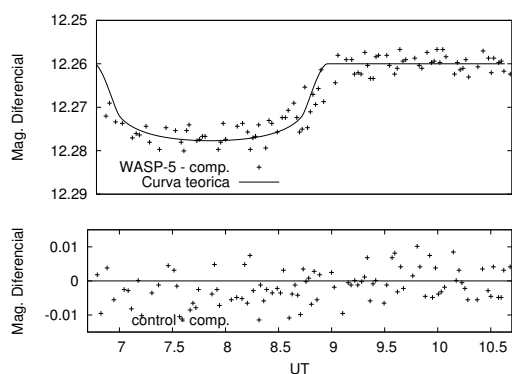


Figura 2. WASP-5b. $\sigma = 4.928 \cdot 10^{-3}$ mag. $a = 0.3984$, $b = 0.3265$.

	Southworth et al., 2009	THG
a [UA]	0.02729 ± 0.00056	0.0267
R_* [R_\odot]	1.084 ± 0.041	1.0553
R_p [R_J]	1.171 ± 0.057	1.223

Tabla 5. WASP-5b

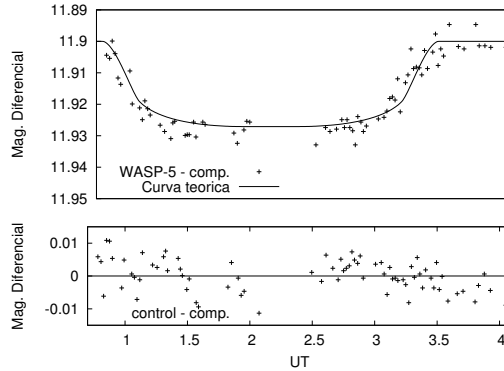


Figura 3. WASP-25. $\sigma = 4.7096 \cdot 10^{-3}$ mag, $a = 0.4216$, $b = 0.3115$.

	Enoch et al., 2010	THG
a [UA]	0.0474 ± 0.0004	0.0475
R_* [R_\odot]	0.95 ± 0.04	0.91
R_P [R_J]	1.26 ± 0.06	1.314

Tabla 6. WASP-25b

4. Conclusiones

En este trabajo se mostraron tres tránsitos de planetas tipo jovianos alrededor de estrellas frías, con la finalidad de testear el instrumental. Los parámetros derivados del ajuste teórico concuerdan satisfactoriamente con los valores hallados por otros autores. Además, las dispersiones en las observaciones ($\Delta V \sim 0.003 - 0.005$) son lo suficientemente pequeñas para considerar que el instrumento puede realizar fotometría de alta precisión.

De esta manera, concluimos que el telescopio “Horacio Ghilmetti” se encuentra en condiciones de realizar este tipo de observaciones.

Agradecimientos. A todo el personal técnico y Dirección de CASLEO por su apoyo e invaluable aportes en la puesta en funcionamiento del THG. A Pablo Ostrov por sus aportes a la reducción de los datos y a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas y al Instituto de Astronomía y Física del Espacio por sus invaluable aportes a este trabajo.

Referencias

- Mandel, K. & Agol, E., 2002, *ApJ*, **580**, L171.
 Claret, 2000, *A&A*, **363**, L1081.
 Enoch et al., 2010, *MNRAS*, **410**, L1631.
 Southworth et al., 2009, *MNRAS*, **396**, L1023.
 Southworth et al., 2009, *MNRAS*, **399**, L287.

Parte XI
Otras Áreas

PRESENTACIÓN MURAL

Soluciones de membrana en la teoría de gravedad de Horava

C. R. Argüelles^{1,2} & N. E. Grandi^{3,4}

(1) *Facultad de Ciencias astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

(2) *Departamento de Física La Plata, Universidad Nacional de La Plata*

(3) *Instituto de Física La Plata (IFLP), Argentina*

(4) *CONICET, Argentina*

Abstract. We investigated purely gravitational membrane solutions to Horava nonrelativistic theory of gravity with detailed balance in $3 + 1$ dimensions. We find that for arbitrary values of the running parameter $\lambda > 1/3$ two branches of membrane solutions exist, and that in the special case $\lambda = 1$ (which IR limit corresponds with the Einstein's G.R) one of them is degenerate, the lapse function being undetermined. For negative values of the cosmological constant, the solution contains a single membrane sitting at the center of a space, which extends infinitely in the transverse direction approaching a Lifshitz metric. For positive values of the cosmological constant, the solution represents a space that is bounded in the transverse direction, with two parallel membranes hidden behind event horizons sitting at each of the boundaries.

Resumen. Investigamos soluciones de membrana puramente gravitacionales en la teoría de Gravedad Cuántica no relativista de Horava-Lifshitz con balance detallado en $3 + 1$ dimensiones. Se encuentra que para valores arbitrarios de los parámetros $\lambda > 1/3$ existen dos ramas de soluciones de membrana, y que en el caso especial $\lambda = 1$ (cuyo límite de bajas energías corresponde a la Relatividad General de Einstein) una de ellas es degenerada, siendo así la función de lapso indeterminada. Para valores negativos de la constante cosmológica, la solución contiene una única membrana situada en el centro del espacio, el cual se extiende infinitamente en la dirección transversal aproximándose a una métrica de Lifshitz. Para valores positivos de la constante cosmológica, la solución representa un espacio que está limitado en la dirección transversal con dos membranas paralelas escondidas detrás de horizontes de eventos, y cada una situada en cada una de las fronteras.

1. Introducción

El objeto fundamental de la teoría es una variedad diferenciable M (en $4 - D$) con una foliación del espacio-tiempo en espacio ($3 - D$) y tiempo, con una métrica g_3 euclídea sobre cada hoja de la foliación, un vector de corrimiento $N_i(t, x, y, z)$ y

una función de lapso $N(t, x, y, z)$. Esta descomposición se sigue del formalismo ADM.

La información de la curvatura del espacio y tiempo están ahora contenidas en el tensor de curvatura intrínseca R_3 (de cada hoja $3 - D$) y el tensor de curvatura extrínseca K (curvatura de la hoja con respecto a la 4-geometría) respectivamente.

Invarianza fundamental de la teoría: invarianza ante las transformaciones de coordenadas que preservan la foliación:

$$\tilde{x}^i \equiv \tilde{x}^i(t, \mathbf{x}) \quad \tilde{t} \equiv \tilde{t}(t) \quad (1)$$

Bajo las condiciones mencionadas arriba, Horava propone una acción con términos en derivadas más altas de la métrica, siendo ésta la forma estándar de trabajar con teorías de gravedad en el límite de altas energías (o también conocido como límite UV). Notar que ahora, para obtener las ecuaciones de movimiento, debemos variar la acción con respecto a la métrica g_3 , con respecto al vector de corrimiento $N_i(t, x, y, z)$ y con respecto a la función de lapso $N(t, x, y, z)$. Quedando éstas bastante más complejas que las ecuaciones de movimiento de Einstein en cuanto a sus expresiones, ya que la acción de Horava posee términos con derivadas mayores.

Para estudiar la renormalizabilidad así como el propagador de la teoría, se procede con el método estándar de perturbar la métrica g_3 alrededor del espacio euclídeo:

$$\mathbf{g}_3 = \delta_3 + \mathbf{h}_3 \quad |h_{ij}| \ll 1 \text{ y } |\partial h_{ij}| \ll 1 \quad (2)$$

Esta perturbación se reemplaza en la acción de Horava, para luego calcular el propagador de la teoría así como estudiar la renormalizabilidad de la misma por conteo de potencias. En cuanto a la renormalizabilidad, cuando se hace dicho conteo queda una teoría renormalizable por conteo de potencias de la masa.

En cuanto al propagador, esta teoría no posee ghosts. Con esto, la gravedad de Horava logra resolver el problema de la renormalizabilidad de la gravedad cuántica de Einstein, así como evitar la aparición de ghosts.

Es muy importante resaltar que la teoría de Horava tiende a la gravedad de Einstein en el límite de bajas energías (también conocido como límite IR), cuando el parámetro adimensional $\lambda = 1$. Este resultado puede entenderse de manera sencilla con el siguiente razonamiento: Bajas energías \rightarrow Gravitones con longitudes de onda grandes \rightarrow Derivadas pequeñas de la métrica. Por ende, se desprecian los términos en derivadas más altas de la métrica (agregados por Horava) frente a los de Einstein.

2. Metodología, calculos y resultados

Una solución de membrana se define como una solución que posee invarianza ante traslaciones y rotaciones en $2 - D$, mientras que además posee invarianza ante traslaciones temporales. Esto es, estaremos tratando con un espacio-tiempo que posee la simetría $ISO(2) \times R$. El intervalo propio más general que puede escribirse respetando esta simetría está dado por:

$$ds^2 = -e^{V(z)} dt^2 + e^{U(z)} (dx^2 + dy^2) + dz^2 \quad (3)$$

Notar que no hay posible elección de sistemas de coordenadas en el cual $U(z) = V(z)$, debido a la propiedad de que el espacio y tiempo no están en pie de igualdad en esta teoría. De la expresión anterior se obtienen directamente las componentes de la métrica para nuestra simetría. Así, reemplazando estas componentes en las ecuaciones generales de movimiento mencionadas mas arriba (que devienen de variar la acción de Horava), se obtienen dos ecuaciones diferenciales independientes para las funciones incógnita U y V , en términos de la cte. cosmológica Λ y el parámetro λ .

Mostraremos como único ejemplo grafico aquí, el caso de constante cosmológica negativa y $\lambda = 1$.

SOLUCIONES CON $\Lambda < 0$

Se resolvió el sistema de ecuaciones diferenciales desacoplado para diferentes valores de λ (de manera analítica).

Gráficas correspondientes a las soluciones para $\lambda = 1$

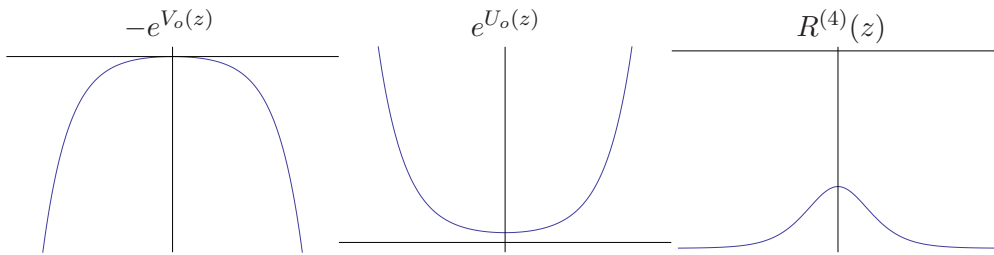


Figura 1. Gráficas de las funciones $g_{00} = -e^{V_o(z)}$, $g_{xx} = g_{yy} = e^{U_o(z)}$ y curvatura espacio-temporal $R^{(4)}(z)$, para $\Lambda < 0$ y $\lambda = 1$

Es interesante ver que el escalar de curvatura se aproxima a un valor constante cuando $z = \pm\infty$. Esto es lo que debería esperarse para una solución asintóticamente Ads. Mas interesante aún es el hecho de la curvatura escalar muestra un pico en el centro del espacio (en $z = z_o$).

Un observador en un rango de bajas energías, armado con las herramientas de la gravedad de Einstein, concluiría que alguna clase de materia debería estar allí para causar la curvatura, causando un efecto tipo de membrana en el espacio-tiempo. No obstante, en nuestro contexto de altas energías sabemos que la solución es una membrana puramente gravitacional situada en $z = z_o$.

SOLUCIONES CON $\Lambda > 0$

A los gráficos provenientes de soluciones con constante cosmológica positiva les corresponden comportamientos oscilatorios (a diferencia de las soluciones con $\Lambda < 0$) con la interesante característica de que las soluciones son reales en el intervalo finito $|z - z_o| = 2\pi/3\sqrt{(\lambda)}$ e imaginarias fuera de él. Así, las superficies $z = z_o \pm 2\pi/3\sqrt{(\lambda)}$ definen las fronteras del espacio-tiempo. Otra importante particularidad de la solución es que la curvatura diverge en los bordes, tomando un valor finito y positivo en el centro. Esto nos lleva a la interpretación de nuestra solución como dos membranas paralelas puramente gravitacionales situadas en las fronteras. Como la solución es singular en los bordes, donde se encuentran las membranas, nos preguntamos si estamos en presencia de singularidades desnudas o si las singularidades están escondidas por un horizonte de eventos. Para responder a esto calculamos el tiempo que le llevaría a una señal de luz,

viajar desde uno de los bordes hasta alcanzar un observador situado en el centro ($z = z_o$). La divergencia resultante de dicho cálculo nos permite identificar a las superficies $z = z_o \pm 2\pi/3\sqrt{(\lambda)}$ como horizontes de eventos. Con lo cual concluimos que las singularidades están escondidas detrás de los mismos.

Es importante resaltar que en gravedad de Horava son posibles soluciones con simetría de membrana para el caso de un Universo tipo De Sitter ($\Lambda > 0$), cosa que no ocurre en la gravedad de Einstein.

3. Conclusiones

Exploramos soluciones de membrana en la teoría de gravedad no relativista de Horava cuando se satisface la condición de balance detallado. Hemos encontrado que para valores arbitrarios del parámetro $\lambda > 1/3$, existen dos ramas de soluciones de membrana. Para el caso particular $\lambda = 1$ una de las ramas es degenerada en el sentido de que la función de lapso es completamente no determinada por las ecuaciones de movimiento. La otra rama está completamente determinada y corresponde a un espacio-tiempo simétrico Z_2 . En el caso de constante cosmológica negativa, el espacio-tiempo y la curvatura espacial tienen un pico positivo, que nos permite identificar la solución como una membrana situada en el centro del espacio. Las curvaturas son proporcionales a Λ a grandes distancias, donde la métrica corresponde a un espacio-tiempo ADS. Por otra parte, en el caso de constante cosmológica positiva, el espacio tiene límites en $|z - z_o| = 2\pi/3\sqrt{(\Lambda)}$; más allá de estos la métrica se vuelve compleja. La curvatura del espacio-tiempo y el espacio divergen en las fronteras, lo que nos permite interpretar las soluciones como dos membranas situadas en los bordes y separadas por una distancia finita. Las singularidades están ocultas por los horizontes que se sitúan precisamente en las membranas. Por otra parte, ambas curvaturas son finitas y positivas en el espacio intermedio. Hay que tener en cuenta que nuestras soluciones son solitones puramente gravitacionales, ya que no hay términos de materia adicionales que se hayan añadido a la acción de Horava. Sin embargo, nuestra nomenclatura fue inspirada desde el punto de vista de un observador en el rango de bajas energías, según para el cual, la dinámica de la gravedad es totalmente covariante y dada por la teoría de Einstein. Él / ella necesariamente interpretarán nuestras membranas gravitatorias como si hubieran sido originadas por algún tipo de fuentes materiales con forma de membrana.

Referencias

- Argüelles, C. R. and Grandi, N. E. 2010, *Membrane solutions to Horava gravity*, arXiv:1008.1915v2 [hep-th]
 Horava, P. 2009, *Quantum Gravity at a Lifshitz point*, arXiv:0901.3775 [hep-th]
 Kiritsis, E. and Kofinas, G. 2009, *Horava-Lifshitz Cosmology*, arXiv:0904.1334 [hep-th]

Parte XII

Invitados

TRABAJO INVITADO

Binarias Masivas en Cúmulos Jóvenes Masivos: Astronomía Estelar en dominios extragalácticos.

G. Bosch^{1,2}

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

(2) *IALP-CONICET*

Abstract. This paper attempts to summarize the importance that the study of massive binaries has on our knowledge of basic information on the stellar clusters where they are formed. The strong effect their presence has on observational parameters such as cluster kinematics can drive overestimations of dynamical masses by up to an order of magnitude. Although elusive to observe in large quantities, I discuss recent results making use of multi-object high resolution spectroscopy that are providing wealthy information to shed light on this issue.

Resumen. Este artículo intenta resumir la importancia que el estudio de las binarias masivas tiene en nuestro conocimiento de la información básica de los cúmulos estelares donde se han formado. La fuerte incidencia que su presencia tiene en parámetros observacionales, como la dispersión de velocidades estelares, puede derivar en sobreestimaciones de masas dinámicas en hasta un orden de magnitud. Históricamente difíciles de encontrar en grandes cantidades, discutiremos resultados recientes para estrellas masivas, obtenidos a partir de espectroscopía multiobjeto de alta resolución, la cual provee información valiosa para comprender este tema.

1. Introducción

Antes de comenzar, me gustaría comentar que si bien esta contribución tiene un enfoque con un fuerte sesgo personal sobre el dilema de las estrellas binarias en cúmulos masivos, hubiera resultado imposible llegar a este punto sin la ayuda y colaboración de numerosos investigadores. Por lo tanto, si bien los relevo a los mismos de la responsabilidad de ser coautores de esta contribución, de alguna u otra manera han colaborado.

1.1. Estrellas binarias masivas

La importancia del estudio de las estrellas binarias es histórica y está relacionada con los orígenes mismos de la astronomía. Localmente, la comunidad astronómica argentina ha contado siempre con excelentes especialistas en el tema, trabajando en este tipo de objetos para determinar parámetros fundamentales, como las masas de sus componentes (Sahade & Cesco 1994, Niemela 1972, Lapasset 1977, Morrell & Levato 1991, Gamen & Niemela 2002, Fernández Lajús & Niemela 2006) o los efectos de interacción entre compañeras, tanto en sistemas jóvenes

(Gamen et al. 2006) como evolucionados (Brandi et al. 1989, Barbá et al. 1992, Quiroga et al. 2002).

El estudio de sistemas binarios ha estado, sin embargo, limitado a los aspectos individuales de los objetos analizados. Si bien el descubrimiento de binarias masivas y la caracterización de órbitas permitió expandir nuestro conocimiento de estos sistemas, la muestra carecía de valor estadístico y, por consiguiente, resultaba difícil su generalización. Una de las mayores limitaciones estaba dada por el reducido número de sistemas binarios masivos en los cúmulos estelares galácticos donde podían analizarse sus estrellas más masivas. Eso obligaba a realizar relevamientos que incluían estrellas aisladas de cúmulos estelares dispersos por toda la Vía Láctea, y unos pocos sistemas en las Nubes de Magallanes (Garmany et al. 1980, Mason et al. 1998).

1.2. Cúmulos jóvenes masivos

Fuera de nuestra Vía Láctea, inclusive en galaxias del Grupo Local, existen numerosos cúmulos estelares que incluyen centenares de estrellas masivas. Si bien difíciles de detectar como tales, su presencia se infiere a partir de la energía necesaria para ionizar las Regiones HII Gigantes (RHIIG), cuyas altísimas luminosidades detectadas en líneas de emisión discretas, permite identificar estos intensos brotes de formación estelar hasta distancias cosmológicas. Es por esto último que el estudio de los Cúmulos Jóvenes Masivos (Young Massive Clusters, YMCs) se fundamenta en análisis minuciosos de las propiedades del gas ionizado, a partir del cual se derivan las características que la población estelar ionizante debería tener.

Una de las características que más interesan a este trabajo, es la cinemática del gas ionizado. Smith & Weedman (1970) fueron los primeros en descubrir que los anchos observados en los perfiles de las RHIIGs más brillantes, correspondían a velocidades internas supersónicas en dicho gas. Y este sencillo dato observacional planteó un problema que aún no ha sido resuelto. ¿Cuál es la fuente de energía que mantiene este movimiento a lo largo del tiempo, impidiendo que la disipación de dicha energía restablezca una cinemática subsónica?

Diversos intentos por esclarecer este tema se basaron en una correlación encontrada entre la dispersión de velocidades del gas ionizado y su luminosidad total. Terlevich & Melnick (1981), Arsenault & Roy (1986) y Hippelein (1986), confirmaron la existencia de dicha regresión de manera independiente, pero las pendientes de las regresiones halladas en el plano $\log(L)$ vs. $\log(\sigma)$ no coincidían y ello conducía a distintas hipótesis para explicar el mecanismo que proveía la energía en cuestión. Si bien, en su momento, se adjudicaba a la pobre fotometría el origen de las diferencias entre los mencionados estudios, Bosch et al. (2002) obtuvieron fotometría CCD de numerosas regiones sin encontrar mejoras directas sobre la determinación de la regresión. Muñoz-Tuñón et al. (1996) habían presentado, basados en datos de espectroscopía de alta resolución espacial y espectral, que los anchos supersónicos podían deberse a una combinación de agitación del gas por los vientos de estrellas de masa intermedia, moviéndose en el pozo de potencial del cúmulo (Tenorio-Tagle et al. (1996)) y la presencia de cáscaras de gas ionizado en expansión. Una de las hipótesis planteadas para explicar la supremacía de una contribución sobre la otra, se basaba en un modelo evolutivo donde las cáscaras en expansión pasaban de una contribución casi despreciable

en las primeras etapas de formación estelar en la región, para luego dominar el perfil global a medida que las burbujas alcanzaban los límites del cúmulo.

2. Cinemática estelar en cúmulos jóvenes masivos

2.1. Espectroscopía "instantánea"

Una de las predicciones realizadas por el modelo de Tenorio-Tagle et al. (1996) fue que la dispersión de velocidades derivadas para el gas a través de sus líneas de emisión (σ_{gas}), debía coincidir con la dispersión de velocidades de las estrellas del cúmulo ionizante (σ_*).

La determinación de la dispersión de velocidades del gas es, en principio, sencilla puesto que se obtiene a partir del perfil observado de las líneas de emisión, una vez corregidas las contribuciones del instrumento y térmicas del propio gas. En el caso de la dispersión de velocidades estelares, el problema es mucho más complejo, puesto que implica obtener velocidades radiales precisas a partir de líneas de absorción, mucho más difíciles de observar con señal suficiente. Si bien es cierto que varias poblaciones estelares muestran líneas de emisión prominentes y características, éstas suelen estar asociadas a envolturas, vientos estelares y otros fenómenos con una cinemática peculiar que puede diferir de la de la propia estrella.

Varios trabajos en la literatura han intentado medir la dispersión de velocidades estelares. Uno de los métodos más utilizados consiste en analizar el perfil de absorción de las líneas del triplete del calcio ionizado en el extremo rojo del espectro visual (Östlin et al. 2007) o de las líneas del CO en espectros en el rango infrarrojo cercano (Mengel et al. 2008). Estas mediciones utilizan el espectro integrado del cúmulo estelar, procurando identificar un tipo espectral acorde al observado y luego obtener una grilla de ensanchamientos cinemáticos de dicho perfil, para estimar la dispersión de velocidades de las estrellas en su conjunto.

Otra metodología, más demandante en términos de tiempo de observación, es la de obtener velocidades estelares individuales. Con ese fin, realizamos un análisis cinemático del cúmulo ionizante de 30 Doradus, en la Nube Mayor de Magallanes, mediante espectroscopía multiobjeto de un centenar de estrellas tempranas (Bosch et al. 2001). La ventaja que arrojó este tipo de estudio no fue de tipo numérico, ya que el valor de la dispersión de velocidades era similar a la encontrada con espectroscopía integrada para otros YMCs, sino la posibilidad de tener información individual de cada estrella que participaba en el cálculo de dicha dispersión. La presencia de estrellas con perfiles dobles, asimétricos, o con velocidades a toda luz anómalas, evidenció que la binaridad en estrellas masivas era un aspecto insoslayable. La posible contribución sistemática que una población subyacente de estrellas binarias espectroscópicas tiene sobre la determinación de velocidades de un cúmulo estelar adquiere relevancia, puesto que las masas "dinámicas" de los cúmulos derivadas a partir de estas:

$$M_{\text{din}} = \eta \frac{R_{hl} \sigma_{los}^2}{G}$$

presenta un dilema de difícil explicación. Las masas "fotométricas" de los cúmulos, derivadas a partir de diagramas luminosidad vs. temperatura, su corre-

spondiente ajuste de caminos evolutivos para determinar masas individuales y la extrapolación mediante funciones iniciales de masa, suelen ser hasta un orden de magnitud menores que las masas derivadas de la cinemática estelar.

2.2. Simulando poblaciones binarias

Como se mencionó anteriormente, la estadística de binarias entre estrellas masivas es pobre, debido a las limitaciones expuestas. Por lo tanto, las simulaciones realizadas hasta el presente deben incluir grandes variaciones en los parámetros básicos que definen dicha población. Las incertezas comienzan desde un parámetro esencial, como el porcentaje de binarias en una población estelar. Las búsquedas de sistemas binarios solían arrojar valores que oscilaban entre un 30 % y un 60 % (Garmany et al. 1980, Mason et al. 1998), aunque la posibilidad de que existieran sistemas binarios no detectados hacía suponer que éstos no eran más que límites inferiores.

Basándonos en los datos disponibles en relevamientos diversos y utilizando una simulación de población de estrellas binarias (Bosch & Meza, 2001), hallamos que la presencia de estrellas binarias entre la muestra observada en Bosch et al. (2001), podía de por sí explicar la elevada dispersión de velocidades calculada. Otro aspecto interesante que incluía el modelo, era el de poder simular "observaciones" de dicha población para poder estimar la diferencia entre binaridad intrínseca y binaridad observada. Ajustando los parámetros de resolución espectral (traducida en la capacidad de detectar variaciones de velocidad radial) y la base temporal de las campañas de búsquedas de binarias, encontramos que al observar un cúmulo estelar con 100 % de estrellas masivas binarias, podían reproducirse porcentajes de detección tan bajos como el 30 %.

Otros investigadores han incluido poblaciones binarias en simulaciones dinámicas de cúmulos estelares. Kouwenhoven & de Grijs (2008, 2009), por ejemplo, incluyeron los posibles efectos de binaridad (dentro de un amplio intervalo de masas estelares) en la determinación de masas dinámicas de cúmulos estelares, encontrando que su influencia podía ser importante en el caso de cúmulos "dominados por binarias". Gieles, Sana & Portegies-Zwart (2009) también incluyeron la binaridad y coincidieron en que su presencia podía influir en las masas determinadas dinámicamente, hasta en un orden de magnitud. Las diferencias entre los modelos publicados en la literatura son sutiles en lo que respecta a las distribuciones de algunos parámetros, como la distribución de los cocientes de masas, o de períodos, siendo el porcentaje de estrellas binarias respecto a la población total, el que domina el resultado final.

2.3. Observando poblaciones binarias

Toda observación espectroscópica insume inevitablemente una considerable cantidad de tiempo de telescopio. Dicha demanda se incrementa cuanto mayor es la resolución espectral, indispensable para determinar velocidades radiales precisas. En el caso de detección de variaciones de velocidad radial, es necesario repetir dichas observaciones en distintas épocas, lo cual triplica los tiempos en cuestión. Esto ha planteado una traba importante para la obtención de una muestra estadísticamente significativa. En lo que respecta a nuestra propia experiencia, resulta frecuentemente muy complicado convencer a los Comités de Asignación

de tiempo de observación, de que se asignen decenas de noches a un proyecto de estas características.

La solución a este dilema fue proporcionada por los telescopios Gemini. La combinación de un poderoso telescopio de 8 metros de diámetro, con el que pueden obtenerse espectros de alta resolución espectral de estrellas de $m_V=15$ en pocos minutos de integración, junto a un instrumento como el GMOS, en su modo multiobjeto, que permite observar un promedio de 35 estrellas por vez, hizo que pudiéramos encarar un proyecto de esta envergadura. La participación argentina en el Proyecto Gemini, aún siendo minoritaria, permitió ejecutar una búsqueda sistemática de binarias en el cúmulo ionizante de 30 Doradus, utilizando poco más de 6 horas de telescopio, a razón de 3 horas por semestre, en dos veranos australes consecutivos. Como referencia, vale la pena resaltar que para obtener el mismo número de espectros de calidad comparable, hubiésemos necesitado unas 50 noches de observación con metodología convencional (obteniendo un espectro por vez) y de menor capacidad colectora de luz.

Los datos obtenidos fueron analizados de la siguiente manera:

- Las velocidades radiales individuales de cada estrella fueron medidas para cada línea de absorción.
- Utilizamos la tarea `ngauss` de IRAF, trabajando con tablas de valores iniciales en función del tipo espectral.
- Las velocidades radiales medias (y su error interno (σ_i)) fueron derivadas para cada fecha de observación, verificando sistematicidades entre HeI y HeII.
- Se determinaron las dispersiones de velocidad entre distintas épocas de observación (σ_e).
- La estabilidad del GMOS fue verificada utilizando las líneas de emisión nebular presentes en toda la región.
- Se identificaron las estrellas de velocidad radial variable como aquéllas en las cuales la variación temporal resultaba ser al menos tres veces mayor que sus errores internos medios ($\sigma_e > 3\sigma_i$).

Mediante este procedimiento, encontramos que 17 estrellas de un total de 46 observadas con buena relación señal/ruido, mostraban variaciones de velocidad radial identificables con movimientos orbitales debido a binaridad. A esto pudimos sumarle otras 10 estrellas que exhibían variaciones evidentes en los perfiles de sus líneas de absorción, también identificables con sistemas binarios. Esto nos permitió estimar por primera vez la influencia, directamente observada, que la binaridad tiene sobre la determinación de la dispersión de velocidades radiales en un cúmulo estelar.

Un total de 27 estrellas masivas (tipos O y B tempranas) muestran variaciones de velocidad radial o perfiles de líneas típicas de binarias a doble espectro. Esto corresponde a una tasa de detección de 50% en seis épocas, la cual sigue siendo compatible con una población de 100% de binaridad. Trabajando sólo con las estrellas del cúmulo que no muestran variación de velocidad radial, determinamos una dispersión de velocidades de 8.5 km s^{-1} . Dicha dispersión de

velocidades resulta muy baja como para ser responsable de estar "agitando" el gas ionizado interestelar, como proponían Tenorio Tagle et al. (1996), pero se aproxima a lo que uno espera en el caso de que el cúmulo estelar esté virializado y con una masa total similar a la fotométrica ($3 - 4 \times 10^5 M_{\odot}$). En concreto, el efecto de binaridad en estrellas masivas permite explicar el cociente anómalo de $M_{\text{din}}/M_{\text{fot}}$ en el caso de 30 Doradus.

3. Generalizaciones a partir de un caso

La posibilidad de medir la influencia que las estrellas binarias tienen sobre la determinación de la masa total del cúmulo que las alberga, permite mejorar notablemente nuestro conocimiento de una variable que antes sólo era posible simular mediante grillas de modelos virtuales. Uno puede sentirse inmediatamente tentado a extrapolar este caso para todo los cúmulos estelares jóvenes, pero me gustaría dejar un par de advertencias en este aspecto. Las mismas se basan en otras investigaciones en curso que están siendo llevadas a cabo actualmente y cuya injerencia en el tema en cuestión es indudable:

- Estamos realizando un estudio análogo al realizado sobre NGC 2070, en la región vecina hacia el sudoeste. Mediante espectroscopía GMOS en épocas múltiples, hemos detectado la presencia de un número notablemente menor de binarias en la muestra analizada. Esto plantea una voz de alerta respecto a la universalidad de la tasa de binaridad en estrellas masivas. Uno de los parámetros a tener en cuenta puede ser la masa total del sistema, puesto que las regiones analizadas (N159 y N160) son notablemente menos masivas que el cúmulo estelar de 30 Dor.
- Nuestro estudio de regiones HII extragalácticas ha demostrado que la hipótesis de existencia de una única componente gaussiana en el perfil observado de las líneas de emisión, no es siempre aplicable. La mayoría de las regiones observadas en la Tesis Doctoral de Verónica Firpo, muestran la presencia de dos componentes, con distintas dispersiones de velocidad. Mas aún, algunas regiones muestran más de una componente angosta con distintas velocidades, con diferencias de velocidad relativa de hasta 60 km s^{-1} .

Agradecimientos. Agradezco al Comité Científico de la Reunión 53 de la Asociación Argentina de Astronomía la invitación a presentar esta exposición y la hospitalidad brindada durante mi estadía en la ciudad de Salta. Quiero agradecer también a los editores, en particular al Dr. Clariá, por su inagotable paciencia e insistencia para que mi contribución escrita haya sido incluida en estas memorias. En la introducción mencioné que este trabajo no hubiera podido realizarse si no hubiera sido por el aporte de numerosos colaboradores a lo largo de los años. Quisiera aquí entonces mencionarlos, de acuerdo a su "orden de aparición": Nidia Morrell, Virpi Niemela, Rodolfo Barbá, Elena Terlevich, Roberto Terlevich, Jorge Melnick, Guillermo Hägele, Verónica Firpo y Cecilia Fariña. Ha sido un placer trabajar y seguir trabajando con ellos.

Referencias

- Arsenault, R., & Roy, J.-R. 1986, *AJ*, 92, 567
- Barba, R., Brandi, E., Garcia, L., & Ferrer, O. 1992, *PASP*, 104, 330
- Bosch, G., & Meza, A. 2001, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 11, 29
- Bosch, G., Selman, F., Melnick, J., & Terlevich, R. 2001, *A&A*, 380, 137
- Bosch, G., Terlevich, E., & Terlevich, R. 2002, *MNRAS*, 329, 481
- Bosch, G., Terlevich, E., & Terlevich, R. 2009, *AJ*, 137, 3437
- Brandi, E., Garcia, L. G., Kondo, Y., & Sahade, J. 1989, *A&A*, 215, 331
- Fernández Lajús, E., & Niemela, V. S. 2006, *MNRAS*, 367, 1709
- Gamen, R., et al. 2006, *A&A*, 460, 777
- Gamen, R. C., & Niemela, V. S. 2002, *New Astronomy*, 7, 511
- Garmany, C. D., Conti, P. S., & Massey, P. 1980, *ApJ*, 242, 1063
- Gieles, M., Sana, H., & Portegies Zwart, S. F. 2010, *MNRAS*, 402, 1750
- Hippelein, H. H. 1986, *A&A*, 160, 374
- Lapasset, E. 1977, *Ap&SS*, 46, 155
- Kouwenhoven, M. B. N., & de Grijs, R. 2008, *A&A*, 480, 103
- Kouwenhoven, M. B. N., & de Grijs, R. 2009, *Ap&SS*, 324, 171
- Mason, B. D., Gies, D. R., Hartkopf, W. I., Baguolo, W. G., Jr., ten Brummelaar, T., & McAlister, H. A. 1998, *AJ*, 115, 821
- Mengel, S., Lehnert, M. D., Thatte, N. A., Vacca, W. D., Whitmore, B., & Chandar, R. 2008, *A&A*, 489, 1091
- Morrell, N., & Levato, H. 1991, *ApJS*, 75, 965
- Munoz-Tunon, C., Tenorio-Tagle, G., Castaneda, H. O., & Terlevich, R. 1996, *AJ*, 112, 1636
- Niemelä, V. S. 1973, *PASP*, 85, 220
- Östlin, G., Cumming, R. J., & Bergvall, N. 2007, *A&A*, 461, 471
- Quiroga, C., Mikołajewska, J., Brandi, E., Ferrer, O., & García, L. 2002, *A&A*, 387, 139
- Sahade, J., & Cesco, C. U. 1944, *ApJ*, 100, 374
- Smith, M. G., & Weedman, D. W. 1970, *ApJ*, 161, 33
- Tenorio-Tagle, G., Munoz-Tunon, C., & Cid-Fernandes, R. 1996, *ApJ*, 456, 264
- Terlevich, R., & Melnick, J. 1981, *MNRAS*, 195, 839

TRABAJO INVITADO

Mapping the stellar populations of the Milky Way with Gaia

C. Cacciari

INAF, Osservatorio Astronomico di Bologna, Italia

Abstract. The Gaia space project, planned for launch in 2012, is one of the ESA cornerstone missions and will produce a very high quality astrometric, photometric and spectroscopic all-sky survey of all sources brighter than $V = 20$ (about one billion objects). The Gaia data will have a fundamental impact on several of the most important areas of Astrophysics. In this contribution I will present a description of the instrument and its characteristics and expected performance, and discuss how Gaia data promise to contribute a fundamental improvement to our knowledge of the Milky Way stellar populations and to the definition of the distance scale.

Resumen. El proyecto Gaia, planeado para ser lanzado en 2012, es una de las misiones fundamentales del plan espacial de ESA, y va a producir un relevamiento astrométrico, fotométrico y espectroscópico de alta calidad de todo el cielo, observando todas las fuentes más brillantes que $V = 20$ (\sim mil millones de objetos). Los datos de Gaia tendrán un impacto fundamental en muchas de las áreas más importantes de la Astrofísica. En esta contribución se presenta una descripción del instrumento y de sus características y *performance* esperada, y se discute cómo Gaia va a producir un avance fundamental en el conocimiento de las poblaciones estelares de la Vía Láctea y en la definición de la escala de distancia.

1. Introduction

Gaia is a cornerstone mission of the ESA Space Program planned for launch in 2012, with an expected lifetime of 5 yr. It will perform an all-sky survey complete to $V_{lim} = 20$ (blue objects) - 22 (red objects) observing about one billion sources. The data produced by Gaia will be:

- high (μ as) accuracy astrometry (parallaxes, positions, proper motions);
- optical spectrophotometry (luminosities, astrophysical parameters);
- spectroscopy (radial velocities, rotation, chemistry) to $V = 16$ (blue) - 17 (red).

These data will allow to obtain a stereoscopic and kinematic view of the Galaxy, and to address key questions of modern astrophysics regarding the formation and evolution of the Milky Way.

The final data catalogue will be produced about 2-3 yr after the end of the mission, namely around 2020, but intermediate data releases are being planned. Science alerts data will be released immediately. There are no proprietary rights on Gaia data.

More information on the Gaia mission and its science can be found at <http://www.rssd.esa.int/Gaia>.

2. Overview of the Gaia mission

2.1. Payload and measurement principle

The satellite payload is a toroidal structure (optical bench) holding two primary $1.45 \times 0.50 \text{ m}^2$ rectangular mirrors (field of view $\text{FoV} = 1.7 \times 0.6 \text{ deg}$) looking at two lines of sight separated by an angle of 106.5 deg (Basic Angle). The Basic Angle needs to be known with extremely high precision to ensure the expected astrometric accuracy of Gaia, and therefore a Basic Angle monitoring system is hosted on the payload, as well as all the optical components which allow to superpose the FoVs of the two mirrors and combine them on the focal plane.

The satellite spins around its axis, which is oriented 45 deg to the Sun, with a spin period of 6 hr (i.e. scan rate of 60 arcsec s^{-1}), and the spin axis has a precession motion with a period of 70 days. This allows the satellite to scan the entire sky on average 80 times over the 5 yr mission lifetime, with a spatial resolution of about 0.1 arcsec on the focal plane. The scanning law, however, does not provide a uniform coverage of the sky and some areas, i.e. a $\sim 10\text{-deg}$ wide strip around ecliptic latitude $\beta = \pm 45 \text{ deg}$, will be observed more than 200 times (see the transit map in Fig. 1).

The mission is designed to perform global (wide field) astrometry as opposed to local (narrow field) astrometry. In local astrometry, the star position can only be measured with respect to a neighbouring star in the same field. Even with an accurate instrument, the propagation of errors is prohibitive when making a sky survey. The principle of global astrometry is to link stars with large angular distances in a network where each star is connected to a large number of other stars in every direction.

Global astrometry requires the simultaneous observation of two fields of view in which the star positions are measured and compared. This is provided by the two lines of sight of the primary mirrors. Then, like with Hipparcos, the two images are combined, slightly spaced, on a unique focal plane assembly. Objects are matched in successive scans, attitude and calibration parameters are updated, and object positions are solved and fed back into the system. The procedure is iterated as more scans are added. In this way the system is self-calibrating by the use of isolated non variable point sources that will form a sufficiently large body of reference objects for most calibration purposes, including the definition of the celestial frame. Extragalactic objects (e.g. QSOs) will be used to attach this to the International Celestial Reference Frame.

2.2. Instruments and Data Products

The focal plane contains a few arrays of $4.5\text{K} \times 2.0\text{K}$ CCDs:

i) the sky mapper (SM), 2×7 CCDs for detection and confirmation of source

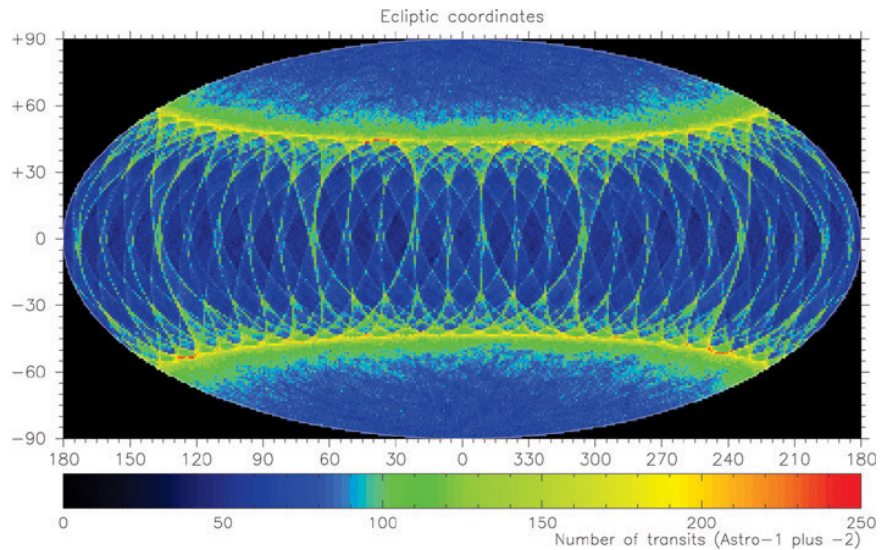


Figure 1. Dependence of the end-of-mission number of focal plane transits on position on the sky. Shown is an all-sky equal-area Hammer projection in ecliptic coordinates. The maximum number of transits will occur in a ~ 10 -deg wide strip around ecliptic latitudes ± 45 deg.

transit;

ii) the astrometric field (AF), 9×7 CCDs for astrometric measurements and white light photometry;

iii) the blue (BP) and red (RP) photometers, 2×7 CCDs for low resolution ($R < 100$) slitless prism spectrophotometry in the ranges 330-680 nm and 640-1050 nm, respectively;

iv) the radial velocity spectrometer (RVS), 3×4 CCDs for slitless spectroscopy (through grating and afocal field corrector) at the Ca II triplet (847-874 nm) with $R \sim 11,000$.

2.3. Expected performance

Astrometry Astrometric errors are dominated by photon statistics. Sources at $V \sim 7$ mag represent the bright magnitude limit for astrometric observations, as saturation sets in at $V \sim 6$ mag. According to the summer 2009 status as reported by De Bruijne (2009), the sky-averaged end-of-mission (assuming 80 transits) standard error on the parallax, in units of μas , as function of Johnson V magnitude for 3 reference stellar types, is summarized in Table 1. These estimates include a 20% margin for unmodelled errors (e.g. radiation damage CTI effect on CCDs are not fully taken into account). As expected, the red sources (spectral type M6V in the example) perform significantly better than the bluer ones. However, the most recent estimates based on laboratory tests and simulations of the radiation damage effects indicate errors around $10 \mu\text{as}$ for all sources with $V \leq 12$ irrespective of the spectral type, and values about 20-30% worse than the quoted estimates at fainter magnitudes for red and blue objects, respectively. More detailed tests are ongoing.

We note that the standard errors on position and proper motion are about 0.74 and 0.53 of those on parallax, respectively.

Crowding is a limitation for Gaia observations, the maximum density that Gaia can deal with is nominally ~ 0.25 stars arcsec $^{-2}$.

Table 1. End-of-mission (80 transits) accuracy of astrometric and photometric data as a function of Johnson V magnitude. Left: sky-averaged parallax standard error (in units of μas) for three spectral types - B1V, G2V, and M6V (from De Bruijne 2009). Right: standard error (in units of mmag) of internally calibrated integrated photometry for the two spectral types A0V-M6V in the G, BP and RP bands (from Jordi et al. 2009).

V	σ_π (μas)			σ_{phot} (mmag)		
	B1V	G2V	M6V	G	G_{BP}	G_{RP}
12	7	9	5	0.1	0.2-0.5	0.3-0.2
15	21	20	8	0.2	0.8-1.3	1.2-0.5
18	88	84	32	0.8	6-50	12-3
20	273	258	90	2.5	35-300	70-20
22	—	—	295	—	—	—

Photometry Gaia's photometric data include the integrated white light (G-band) from the AF, and the BP/RP prism spectra from which the G_{BP} and G_{RP} integrated magnitudes are derived. Example of BP/RP prism spectra are shown in Figure 2.

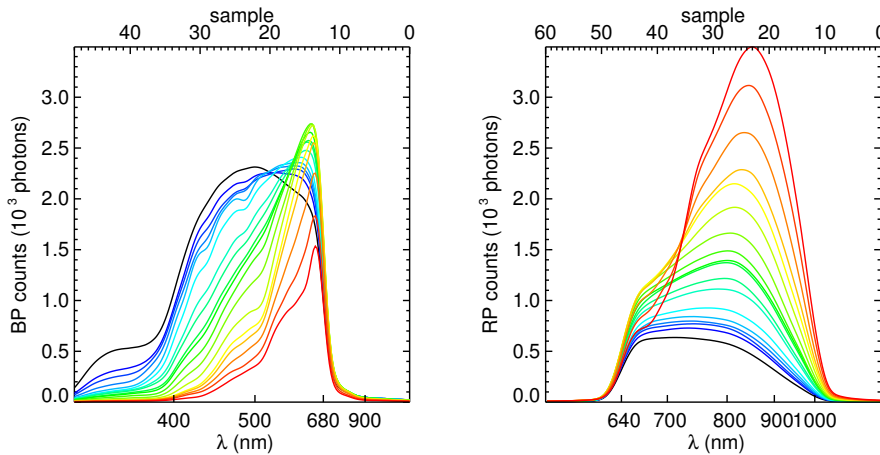


Figure 2. Examples of simulated BP and RP prism spectra for main sequence stars from O5 to M6, at $G=15$ and $A_V=0$ (Straižys et al. 2006).

The accuracy of the internally calibrated integrated photometry has been estimated by Jordi et al. (2009) taking into account Poisson + background + readout noise, and an additional margin for unmodelled errors (i.e. radiation

damage CTI effects on CCDs are not fully taken into account). The errors on the integrated white light from the AF (G band) and the integrated blue and red light from the corresponding spectrophotometers (BP and RP bands) are listed in Table 1 as a function of magnitude for the two spectral types A0V and M6V in the G, BP and RP bands (from Jordi et al. 2009). However, the aim is to provide final magnitudes/fluxes in a absolute flux scale. This will require external calibration using a number of spectrophotometric standards stars (SPSS). The accuracy of the externally calibrated data will therefore depend also on the number and spectral type of the SPSS, the accuracy of the SPSS spectral energy distributions, and might vary along the spectral range for the BP/RP spectra. The aim is to provide magnitudes/fluxes to a few % accuracy.

The accuracy per pixel of the BP/RP spectra will be at least one order of magnitude worse, depending on the shape of the spectral energy distribution. From the BP/RP spectral energy distributions it will be possible to estimate astrophysical parameters using pattern recognition techniques (Bailer-Jones 2008). For example, one expects to obtain (r.m.s. are internal uncertainties at $V=15$): i) T_{eff} to 1-5 % for a wide range of T_{eff} ; ii) $\log g$ to 0.1-0.4 dex, < 0.1 dex for hot stars ($SpT \leq A$); iii) $[Fe/H]$ to < 0.2 dex for cool stars ($SpT > F$) down to $[Fe/H]=-2.0$ dex; iv) A_V to 0.05-0.1 mag for hot stars, thus providing a complete characterization of stellar populations.

Spectroscopy The RVS provides the third component of the space velocity of red (blue) sources down to about magnitude 17 (16). Radial velocities are the main product of the RVS, with typical end-of-mission errors of < 1 , ~ 5 and ~ 10 km s⁻¹ for an A0V star at $V = 10.5$, 13.5 and 14.2 mag, respectively, and for a K1III star at $V = 14$, 16 and 17 mag, respectively. For sources brighter than ~ 14 mag the RVS spectra will provide information also on rotation and chemistry, and will allow to obtain more detailed and accurate astrophysical parameters than using the prism BP/RP spectra alone.

3. Science with Gaia

“The primary objective of Gaia is the Galaxy: to observe the physical characteristics, kinematics and distribution of stars over a large fraction of its volume, with the goal of achieving a full understanding of the MW dynamics and structure, and consequently its formation and history.” (Concept and Technology Study Report, ESA-SCI-2000-4).

The detailed knowledge of the Galaxy will provide a firm basis for the analysis of other galaxies for which this level of accuracy cannot be achieved through direct observations. However, a large number of objects external to the Galaxy will be reached by the Gaia instruments, yielding results of no lesser interest and importance.

3.1. Science products

In the Galaxy: Gaia will provide a complete census of all stellar populations down to 20th magnitude. Based on the Besançon Galaxy model (Robin et al. 2003, 2004) Gaia is expected to measure more than one billion stars belonging to the thin and thick disk, the bulge and the spheroid. Binaries, variable stars

and rare stellar types (fast evolutionary phases) will be well sampled, as well as special objects such as Solar System bodies ($\sim 10^5$), extra-solar planets ($\sim 2 \times 10^4$), WDs ($\sim 2 \times 10^5$), BDs ($\sim 5 \times 10^4$).

One billion stars in 5-D (6-D if the radial velocity is available, and up to 9-D if the astrophysical parameters are known as well) will allow to derive the spatial and dynamical structure of the Milky Way, its formation and chemical history (e.g. by detecting evidence of accretion/merging events), and the star formation history throughout the Galaxy. The huge and accurate database will provide a powerful testbench for stellar structure and evolution models. The possibility to obtain proper-motion cleaned colour-magnitude (and hence HR) diagrams throughout the Galaxy will lead to accurate mass and luminosity functions, as well as complete characterization and dating of all spectral types and Galactic stellar populations. The distribution and rate of microlensing events will allow to map the dark matter distribution. The cosmic distance scale will be defined on a robust and reliable ground thanks to the very accurate distance (i.e. luminosity calibration) of the primary standard candles, RR Lyraes and Cepheids.

Outside the Galaxy: Gaia will observe the brightest stars in nearby (LG) galaxies, therefore structure and stellar population studies will be possible also in these galaxies, at least for the brightest part of the luminosity function. SNe and burst sources will be observed in large number ($\sim 2 \times 10^4$), as well as distant galaxies ($\sim 10^7$). The detection of a large number ($\sim 10^6$) of QSOs, as well as improving the statistics of these objects, will provide a very accurate definition of the rest frame. A good number of gravitational lensing events will also be detected ($\leq 10^2$ photometric, a few 10^2 astrometric).

Fundamental physics and general relativity will greatly benefit from Gaia observations: as an example, the parameter γ , representing the deviation from Newtonian theory of the gravitational light bending, will be measured to $\sim 5 \times 10^{-7}$ as compared to the present accuracy of 10^{-4} - 10^{-5} .

3.2. MW stellar population studies with Gaia: a few examples

The previous all-sky astrometric survey, Hipparcos, observed $\sim 120,000$ objects to $V_{lim} \sim 12$, and mapped the MW stellar populations to *mas* accuracy mostly in the Solar neighbourhood (< 4 kpc). Gaia is expected to observe more than 10^9 objects to *μas* accuracy over the entire Galaxy as far as its outer edges. The following few examples give a brief overview of how Gaia will be able to study the stellar populations of the main Galactic components.

The Bulge: $\sim 1.7 \times 10^8$ stars In the study by Rangwala et al. (2009) on relatively bright ($I_0 \sim 10$ -16) stars in the bulge direction various stellar components are clearly identified: bar red clump giants, bar M/K giants, disk main sequence and disk red clump stars.

Reaching fainter along the luminosity function, Clarkson et al. (2008) find that the bulge is mostly an old stellar population and has Solar metallicity. The strong A_V variations make it difficult to disentangle the various components photometrically, therefore this needs to be done kinematically, to separate bulge stars from the foreground and background disk on a star-by-star basis, producing a clean bulge sample. From images of the ACS WFC on HST, Clarkson et al. obtain proper motions of about 0.3 mas yr^{-1} accuracy for their brighter subset.

By comparison, Gaia will obtain the same type of accuracy down to about 2 magnitudes fainter than the main sequence turn-off (MS-TO) and on the whole area of the bulge rather than the 200"×200" field of view of the ACS WFC.

The Disk(s): $\geq 10^9$ stars The MW thick disk is older than the thin disk, has higher abundance of α and r-process elements and rotates slower (Feltzing 2009). Several studies of the thick disk have raised the question of its origin (Chiappini 2010): i) from thin disk heating due to accretion of small satellites (e.g. Villalobos and Helmi 2008); ii) from accretion during merger events of early building blocks (e.g. Abadi et al. 2003); iii) from fast gas accretion in early Universe and turbulent SFR, leading to in situ formation (e.g. Bournaud et al. 2009); iv) from thin disk evolution that can mimic a thick disk via radial migration (Shoenrich and Binney 2009).

To answer these questions, detailed chemical abundances are needed, as well as accurate kinematical information. In particular, one will need to, e.g.: i) assess whether the scatter in the age-metallicity relation (thick vs. thin) is real; ii) obtain the metallicity distribution of the thin/thick disk and the bulge as a function of distance; iii) obtain the age-velocity relation as a function of age; iv) obtain the structural and orbital parameters of the populations.

The typical tracers of these populations are dwarf stars, and Gaia will give us very good distances and proper motions on kpc-scales for these stars, for which we will be able to determine also reliable stellar parameters and ages.

For example, MS-TO stars with $M_V=4.5$ mag and extinction $A_V=0-2$ mag are seen at $V\sim 18-20$ at a distance of 5 kpc. The proper motions will be obtained with errors of 1-3 km s⁻¹ which is amply sufficient to disentangle the various populations kinematically. For brighter ($V\leq 18$) subsets it will also be possible to derive estimates of temperature, reddening, gravity and metallicity (and $[\alpha/Fe]$ for those brighter than 16) which will be sufficiently accurate to allow a complete characterization of these stellar populations.

The spiral arms, which can be traced by B and M supergiants with $M_V=-5$, can be seen as far as 10 kpc with proper motion accuracy better than 1 km s⁻¹ and complete astrophysical characterization.

Finally, the open clusters, which are very important tools to study the Galactic disk, will all be observable by Gaia for a large fraction of their member stellar population, including the old (3.5 Gy) and most distant (22 kpc) Be29 that will be observable to about 2 mag fainter than the MS-TO.

The Halo: $\sim 2 \times 10^7$ stars Typical tracers of the field halo population, which have been used in several studies, are K giants ($M_V=-1$), HB stars ($M_V=+0.5$), and MS-TO stars ($M_V=+4.5$). With the former two stellar types Gaia will map the inner halo as far as 10 kpc with individual proper motion errors less than 1 km s⁻¹, and the outer halo as far as 30 kpc with proper motion errors of $\sim 3-7$ km s⁻¹, respectively. The much fainter (but more numerous) MS-TO stars can be used to map the inner halo as far as 4 kpc with individual proper motion errors less than 1 km s⁻¹.

As a comparison, the study of the halo field stars by Carollo et al. (2007, 2010), which has led to a clear detection and characterization of the thick disk, and the inner and outer halo, is based on $\sim 17,000$ local (*observed* at $d \leq 4$ kpc) SDSS/SEGUE calibration stars (mostly MS-TO and dwarf stars) for which the

astrophysical parameters are obtained from SEGUE spectra, the photometric distances are accurate to 10-20%, the radial velocities are accurate to 5-20 km s⁻¹, and the proper motions from the SDSS are accurate to 3-4 mas yr⁻¹. With these data Carollo et al. reconstruct the field halo population characteristics as far as about 20 kpc and identify the various components.

Using the same type of tracers, Gaia will obtain ~ 80 -100 times smaller proper motion errors at 4 kpc, and 10 times smaller proper motion errors at 25 kpc. In addition, the all-sky coverage of Gaia will provide orders of magnitude larger stellar samples for a complete and statistically very robust mapping of the field halo populations.

Globular clusters (GC) are a very important component of the halo. The closer ones (≤ 10 kpc) will be observed by Gaia down to ≥ 2 mag fainter than the MS-TO, and those as far as 30 kpc will be observed down to the faint end of the subgiant branch. Even the most distant GC NGC2419 at 90 kpc will be observed to ~ 0.5 mag fainter than the level of the horizontal branch, thus allowing to map a significant fraction of its red giant branch. The mean distance to the GCs will therefore be determined very accurately as the average of 10^3 - 10^6 individual parallax measures.

Simulations with King models and concentration $c = 0.5$ to 2.5 for each of the 150 GC in Harris (1996) Catalogue have shown that about 30% of them are fully observable by Gaia, and most are observable at radial distance > 1 arcmin. Therefore it will be possible to obtain very accurate proper-motion cleaned colour-magnitude diagrams which will allow to study the GC internal dynamics, and derive reliable relative and absolute ages (as far as the stellar evolution theoretical models can permit). This approach was successfully applied to the nearest (2.5 kpc) GC NGC6397 by King et al. (1998) and Richer et al. (2008) using HST WFPC2 and ACS images on a 10 yr baseline to obtain proper motions with errors of ~ 2.5 mas yr⁻¹.

The distance scale: local calibrators. The accurate and reliable definition of the distance scale based on the trigonometric calibration of the local standard candles is perhaps the most important result that an astrometric project can achieve, not only for the best overall knowledge of the Galaxy, but also for its implications on extragalactic astronomy and cosmology.

RR Lyrae variable stars are the most traditional standard candles, as their absolute magnitude can be known to a first approximation as $M_V = \alpha + \beta[Fe/H]$, with $\alpha \sim 0.6$ and $\beta \sim 0.2$.

Hipparcos measured parallaxes for 126 RR Lyrae stars with $\langle V \rangle = 10$ to 12.5 mag (750-2500 pc, Fernley et al. 1998), but only one star, RR Lyr itself, had a parallax measured to better than 20%, $\pi = 3.46 \pm 0.64$ mas (van Leeuwen 2007). However, the parallax measured by Benedict et al. (2002) using HST data, $\pi = 3.82 \pm 0.20$ mas, leads to a shorter distance modulus by ~ 0.2 mag. This 10% discrepancy is far too large for what is supposed to be the basic luminosity/distance calibrator and the first step in the cosmic distance scale. Incidentally, Rees and Cudworth (2010) have found evidence for systematic errors in the proper motions from the HST studies.

Gaia will obtain the parallax of RR Lyr to $< 0.1\%$ and the trigonometric distances to *all* the field RR Lyraes within 1.5 (3) kpc with *individual* accuracy $\sigma(\pi)/\pi < 1\%$ (2.5%), and better than 30% for those as far as 30 kpc. This will

allow to calibrate the $M_V - [Fe/H]$ relation with very high accuracy, for application to all stellar systems where a good estimate of the RR Lyrae metallicity and mean V magnitude is possible.

Cepheids, along with RR Lyrae stars, form the basic steps of the extragalactic distance scale. Classical Cepheids are a few magnitudes brighter than RR Lyraes, and can be observed in many spiral and irregular galaxies as far as 25 Mpc (thus reaching the Fornax and Virgo clusters) with the use of the HST and other large ground-based or space telescopes.

About 800 Cepheids, mostly located in the Solar neighbourhood, are presently known in the MW. Hipparcos measured parallaxes for about 250 of them, ~ 100 of which with accuracies of ≤ 1 mas. Additional HST-based parallaxes are available for 10 of these stars. With the use of these data, van Leeuwen et al. (2007) derived a new calibration of the PLC relation leading to a distance modulus of 18.48 ± 0.03 mag for the LMC, and hence $H_0 = 70 \pm 5$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$. This is certainly an excellent result, but is still affected by uncertainties due to the various parameters involved in the definition of the calibration itself.

Gaia is expected to measure distances to $< 1\%$ up to 3 kpc, and to $< 3\%$ for 75% of all Galactic Cepheids, and therefore will provide a definitive resolution of the controversy about the zero-point of the PLC relation, as well as about the dependence on period, colour and metallicity.

Cepheid parallaxes can also be measured by Gaia in extragalactic systems such as the Sagittarius dwarf galaxy with individual $\sigma(\pi)/(\pi) < 10\%$. Several thousands Cepheids are known in the LMC and SMC (OGLE Survey, Soszynski et al. 2008, 2010). Those with period longer than ~ 10 days ($M_V \leq -4.2$ mag) will be observable with individual accuracy $\sigma(\pi)/(\pi) \leq 80\%$; a few ultra-long period ($P \geq 100$ d) Cepheids have been discovered recently (Bird et al. 2009), they are extremely bright ($M_V \sim -7$ mag) and will be observable with individual accuracy $\sigma(\pi)/(\pi) \leq 50\%$. However, the period distribution peaks around 3-5 days, these Cepheids are intrinsically fainter ($M_V \sim -3$ mag) and will have less accurate individual parallaxes, but are very numerous and therefore will contribute to obtain a very accurate mean distance to the Magellanic Clouds.

This will allow to reach a few fundamental goals:

- i) define a very accurate PLC relation with the additional help of the Galactic calibration relation;
- ii) establish the *mean* distance to the LMC on a completely trigonometric basis and to a very high degree of accuracy;
- iii) establish the universality of the PLC relation, namely its applicability to all galaxies and hence the possibility to derive H_0 and the age of the Universe.

The talk by L. Macri at this meeting gives more detailed information on Cepheids and their great importance for Astrophysics and Cosmology.

Acknowledgments. The author gratefully acknowledges the support of the Asociación Argentina de Astronomía to the participation in the 53rd AAA annual meeting in Salta.

References

- Abadi, M.G., Navarro, J.F., Steinmetz, M. and Eke, V.R. 2003, ApJ, 597, 21
 Bailer-Jones, C. 2008, GAIA-C8-TN-MPIA-CBJ-043 (in Gaia Livelink)

- Benedict, G.F. et al. 2002, *AJ*, 123, 473
- Bird, J.C. et al. 2009, *ApJ*, 695, 874
- Bournaud, F., Elmegreen, B.G. & Martig, M. 2009, *ApJ*, 707, L1
- Carollo, D. et al. 2007, *Nature*, 450, 1020
- Carollo, D. et al. 2010, *ApJ*, 712, 692
- Chiappini, C. 2010, in *ELSA Conference 2010 - Gaia: at the frontiers of astrometry*, EDP Sciences EAS Series, Eds. C. Turon, F. Arenou & F. Meynadier, in press
- Clarkson, W. et al. 2008, *ApJ*, 684, 1110
- De Bruijne, J. 2009, GAIA-CA-TN-ESA-JDB-055 (in Gaia Livelink)
- Feltzing, S. 2009, in *The Milky Way and the Local Group - Now and in the Gaia Era*, <http://www.ari.uni-heidelberg.de/meetings/milkyway2009/talks/sfeltzing.pdf>
- Fernley, J. et al. 1998, *A&A*, 330, 515
- Harris, W. 1996, *AJ*, 112, 1487 (updates in <http://www.physics.mcmaster.ca/Globular.html>)
- Jordi, C. et al. 2009, GAIA-C5-TN-UB-CJ-047 (in Gaia Livelink)
- King, I. et al. 1998, *ApJ*, 492, L37
- van Leeuwen, F. 2007, Springer, *Ap. Space Sci. Library* Vol. 350
- van Leeuwen, F., Feast, M.W., Whitelock, P.A., Laney, C.D. 2007, *MNRAS*, 379, 723
- Rangwala, N., Williams, T.B. & Stanek, K.Z. 2009, *ApJ*, 691, 1387
- Rees, R.F. & Cudworth, K. 2010, *BAAS* Vol. 41, p. 477
- Richer, H. B. et al. 2008, *AJ*, 135, 2141
- Robin, A.C., Reyl e, C., Derri ere, S. & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Robin, A.C., Reyl e, C., Derri ere, S. & Picaud, S. 2004, *A&A*, 416, 157
- Schonrich, R. & Binney, J. 2009, *MNRAS*, 399, 1145
- Soszynski, I. et al. 2008, *Acta Astron.*, 58, 163
- Soszynski, I. et al., 2010, *Acta Astron.*, 60, 17
- Strai zys, V. et al. 2006, GAIA-C8-TN-ITPA-VS-001 (in Gaia Livelink)
- Villalobos, A. & Helmi, A. 2008, *MNRAS*, 391, 1806

TRABAJO INVITADO

Photometric and spectroscopic studies of small Solar System bodies and the IMPACTON project

D. Lazzaro¹

(1) *Observatório Nacional, MCT, Rio de Janeiro, Brasil*

Abstract. The correct physical characterization of small Solar System bodies is of outmost importance in trying to set constraints on their formation, origin and evolution. This characterization, however, depends on several observational parameters, which are not easy to be obtained, nor to be interpreted. In this paper we will describe recent results obtained by our group using detectors in diverse wavelengths at small to large sized telescopes. We will also describe the IMPACTON project which is devoted to install and operate a 1-meter telescope dedicated to perform the monitoring of the orbit and to study the physical properties of small bodies in near-Earth orbits.

Resumen. Una caracterización física detallada de los pequeños cuerpos del Sistema Solar es de suma importancia para tratar de establecer restricciones en su formación, origen y evolución. No obstante, esta caracterización depende de varios parámetros observacionales, que no son fáciles de obtener ni de interpretar. En este trabajo describimos los resultados recientes obtenidos por nuestro grupo, en el cual se usaron detectores en diferentes longitudes de onda operando en grandes y pequeños telescopios. También describimos el proyecto IMPACTON, cuyo objetivo es llevar a cabo la instalación y operación de un telescopio de 1-m, el cual está dedicado tanto al monitoreo como al estudio de las orbitas y de las propiedades físicas de pequeños cuerpos en órbitas próximas a la de la Tierra.

1. Introduction

The asteroids and the comets are classically considered to be the small bodies of the Solar System. The former are mostly located in the region between Mars and the Earth, although there exist many objects which come close and even intersect the inner planets orbits. The comets, on the other hand, are mostly located in the outer part of the Solar System, having very eccentric orbits which can bring them close to the Sun. It is believed that both populations lie close to their formation location being this the cause for their very diverse composition: silicate and iron-rich the asteroids, and icy-rich the comets. In-between these two populations, in terms of physical properties and location, many and diverse populations of small bodies are being discovered in the last years, among which

we can mention the main belt comets (MBC), the asteroids in cometary orbits (ACOs), the Centaurs and the Trans-Neptunian objects (TNOs).

It is believed that most of these small bodies are remnants of the Solar System formation. We recall that the most accepted model considers that the Solar System formed from the collapse of a rotating nebula of gas and dust. As the material was accreting in the center, forming the pro-Sun, the dust material settled in the disk. In this protoplanetary disc the material in the inner part is heated by the proto-Sun, therefore, ices and gas cannot condense, just silicates and iron compounds. The external part of the disc, on the other hand, remains cold and ices and gases condense, along with silicates and iron compounds. This segregation of material is easily recognized among the planets: rocky and gas giant, respectively, in the inner and external part of the Solar System. In the disk the grains begin to collide. Whether the collision is at low or high velocity the outcome is quite different: accretion of the material in larger bodies or fragmentation. Since Jupiter grows very rapidly this causes orbital perturbations to excite the bodies in its neighborhood increasing their relative velocities. In the asteroidal region, therefore, the fragmentation regime starts and the accretion is terminated. By this process mass is removed from the region and what remains are the asteroids. Beyond Jupiter, on the other hand, the proto-planets grow nearly at the same rate and the particles form the outer planets. However, since the mass decreases outward in the disk only smaller and smaller objects are formed: the Trans-Neptunian objects. The scattered objects in all this process finally form the Oort cloud.

From the above it emerges the importance in studying the astrophysical properties of the small bodies since they must retain much information about the early processes in the Solar System formation and can, thus, confirm as well as set constraints on the formation models.

2. Astrophysical Properties

Among the physical properties of small Solar System objects which can be obtained from astrophysical observations, in conjunction or not with models, are the size, the form, the rotation state, the composition and the internal structure. Due to the large number of these bodies we can study these properties individually or in a collective way trying to understand the formation and evolution of the diverse populations.

The astrophysical properties can be obtained from diverse kind of observations, the most traditional being broadband photometry in diverse wavelengths. In the visible, $0.4 - 0.9 \mu m$, and near-infrared, $0.8 - 2.5 \mu m$, the observation in one band can give the magnitude and brightness variations of an object, constraining its size, its rotational properties and, if present, its cometary activity. Broadband photometry in several bands allows the determination of colors which give constraints on the surface composition. Broadband photometry in the mid-infrared, $8 - 23 \mu m$, when adjusted to models, gives the thermal flux of an object and the albedo. It is important to mention that the albedo is one of the most fundamental physical properties of an atmosphereless body since it allows to obtain its size through the relation $D_{km} = (1329/\sqrt{pV})10^{-0.2H_V}$,

where D_{km} is the diameter in km , p_V is the visual albedo and H_V the visual absolute magnitude.

The surface composition and mineralogy of small Solar System objects can be derived from low resolution spectroscopy in the visible and near-infrared (VNIR), through the comparison with spectra of minerals and meteorites obtained in laboratory. Low resolution spectroscopy, up to nearly $1 \mu m$, has been used to derive taxonomies which give just an indication of the diverse surface properties of the bodies while the mineralogy is only obtained, and just in special cases, with spectra up to $2.5 \mu m$.

In what follows we will describe some recent results obtained by our group on individual and collective astrophysical properties of small Solar System bodies using broadband photometry and low resolution spectroscopy at diverse observatories and telescopes.

2.1. Individual

Cometary activity (2060) Chiron was discovered in 1987, at $17 AU$, being the most distant asteroid known at that time. Starting in 1989, when the object was at $13 AU$, it began to present cometary activity. Considering that an activity very distant from the Sun is somewhat unusual, we started a photometric monitoring of this object as it was approaching its first perihelion after discovery, to be reached 1996 (Lazzaro et al. 1996, Lazzaro et al. 1997, Duffard et al. 2002).

CCD observation were performed using the following telescopes at the diverse observatories: $0.6 m$ and $1.5 m$ at the Observatório do Pico dos Dias (Brazil), $1.54 m$ at the Estación Astrofísica de Bosque Alegre (Argentina), $1.6 m$ at the Observatoire de Haute-Provence (France) and $2.15 m$ at the Observatorio El Leoncito (Argentina). Most of the broadband photometry was obtained using the Johnson R filter, although some observations were made also in the V filter. The analysis of the data showed that the brightness of (2060) Chiron reached a minimum value in 1999, just after perihelion and began increasing again in 2000. This data was the first to indicate that Chiron was starting a new outburst of activity which would be compatible with sporadic cometary behavior, not related to heliocentric distance (Duffard et al. 2002).

Surface composition Asteroids and comets have been considered as members of two distinct populations which could be dynamically separated by their Tisserand invariant (T). This is an integral of motion of the restricted problem Sun-Jupiter-object, defined by the relation $T = (a_J/a) + 2\cos(I)\sqrt{(a/a_J)(1-e^2)}$, where a_J and a are the semi-major axis of the orbits of Jupiter and the object, respectively, while e and I are the eccentricity and inclination of the object's orbit. Kresak (1979) noted that most comets have T smaller than 3 while asteroids have $T > 3$. In recent years, however, several asteroids have been found to have $T < 3$ without any sign of cometary activity. Among these is asteroid (5201) Ferraz-Mello which since its discovery has been suspected to be an extinct Jupiter family comet. In order to put constraints on the possible origin of this asteroid we decided to perform its spectrophotometric characterization.

Photometric observations of the asteroid (5201) Ferraz-Mello with the g , r , i , and z filters of the SDSS system were acquired with the SOAR Optical Imager (SOI) mounted on the $4 m$ SOAR telescope on Cerro Pachon (Chile),

during service mode observations. To obtain a taxonomic classification, the SDSS colors ($(g-r)$, $(r-i)$, and $(r-z)$) were converted to flux by removing the solar component and the resulting reflectance was normalized on the r band. The reflectance spectra proved to be quite unusual, with a steep spectral gradient that is comparable to TNOs and Centaurs, but with an increase in the reflectance in the g band that is not common in those populations. A similar behavior is seen in cometary nuclei that were observed in the presence of a faint dust coma. This spectral characteristic and the dynamical evolution, both suggest that (5201) Ferraz-Mello is indeed a dormant or extinct comet (Carvano et al. 2008).

Surface mineralogy (4) Vesta has long been known as the unique large asteroid with a basaltic crust (McCord et al. 1970). The presence of this crust imply that the body has undergone extensive heating causing differentiation and resurfacing. Great impacts are believed to have excavated the surface of (4) Vesta leading to the formation of a family as well as fragments which were injected into nearby resonances and ended up having close encounters with the terrestrial planets. Some of these reached the Earth being the basaltic achondrite meteorites, collectively know as the HED suite, whose composition is very similar to that of (4) Vesta. The link between (4) Vesta, the small asteroids in its vicinity and the HED meteorites seemed, thus, quite consistent until the discovery of the basaltic nature of asteroid (1459) Magnya (Lazzaro et al. 2000). This asteroid is located in the exterior part of the Main Belt, and with no possible dynamical link to (4) Vesta. Moreover, it is quite accepted nowadays that a basaltic surface would not originate on small size objects thus suggesting that (1459) Magnya, with a diameter between 30 and 17 km , must be a remnant of the catastrophic disruption of a large differentiated object in the outer Main Belt.

The basaltic nature of (1459) Magnya was first discovered in 1998 from visible low-resolution spectra obtained with the 1.5 m telescope at European Souther Observatory (Chile). Additional observations were obtained in November 1999 and January 2000 with the double spectrograph on the 5 m Hale telescope at Palomar Observatory (USA) and in December 1999 with NSFCAM on the 3 m NASA Infrared Telescope Facility at Mauna Kea (Hawaii). Moreover, the dynamical analysis of the region around Magnya showed that it is densely filled by mean-motion resonances, generating slow orbital diffusion processes and providing a potential mechanism for removing other basaltic fragments that may have been created on the same parent body as Magnya (Michtchenko et al. 2002). Magnya itself may represent a rare surviving fragment from a larger, differentiated body that was disrupted long ago. It is important to stress that the discovery of a basaltic object unrelated to Vesta, was a breakthrough in the accepted view about the extension of the differentiation processes in the Main Belt. In the last years several other small basaltic objects have been discovered in the intermediate and outer Main Belt, but when the results about (1459) Magnya were first presented the fact was so remarkable (and possibly untrue!) that the cautious title ‘‘A V-type asteroid at 3 AU?’’ was used (Lazzaro et al. 1999).

Surface structure The region between 40–42 AU , in the outer part of the Solar System, is filled with overlapping secular resonances which lead to an increase of eccentricities and close-encounters with Neptune of the objects there located.

Over the age of the Solar System this process should remove any object from this region. However, several objects have been recently discovered posing the question whether they were recently injected, possibly due to a collision. If this is the case, the surface of these bodies should have been resurfaced, showing fresh ices from beneath the crust. In order to investigate this question we performed a dynamical and observational study of one of these unstable objects, (59358) 1999 CL₁₅₈, which is presently the most chaotic of the known TNOs.

A near-infrared spectrum of the object was obtained in the region between $1.43 - 1.96 \mu m$ using the Near InfraRed Imager and spectrograph, NIRI, at Gemini North 8 m telescope (Alvarez-Candal et al. 2007). The spectra, although quite noisy due to the faintness of the object at the time of the observations, clearly shows a composed band at $1.7 \mu m$ which is due to CH_4 ice. There is also a slight indication of the presence of a second band, at $1.58 \mu m$, which could be associated to CO , but the identification is not definite. No H_2O band is visible. These results indicate that (59358) 1999 CL₁₅₈ is the smallest TNO with indication of CH_4 on its surface and confirm the hypothesis that this object was, very possibly, recently injected by a collision into the region.

Albedo and size Asteroid (298) Baptistina, in the inner part of the Main Belt, became famous when it was associated to the probable source of the K/T impactor, responsible for the mass extinction event 65 Myr ago (Bottke et al. 2007). The authors derived the age of the formation of the family associated to Baptistina as being of 160^{+30}_{-20} Myr, based on the assumption that the composition of (258) Baptistina was similar to CM2 meteorites, with an albedo of 0.04. However, this asteroid was spectroscopically observed as part of the S3OS2 survey (Lazzaro et al. 2004), deriving a X or X_c taxonomic classification, according to a Tholen-like or Bus taxonomic scheme, respectively. It is noteworthy that the X class can be associated to very diverse compositions: carbon/organic rich silicates, metal plus enstatite, enstatite or iron-free silicates.

In order to better constrain the real composition of (298) Baptistina, photometric observations in the visible and mid-infrared were thus performed. Visible photometry for the asteroid was acquired using the 1.5 m telescope at the Observatório do Pico dos Dias (Brazil) and with the Wide Field Imager at the European Southern Observatory 2.2 m telescope at La Silla (Chile). Furthermore, thermal infrared observations were performed in service mode with TReCS at the 8 m Gemini South (Chile) telescope using the Si4, Si4 and Si6, with central wavelength of $8.74 \mu m$, $10.38 \mu m$ and $12.33 \mu m$, respectively. Using the NEATM model (Delbó & Harris 2002) we obtained as best-fitting an albedo of $p_V = 0.347^{+0.221}_{-0.210}$ which yields a diameter of 12.4 km (Carvano & Lazzaro 2010).

From these results (298) Baptistina is considerably smaller and with a much higher albedo than what was assumed by Bottke et al. (2007). Such high albedo is incompatible with a CM2 mineralogy making it unrelated to the K/T event. Moreover, to use the derived albedo for the Baptistina family would severely alter estimations of the age of the family based on Yarkovsky spreading and, therefore, ruling out any connection between the collision that formed the family and the K/T event. This proved to be a very good example of how the correct physical characterization of an asteroid is of utmost importance when trying to set constraints on its formation, origin and evolution.

2.2. Collective properties

Distribution of rotation frequencies It has long been recognized that the study of asteroid spin rates may provide relevant information about the collisional evolution of the population. It is noteworthy that the rotational state of atmosphereless and irregular Solar System bodies, which just reflect the solar light, is relatively easy to be obtained through the analysis of their light curve. Several important questions can be addressed, in particular if correlations are found between rotational spin and location, diameter, composition or other physical properties.

The small sized population of Main Belt asteroids was studied by our group through visible CCD photometry using the 0.6 *m* and 1.5 *m* telescopes at the Observatório do Pico dos Dias (Brazil) and the 1.5 *m* telescope at the Estación Astrofísica de Bosque Alegre (Argentina) (Angeli et al. 1999, Angeli et al. 2001, Almeida et al. 2004). The statistical analysis of the rotational properties of this population indicates that it is composed of three components the largest one with a mean rotational period of 8.8 *hr*, similar to that of the large planets, being, thus, possibly primordial. The other two components are of rapid and slow rotators, which can be related to the collisional evolution. The question of whether the rotational properties could be indicative of the occurred fragmentation was also analyzed for some families but giving no conclusive results due to the statistics of small numbers (Alvarez-Candal et al. 2004).

Distribution of taxonomies A precise compositional characterization of the asteroid belt is very important in order to model the Solar System origin and evolution. In order to contribute to the compositional characterization of the Main Belt we performed a visible spectroscopic survey of asteroids, the Small Solar System Objects Spectroscopic Survey, denominated S_3OS_2 (Lazzaro et al. 2004). The observations were carried out at the European Southern Observatory at La Silla (Chile) using the 1.52 *m* telescope and instrumental set-up allowing an useful spectral range of $0.49 < \lambda < 0.92 \mu m$. Between November 1996 and September 2001 were observed 824 asteroids, during 134 nights. The obtained spectra were used to classify the asteroids according to the Tholen and the Bus taxonomies.

The global spatial distribution of the observed asteroids covers quite well all the region of the Main Belt, between 2.2 and 3.3 *AU*, with just few concentration due to the fact that the survey focused also on the study of several sub-sets of asteroids, such as several large families and groups. The bias-corrected taxonomic distribution of asteroids in the Main Belt (Mothé-Diniz et al. 2003) resulted significantly different from the majority of previous works. The most notable difference concerns the distribution in semi-major axis of the S class (and its subtypes), found to compose a significant fraction of the asteroidal population out to 3.0 *AU*. Moreover, a greater mixing of compositions was discovered among the smaller objects and as we go from objects in nearly circular and plane orbits to “scattered” asteroids, i.e., in high-inclination and/or high-eccentricity orbits.

Distribution of basaltic material Basaltic material is reckoned as the result of an extensive geochemical differentiation. According to our current understanding this should occur only on large-sized object due to the heat needed to melt

the chondritic material. Although asteroid (4) Vesta is the only large object in the Main Belt which shows an almost intact basaltic crust, an increasingly large number of small asteroids with a similar surface composition have been discovered in the last years, setting up the discussion whether they all have a common (Vesta) origin or not. In order to set constraints, we decided to study the mineralogy of a number of V-type asteroids in the neighborhood of (4) Vesta (Duffard et al. 2004, De Sanctis et al. 2010) as well as far away from it (Roig et al. 2008).

Low resolution spectra of the selected V-type asteroids were obtained in 2002 and 2007 with the 3.6 *m* Telescopio Nazionale Galileo (Canary Islands, Spain) using the Near Infrared Spectrometer (NICS). NICS with the Amici prism disperser yields a complete $0.8 - 2.5\mu\text{m}$ spectrum which encompasses the $1\mu\text{m}$ and $2\mu\text{m}$ pyroxene features allowing a precise mineralogical characterization. Objects in the intermediate Main Belt were also observed with the 8 *m* Gemini South & North (Chile and Hawaii) telescopes using GMOS, which gives a visible spectra in the range of $0.49 - 0.92\mu\text{m}$.

The obtained data suggest the possible coexistence of distinct mineralogical groups among the V-type asteroids, either probing different layers of (4) Vesta or coming from different bodies. No clear correlation was found between mineralogies and the object being, or not, member of the Vesta dynamical family. The dynamical analysis of the intermediate Main Belt basaltic asteroids (Carruba et al. 2007, Roig et al. 2008) also indicate that were possibly originated by the fragmentation of a large differentiated object, other than (4) Vesta.

2.3. The IMPACTON project

Near-Earth Objects (NEOs) are asteroids and comets in orbits that allow them to enter Earth's neighborhood and defined as having a perihelion of less than 1.3 *AU*. The threat to Earth from impacts by these objects is very real. Impact craters have been found on much of the Earth's uneroded land surface, including the giant crater from the main impact that killed off the dinosaurs 65 million years ago. The cratering rate over the past few million years reasonably matches that predicted from the small sample of NEOs found by astronomers to date. A major NEO impact is an infrequent but highly destructive event. The estimated population of NEOs greater than 1 *km* in size is 1100 while only nearly 700 have been discovered up to now. On the other hand, the estimated population of NEOs greater than 140 *m* in size is approximately 100000 objects and we know only less than 4000, i.e., less than 4%! It is noteworthy that the impact of an object of 140 *m* in size can destroy a large region, like a small country. For this reason since the 1980's several programs were initiated around the world to search and detect these potentially hazardous objects, in particular in the northern hemisphere, and leaving the southern sky mostly uncovered. It is important also to mention that the damage a collision can cause is not only size-dependent but it critically depends on the composition and internal structure of the object.

The IMPACTON project - Iniciativa de Mapeamento e Pesquisa de Asteróides nas Cercanias da Terra no Observatório Nacional - formally started in 2005 aiming to install and operate a robotic telescope dedicated to the follow-up and physical characterization of NEOs. IMPACTON was proposed not just to

impulse and consolidate studies on the subject, but also as a pioneer project in Brazil to create a physical infrastructure dedicated to the remote astronomical observations. This infrastructure includes the choice of an appropriate observing site, the selection, construction and installation of the observing equipments, the definition of the data transmission hardware as well as software, and the implementation of a remote operation system. The project is lead by the Planetary Science Research Group of the Observatório Nacional and the telescope, and related infrastructure, has been recently installed in the Northeast of Brazil, in a region known as “Sertão de Itaparica”. The nearest city, with just 3000 inhabitants, is Itacuruba (Pernambuco) at 7 *km* from the observatory and the installed infrastructure includes:

- *Telescope*: Astro Optik Philipp Keller (Germany); 1 *m* telescope; AltAz fork mount; Primary focal ratio of $f/3$; Focal ratio of $f/8$ (uncorrected) and $f/7.03$ (corrector); Lomo Sitall optic with Al+SiO₂ coating.
- *Dome*: Sirius (Australia); 6.7 *m* diameter; 5.5 *m* total high (2 *m* walls); fiber glass; motorized dome rotation and shutter operation; computerized operations; battery charged by solar panels.
- *CCD*: Apogee Instruments (USA); model Astra U47, back-illuminated; 1024x1024 *pixels*; 13.3x13.3 *mm* (177.2 *mm*²); thermoelectric cooling up to -70° C; high quantum efficiency in the visible; filter wheel with 9 positions and BUVRS filters.



Figure 1. The Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica, OASI.

Regarding the choice of the site, it is important to stress that there is no “perfect site”, but just the “best possible site”. Therefore, it is essential to first define the criteria necessary to reach the scientific objectives and then choose the site which **best** satisfies **most** of the criteria. Among the technical general criteria can be mentioned: low cloudiness, low light and dust pollution, low atmospheric turbulence and a great number of clear nights. In the case of the IMPACTION project, we also had as criteria the southeast possible latitude, a

night temperature not very high, due to the robotic telescope and thermoelectric cooled CDC, and a public institution, in order to lower costs. In figure 1 is shown the site, now called *Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica*.



Figure 2. Two moments of the mounting the IMPACTON telescope.

The mounting of the telescope occurred in July of 2010 (Figure 2) and right now are being made checks and calibrations. By the end of this year we expect to start normal operations first on-site, followed by remote and, finally, automatic observations. The program will focus on the follow-up and physical characterization of selected objects in the following sequence of priority: (a) objects discovered by the Busque Project in Uruguay, (b) objects from other surveys needing follow-up, (c) objects already observed in previous months and in need of further data, (d) interesting objects needing data. The methodology to be used is to obtain photometric images of the object and of calibration stars in the sequence B-V-R-I during three or more nights. This will allow to determine the orbit, the rotational properties and color indexes (surface composition) of 20 to 30 NEO per month and obtain a large homogeneous data set for robust statistical studies on the physical properties of the population.

2.4. Conclusions

In the present paper we have revised some of the work performed by the Planetary Science Research Group of the Observatório Nacional in Rio de Janeiro. It is noteworthy that the group started its activities back in 1993 and now is recognized as pioneer in the area of astrophysical observations of small Solar System bodies in Brazil. The group is presently formed by five researchers, four from the Observatório Nacional and one from the Observatório do Valongo, and by several graduate and undergraduate students. Several scientific cooperations with researchers from other institutions in our country as well as from Argentina, Uruguay, Europe and USA have increased the visibility of the work performed by the group. This is the result of much work and the ability to obtain observation time in all range of telescopes size and using the most diverse, and modern, detectors in the Visible, the Near-Infrared and the Mid-Infrared. Our greatest achievement, however, has been to prove that the study of these small bodies

is still presenting an unexpected and, greatly unexplored, variety of physical characteristics and processes.

Agradecimientos. It is my pleasure to thank the Scientific Organizing Committee for the invitation to present this paper and to the Local Organizing Committee for the very nice meeting. I wish also to thank the present and past members of the Planetary Sciences Group of the Observatório Nacional which were responsible for much of the work here presented.

References

- Almeida, R., Angeli, C.A., Lazzaro, D., & Duffard, R. 2004, *A&A*, 415, 403
- Alvarez-Candal, A., Duffard, R., Angeli, C.A., Lazzaro, D., & Fernández, S. 2004, *Icarus*, 172, 388
- Alvarez-Candal, A., Jones, D., Lazzaro, D., Williams, I.P., & Melita, M. 2007, *A&A*, 446, 749
- Angeli, C.A., Lazzaro, D., Florczak, M.A., Betzler, A.S., Carvano, J.M. 1999, *Planet. Space Sci.*, 47, 699
- Angeli, C.A., Guimarães, T., Lazzaro, D., Duffard, R., Fernández, S., Florczak, M., Mothé-Diniz, T., Carvano, J.M., & Betzler, A.S. 2001, *AJ*, 121, 2245
- Bottke, W.F., Vokrouhlický, D., & Nesvorný, D. 2007, *Nat*, 449, 48
- Carruba, V., Michtchenko, T., & Lazzaro, D. 2007, *A&A*, 473, 967.
- Carvano, J.M. & Lazzaro, D. 2010, *MNRAS*, 404, L31
- Carvano, J.M., Ferraz-Mello, S., & Lazzaro, D. 2008, *A&A*, 489, 811
- Delbó, M. & Harris, A.W. 2002, *Meteoritics Planet. Sci.*, 37, 1929
- de Sanctis, M.T., Ammannito, E., Migliorini, A., Lazzaro, D., Capria M.T., & McFadden, L. 2010, *MNRAS*, in press.
- Duffard, R., Lazzaro, D., Pinto, S.S., Carvano, J.M., Angeli, C.A., Alvarez-Candal, A., & Fernández, S. 2002, *Icarus*, 160, 44
- Duffard, R., Lazzaro, D., Licandro, J., de Sanctis, M.C., Capria, M.T., & Carvano, J.M. 2004, *Icarus*, 171, 120
- Krésak, L. 1979, *Asteroids* (E. Gehrels, Ed.) Univ. of Arizona Press, Tucson, p 289
- Lazzaro, D., Florczak, M.A., Betzler, A.S., Winter, O.C., Giuliatti-Winter, S., & Foryta, D. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 1547
- Lazzaro, D., Florczak, M.A., Angeli, C.A., Carvano, J.M., Betzler, A.S., Barucci, M.A., Doressoundiram, A., & Lazzarin, M. 1997, *Planet. Space Sci.*, 45, 1607.
- Lazzaro, D., Michtchenko, T., Carvano, J.M., Florczak, M. 1999, *Asteroids, Comets, Meteors Abstract Book*, p.57
- Lazzaro, D., Michtchenko, T., Carvano, J.M., Binzel, R.P., Bus, S.J., Burbine, T., Mothé-Diniz, T., Florczak, M., Angeli, C.A., & Harris, W. 2000, *Science*, 288, 2030
- Lazzaro, D., Angeli, C.A., Carvano, J.M., Mothé-Diniz, T., & Florczak, M. 2004, *Icarus*, 172, 179
- McCord, T.B., Adams, J.B., & Pieters, C. 1970, *Science*, 168, 1445
- Michtchenko, T.A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, *Icarus*, 158, 343
- Mothé-Diniz, T., Carvano, J.M., & Lazzaro, D. 2003, *Icarus*, 162, 10
- Roig, F.V., Nesvorný, D., Gil-Hutton, R., & Lazzaro, D. 2008, *Icarus*, 194, 125

TRABAJO INVITADO

Astronomical site testing in the era of Extremely Large Telescopes: evaluating the image quality degradation induced by the Earth atmosphere

G. Lombardi¹

(1) *European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile*

Abstract. The quality of astronomical sites is the first step to be considered to have the best performances from the telescopes. In particular, the efficiency of large telescopes in UV, IR, radio etc. is critically dependent on atmospheric transparency. It is well known that telescope's performances are also limited by the random optical effects induced on the light propagation by turbulent atmosphere. In this paper I will briefly go through the main concepts of the atmospheric turbulence and their application on the astronomical observations.

Resumen. La calidad de un sitio astronómico es el primer punto que se debe considerar para obtener las mejores prestaciones de un telescopio. En particular la eficiencia de los grandes telescopios en los rangos UV, IR, radio etc. es fundamentalmente dependiente de la transparencia atmosférica. Es bien conocido que el desempeño de un telescopio esta también limitado por los efectos ópticos aleatorios inducidos en la propagación de la luz por la turbulencia atmosférica. En este trabajo me referiré brevemente a los principales conceptos sobre la turbulencia atmosférica y su aplicación a las observaciones astronómicas.

1. Introduction

For visible and infrared astronomy, ground-based facilities can give better performances in terms of spatial resolution and sensitivity with respect to space telescopes, at lower costs (Gilmozzi 2006). So, if you want to do frontline ground-based astronomy you need new giant telescopes giving you the best image and the best spectra possible. But having a giant telescope is not enough to reach your purposes. A big telescope on bad mountain does not allow you to obtain high quality data.

The quality of astronomical sites is the first step to be considered to have the best performances from the telescopes. In particular, the efficiency of large telescopes in UV, IR, radio etc. is critically dependent on atmospheric transparency. It is well known that telescope's performances are also limited by the random optical effects induced on the light propagation by turbulent atmosphere.

All telescopes have an inherent limitation to their angular resolution due to the diffraction of light at the telescope's aperture. For astronomical instruments, the incoming light from the space is approximately a plane wave since the source

of the light is so far away that can be considered at infinite distance. In this limit, Fraunhofer diffraction occurs and the pattern projected onto the focal plane of the telescope will have little resemblance to the aperture (Lotz 2009). The goal of next generation ground-based telescopes is to reach this diffraction-limited resolution. But telescopes receive light crossing kilometers of Earth's atmosphere.

In this paper I will briefly go through the main concepts of the atmospheric turbulence and their application on the astronomical observations.

2. A brief history of site testing

The site testing evolved during the years according to the knowledge of the atmosphere and the technical progress in telescopes design. At the end of XIX century optical telescopes were located close to urban areas (for example the *Specola* of the Astronomical Observatory of Bologna and Padova). The economical progress and the begin of the electricity moved the astronomers far from light pollution of the cities, thus a *clear* and *dark* sky was the only (main) requirement at that time.

In the years around 1960 the concept of seeing was introduced in the sites analysis. But each astronomer assumed his/her own seeing definition, making difficult to compare the quality of different sites.

For instance, astronomers published seeing values derived from Polar trails (Moroder&Righini 1973), or from diurnal measurements of solar limb (Brandt 1970), or from interferometric measurements (Roddier et al. 1978), or nighttime evaluation of image profile.

The first theory on the seeing and its connection within atmospheric physical parameters arrived between the 70's and the 80's (Ceppatelli&Righini 1973; Barletti et al. 1976; Barletti et al. 1977; Roddier 1981 and 1989). The idea to evaluate the quality of an astronomical image by measuring the maximum resolved detail, had its first standardization at the end of the 80's with the introduction of the DIMM (Differential Image Motion Monitor) seeing monitor (Sarazin&Roddier 1990). The idea was (and *is*) to predict the reachable optical quality of large telescopes analysing the image obtained using small telescopes. Nowadays, clear appears the importance to correlate the main atmospheric physical parameters with the optical quality reachable by large aperture telescopes. The sky quality evaluation improved with the introduction of new techniques, new instrumentations and with the understanding of the link between the meteorological (or synoptical) parameters and the observational conditions thanks to the application of the theories of electromagnetic waves propagation in turbulent medias: what we actually call *astroclimatology*.

Actually the concept of site testing tends to include *all the investigations involved in the prediction of the typical observational conditions that a telescope will undertake in a site in a time scale comparable with the life of the telescope*.

At the present the site campaigns are evolved and are performed using the classical scheme of optical seeing properties, meteorological parameters, sky transparency, sky darkness and cloudiness. New concept are added and are related to the geophysical properties such as seismicity, microseismicity, local

variability of the climate, atmospheric conditions related to the ground optical turbulence and ground wind regimes, aerosol presence, use of satellite data (Sarazin 1992; Muñoz-Tuñón et al. 1998; Jabiri et al. 2000; Sarazin 2004; Lombardi et al. 2006, 1007, 2008a and 2008b; Sarazin 2008).

Finally, of course, there should be no light pollution!

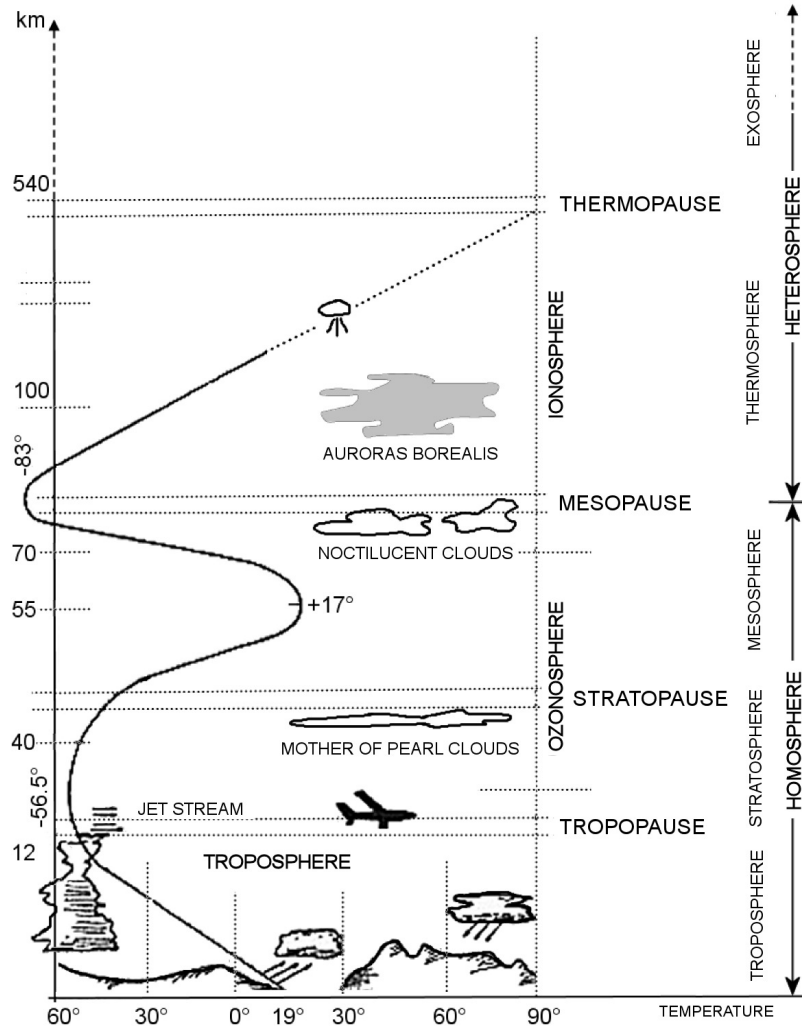


Figure 1. Atmospheric layers. Note the temperature trend in altitude.

3. The Earth's atmosphere

The Earth's atmosphere is a dynamic mixture of gases that envelops the planet in structured layers. The gases have a significant impact on the heat budget and the availability of moisture across the Earth. Local instabilities of temperature, pressure, and thus wind regimes, generate local variations of the index of refraction in each layer.

The loss in resolution is not only caused by the action of the atmosphere but this the global result of the imprecisions of the telescope optics and mechanics together with the effect of the atmospheric turbulence. Nowadays, active optics systems permit to solve the image degradation due to the optics, but still remains the degradation due to the atmosphere action. For these reasons, is imperative to well know the characteristics of the atmospheric conditions of a considered site when hosting a new telescope.

Only adiabatic processes take place in the atmosphere. UV rays are absorbed of about 5%, while there is a discrete transparency in the visible. The radiation absorption is followed by a black body emission at 280 K having a peak at 12-13 μm . This emission is absorbed by the atmospheric gases (prevalently in the H_2O and CO_2 bands), and generates an increase of temperature in the troposphere. This is the reason why the temperature decreases while 'climbing' mountains, going far from sea level.

The atmosphere is characterized by several *thermal inversion layers* distributed in altitudes: the usual temperature gradient – warm air below cold air – is reversed, preventing the mixing of warm and cold air as the warmer air rises. The main known inversion layer is typically located between 1 and 2 km above the sea level. This traps dangerous concentrations of pollutants in the cool air below, sometimes causing dense smog over urban areas. To prevent degradation of astronomical observations, nowadays all astronomical observatories are built well above this layer.

The troposphere is the atmospheric layer closest to the planet and contains the largest percentage (around 80%) of the mass of the total atmosphere. Temperature and water vapor content in the troposphere decrease rapidly with altitude. The optical band is strongly influenced by the presence of this structure. The troposphere contains 99% of the water vapor in the atmosphere. In this layer vigorous convective air currents are present within the layer. The tropopause ranges in height from 8 km near the poles up to 18 km above the equator. Its height also varies with the seasons; highest in the summer and lowest in the winter.

A schematic representation of the structure of the Earth's atmosphere is shown in Figure 1. The stratosphere extends above the tropopause to an altitude of about 50 km above the planet's surface. Ozone plays the major role in regulating the thermal regime of the stratosphere, as water vapor content within the layer is very low. Temperature increases with ozone concentration. Solar energy is converted to kinetic energy when ozone molecules absorb ultraviolet radiation, resulting in heating of the stratosphere. The ozone layer is centered at an altitude between 15-25 km. Approximately 90% of the ozone in the atmosphere resides in the stratosphere. It absorbs the bulk of solar ultraviolet radiation in wavelengths in the range 290-320 nm (UV-B radiation). The strongest night sky emission lines such as the 5577A and OH bands are formed in this region.

The mesosphere extends from approximately 50 to 90 km above the surface, is characterized by decreasing temperatures. Here resides a thin sodium layer useful to generate the sodium line at 5893A used by Laser Guide Star adaptive optics technique. The strength of the line varies with the season: ~ 30 Rayleigh in summer to ~ 180 in winter (Allen 2000).

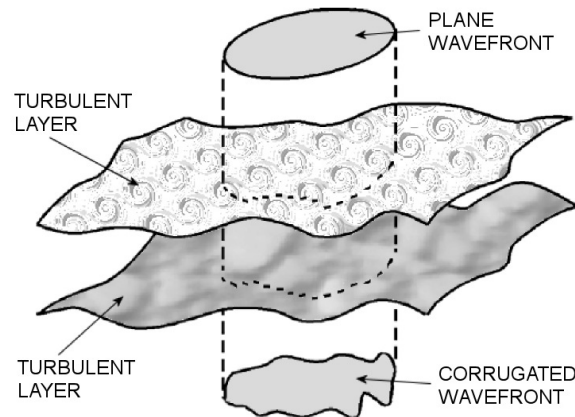


Figure 2. A schematic example of a plane wavefront perturbation by two turbulent layers.

The thermosphere is located above the mesosphere. The temperature in the thermosphere generally increases with altitude. In this layer are produced the strong night sky emission lines of the oxygen at 6300Å and 6363Å. Finally, above 1000 km in height, the atmosphere is dominated by the presence of atomic H.

The absorption and radiation by the constituent of the atmosphere can be either total or partial. In case of partial absorption, the source spectra is modified by telluric bands. The unabsorbed radiation wavelengths constitute the *transmission window*. Quantitatively, millimeter bands are dominated by rotational band of H₂O and CO₂. Emission lines can be fluorescent (i.e. air glow) and thermal.

4. Image quality degradation

4.1. Atmospheric turbulence

The Point Spread Function (PSF) is a function describing the light distribution on the focal plane of the telescope. Having a point-like source (such as a star), a perfect instrument does not produce point-like images: the diffraction of the light generated by the entrance pupil of the telescope produce an infinite number of concentric dark and clear annuluses which intensity decrease within the distance from the center (*Airy annuluses*). Thus, the resolving power of a telescope, defined as the smallest resolved detail, is

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

where λ is the observed wavelength and D the diameter of the entrance pupil of the telescope. The previous formula represent the theoretic angular resolution θ in [rad] also known as *Airy disc*. During astronomical observation this theoretical limit can never be reached. The turbulence distorts erratically the diffraction

figure and modifies the light distribution on the focal plane, so the PSF becomes larger and have an approximately gaussian profile.

The atmosphere is affected by the diurnal heating of the Sun, in particular the lower layers undertake the heating originated by the emission of the ground. The heating is not homogeneous because of the presence of condensation, evaporation, pressure fluctuations and convective cells. The presence of irregularities of the index of refraction in the atmosphere generates a continuous variation in the wavefront direction (see Figure 2). These irregularities are mainly due to thermal inhomogeneities that can arise in many ways depending on the region of atmosphere under consideration. At ground level seeing effects can be produced by radiation cooling or by heating of the terrestrial surface, at intermediate level the main effect is due to the arrival of frontal wind systems that disrupt the homogeneity of the layer, even the lower atmosphere may remain still undisturbed.

Turbulence sets-in when nominal laminar regime decay into turbulent regime. This happens when inertial forces (ρV) are much larger than the shear forces due to viscosity (μL), where L is the atmosphere *outer scale*. The ratio of these two forces is the Reynolds number (Re , dimensionless) defined as

$$Re = \frac{\rho V}{\mu L} = \frac{VL}{\nu} > 2000 \quad (2)$$

where ρ is the density and μ the dynamic viscosity of the fluid (thus $\nu = \mu/\rho$). Typically in the atmosphere $\nu \simeq 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}$, $V \simeq 10 \text{ m s}^{-2}$ and $L \sim 10 - 20 \text{ m}$, so $Re \approx 10^5$, thus the turbulence is completely developed.

In typical conditions in the Earth's atmosphere viscous forces are negligible compared to buoyancy forces generated by gravity and heat. Therefore turbulence sets-in when the inertial forces are larger than the buoyancy. The Richardson number Ri is defined as the ratio between these forces

$$Ri = \frac{\text{buoyancy force}}{\text{inertial force}} = \frac{gh}{V^2} \quad (3)$$

Tatarskii (1961) affirms that erratic fluctuations of the index of refraction n of the atmosphere due to the turbulence can be produced only in presence of a component related to heat, pressure and humidity. This term acts as a trigger and it is possible to characterize the turbulence referring to it. The atmospheric turbulence is described by the *structure constant of the index of refraction* C_n^2 measured in $[\text{m}^{2/3}]$. Although it is called *constant*, C_n^2 is not constant at all, in fact it varies within the altitude and in time. C_n^2 express the strength of the turbulence, since it is related to the turbulence energy. Typically, it is $10^{-14} \text{ m}^{2/3}$ at the ground and $10^{-17} \text{ m}^{2/3}$ in the free atmosphere (Tatarskii 1961). The atmospheric turbulence tends to decrease within the altitude, but it presents peaks of high intensity in connection with each thermal inversion layer. The structure function of Tatarskii (1961) can be described in terms of a single parameter r_0 (*Fried parameter* or *Fried radius*; Fried (1966a, 1966b)) that is is a *coherent length* for the atmosphere and indicates the strength of the phase fluctuations as it corresponds to the diameter of a circular telescope aperture non perturbed by the turbulence and having the same resolution of the

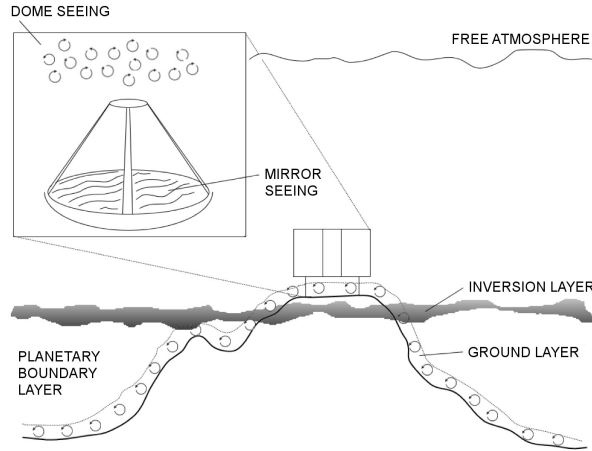


Figure 3. Different kinds of seeing contributions.

perturbed telescope used for the observations. In good astronomical sites r_0 can vary between 10 and 40 cm.

Defining h an arbitrary altitude in the troposphere, the Fried parameter is linked to $C_n^2(h)$ and $r_0 \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$. In long exposure images with telescopes having diameter $D \geq r_0$, the Full Width at Half Maximum (FWHM) is proportional to λ/r_0 , that means $FWHM \propto \lambda^{-\frac{1}{5}}$, therefore r_0 describes the image quality degradation in terms of *seeing* (see sub-section 4.5.) as

$$\epsilon_{FWHM} = 0.98 \left[\frac{\lambda}{r_0(\lambda)} \right] \quad (4)$$

4.2. Coherence time

Information on the cells size and on the scale of motions in the layer is often needed. As suggested by Taylor (1938), when the turbulent cells evolve in a time scale longer than the time it is measured, the turbulence might be considered to be frozen. Thus, the wind speed could be used to translate turbulence measurements as a function of time to their corresponding measurements in space (Stull (1988)).

Because of the wind of velocity v , the wavefront moves perpendicularly to the line of sight of the telescope maintaining the same shape. The time in which the perturbation pass through the coherence cell of dimension r_0 is defined as *coherence time* (τ_0)

$$\tau_0 = \frac{r_0}{v} \quad (5)$$

Inside τ_0 the turbulence in the cell does not vary more than 1 rad^2 .

4.3. Isoplanatic angle

The critical angle θ_{iso} (*isoplanatic angle*) corresponds to the maximum angular separation of two different sources beyond which they lose spatial coherence. Typical values for θ_{iso} are 1-2 arcsec in V , while in the IR it is

$$\theta_{iso} \propto \lambda^{\frac{6}{5}} \quad (6)$$

4.4. The Strehl Ratio

The Strehl Ratio (SR) is a dimensionless parameter quantifying the quality of an optical system affected by turbulence. It is defined by the ratio of the peak of the PSF of the real image (I) to peak of the PSF of the theoretical diffraction limited image (I_0)

$$SR = \frac{I}{I_0} \quad (7)$$

The more SR is close to 1, the better is the image quality of the optical system.

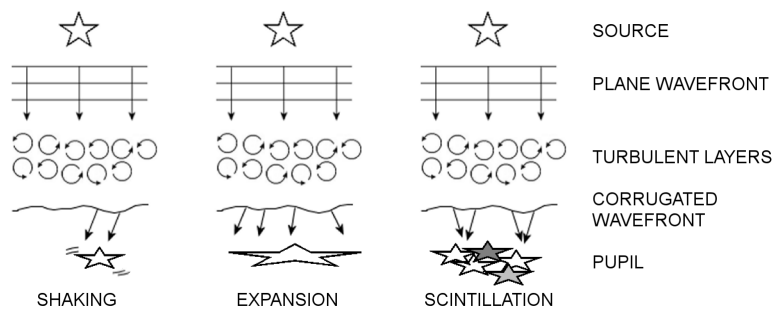


Figure 4. A simple scheme of the effects of the seeing.

4.5. The concept of the seeing

We define the seeing as FWHM of the Point Spread Function of a stellar source (point-like light), and is measured in [arcsec]. A *good* seeing is between 0.2 and 0.5 arcsec, while normal values vary between 0.6 and 1.0 arcsec. Beyond 1.0 arcsec the seeing is considered *bad*, in the sense that the image quality is too much affected.

We can distinguish different zones contributing to the total seeing (see Figure 3):

- *mirror seeing*: it forms close to the telescope primary mirror and is due to the thermal gradient between the mirror and the surrounding area; this contribution can be eliminated thermalizing the mirror at a temperature that minimize the median gradient
- *dome seeing*: it generates inside the telescope dome and is due to thermal gradients between the inner and the external area; the situation can be

improved with a good ventilation of the dome (Zago 1995) in order to avoid the formation of convective cells inside the dome

- *ground layer*: now we know that this is typically the strongest contribution to the total seeing; it is due to a superficial inversion layer caused by the diurnal ground heating which consequent emission generates local convective cells
- *planetary boundary layer*: this layer extends up to 10^3 m in plain zones and stays below the main inversion layer; the diurnal effect of the Sun generates convective cells transported by ascending and descending currents that are blocked by the atmospheric main inversion layer; for these reasons all modern astronomical observatories are located well above the inversion layer
- *free atmosphere*: this contribution comes from the strong convective currents present in the troposphere up to 25 km; above this limit further contributions to the seeing are negligible

The seeing generates different kinds of distortions of an incoming wavefront. Figure 4 shows some examples.

The *scintillation* is an erratic variation of the radiation intensity from a non-resolved source. This phenomenon is generated by turbulent layers in the high atmosphere.

The *tip-tilt* is a change in the wavefront slope on the telescope entrance pupil. The effect is more significant on instruments having aperture $D \ll r_0$.

In short-exposure images it is possible to detect the presence of *speckles*¹ erratically appearing and disappearing in the focal plane. The angular dimension of a speckle are in the order of $\theta \simeq \lambda/D$, while the global phenomenon is circumscribed in an area of radius $\theta \simeq \lambda/r_0$.

In long-exposure images spatial coherence is lost in the pupil plane, thus the image is missing high frequency components. The result is a blurring in an area of dimension $\theta \simeq \lambda/r_0$.

Finally, incident radiation at zenithal distance $\zeta \neq 0$ is decomposed in spectral components depending on λ . The result is an elongation in height proportional to ζ , furthermore the spectral components lose their correlation.

5. Seeing and meteorological parameters

Several examples exist on the correlations between seeing and the local meteorological conditions at observatories.

The image quality, computed as FWHM of the image profile obtained at the focal plane of the telescope, is strongly dependent on the temperature gradient between the main mirror and the external air. Since the year 1995 Zago (1995) shows that a difference in temperature of 1°C can worsen the seeing of about

¹A speckle pattern is a random intensity pattern produced by the mutual interference of a set of wavefronts.

0.5 arcsec. More recently Ortolani (2008) shown the same results obtained using images taken at Telescopio Nazionale Galileo (TNG at ORM) in June 2008 in La Palma reaching values of seeing close to the best conditions. This result, reached after several nights spent to optimize the observing conditions, put the question if it is possible to predict the observing conditions few hours in advance in order to reduce the loosing time directly at telescope. A collaboration with meteorologist is welcome to go in this direction.

Wind speed is linked to the C_n^2 and to the wave-front coherence time. Sarazin (1992) demonstrated that the effects of wind velocity are negligible for $w_{sp} \in [w_{MIN}, w_{MAX}]$, where the two extremes are site dependent and $w_{MIN} > 0$ m s⁻¹. Lombardi et al. (2006) shown that optimal conditions at TNG occurs for $w_{sp} \in [3.3, 12]$ m s⁻¹, while Lombardi et al. (2009) pointed that at Paranal the best seeing conditions occurs when w_{sp} is between 2 and 8 m s⁻¹.

Lombardi et al. (2009) also compared the DIMM seeing at Paranal in connection with different wind directions and found that the best conditions are if the wind comes from north to west, that is from the Pacific Ocean. In this case, because its distance of 12 km form the coast, the observatory is under *oceanic island*-like conditions. Instead, there is a worsening of the seeing if the wind comes from north-east to south, that is from the Andes mountains.

6. A brief summary on the Site Selection process

The Site Selection process is a complex mix of different sciences: astronomy, meteorology, engineering, geophysics, seismology, politics etc. In general it takes into account several aspects related not only to the sky quality of the site, but includes more general scientific aspects, as well as parameters essential for construction and operations. In this paper we have briefly shown the study of the atmospheric turbulence. Thus, to conclude the dissertation, I'd like to report as an example a summary of the Site Selection process for the European Extremely Large Telescope (E-ELT), since I was part of team for the selection of the site for that. In general, the considered aspects were the following:

ATMOSPHERIC PARAMETERS

Number of clear nights, infrared properties (height, temperature, precipitable water vapour, etc), seeing, atmospheric turbulence profile, mean coherence length and time, outer scale length, etc.

GEOPHYSICAL PROPERTIES

Composition of the mountain soil, seismicity and presence of volcanos

SCIENTIFIC SYNERGY ASPECTS

Which facilities will be supported by the telescope and vice versa (e.g. for the E-ELT the synergies with VLT/VLTI, ALMA, surveys such as LSST, JWST, SKA, etc)

CONSTRUCTION ASPECTS

A flat surface equivalent to several football fields is needed, over 1500 containers will need to be delivered to the construction site from all over the world, construction will last several years

LOGISTICAL ASPECTS

For its operations, the observatory will require up to 10 MW of power

POLITICAL AGREEMENTS

Political stability and future relationships and agreements within the hosting country will be established

General rules are followed using existing instruments and developing new ones on the basis of new discoveries, and the E-ELT Site Selection process has not been an exception in that. But this is another story...

References

- Allen, C.W., 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, 4th edition, ed. A. N. Cox
- Barletti, R., Ceppatelli, G., Paternò, L., Righini, A., & Speroni, N. 1976, *J. Opt. Soc. Am.*, 66, 1380
- Barletti, R., Ceppatelli, G., Paternò, L., Righini, A., & Speroni, N. 1974, *Appl. Opt.*, 16, 2419
- Brandt, P. N. 1982, *Solar Phys.*, 13, 243
- Ceppatelli, G., & Righini, A. 1973, *Struttura microtermica della bassa atmosfera e qualit  dell'immagine solare*, Contributi dell'Osservatorio Astrofisico di Arcetri, fascicolo 285, pag. 154, in *Riv. It. Geof.* vol. XXII n. 3/4
- Fried, D. L. 1966, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 1372
- Fried, D. L. 1966, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 1380
- Gilmozzi, R. 2006, *Sci. Am.*, 294, 64
- Jabiri, A., Benkhaldoun, Z., Vernin, J., & Mu oz-Tu on, C. 2000, *A&A*, 147, 271
- Lombardi, G., Zitelli, V., Ortolani, S., & Pedani, M. 2006, *PASP*, 118, 1198
- Lombardi, G., Zitelli, V., Ortolani, S., & Pedani, M. 2007, *PASP*, 119, 292
- Lombardi, G., Zitelli, V., Ortolani, S., Pedani, M., & Ghedina, A. 2008a, *A&A*, 483, 651
- Lombardi, G., Navarrete, J., & Sarazin, M. 2008b, *Combining turbulence profiles from MASS and SLODAR. A study of the evolution of the seeing at Paranal*, *SPIE Proc.*, 7012, 71L
- Lombardi, G., Zitelli, V., & Ortolani, S. 2009, *MNRAS*, 399, 783L
- Lotz, J. 2009, <http://www.pha.jhu.edu/~jlotz/aoptics/empaper2.html>
- Moroder, E., & Righini, A. 1973, *A&A*, 23, 307
- Mu oz-Tu on, C., Varela, A. M., & Mahoney, T. 1998, *New Astr. Rev.*, 42, 409
- Ortolani, S. 2008, private communication
- Roddier, F., Ricort, G., & Roddier, G. 1978, *Opt. Comm.*, 24, 281
- Roddier, F. 1981, *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, volume 19, North Holland
- Roddier, F. 1989, *Optical propagation and image formation through the turbulent atmosphere*, volume 274 of *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute*, page 33, Kluwer Academic Publisher
- Sarazin, M. & Roddier, F. 1990, *A&A*, 227, 294
- Sarazin, M. 1992, *Update of environmental conditions on ESO Observatories*, VLT-TRE-ESO-17400-0347, European Southern Observatory
- Sarazin, M. 2004, <http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/asm/verif/20years-ClimatologyofParanal-Oct2004.pdf>

- Sarazin, M., Melnick, J., Navarrete, J., & Lombardi, G. 2008, *The ESO Messenger*, 132, 11
- Stull, R. B. 1988, *An introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands
- Taylor, G. I. 1938, *Proc. Roy. Soc. London*, A132, 476
- Tatarskii, V. I. 1961, *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, Dover, New York
- Zago, L. 1995, PhD Thesis: *The effect of the local atmospheric environment on astronomical observations*, Thèse No. 1394, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

La constante de Hubble en la era de la cosmología de precisión

L. M. Macri

*Mitchell Institute for Fundamental Physics & Astronomy
Department of Physics & Astronomy
Texas A&M University, College Station, TX, EE.UU.*

Abstract. During the last decade, several “precision cosmology” experiments have obtained high-quality measurements of the cosmic microwave background radiation, discovered the signature of baryon acoustic oscillations at low redshifts, and acquired large samples of type Ia supernovae at high redshifts. The combination of all these observations has enabled a constraint on the parameter of the equation of state of dark energy (w) at the 10% level. The Hubble constant (H_0) is one of the basic parameters of observational cosmology that can contribute to a significant reduction on the allowed range of w , provided it is measured with sufficient accuracy and precision. Motivated by this goal, the SH0ES project was started in 2006 with the goal of measuring H_0 with an uncertainty below 5%. Some of the key factors that made this project possible were the adoption of the galaxy Messier 106 as the first rung in the Extragalactic Distance Scale and the use of the Hubble Space Telescope to carry out all observations without introducing additional systematic errors. I will present the results of this project and some preliminary results from the ReSH0ES project, which uses the newly-installed WFC3 camera on *Hubble* to achieve a further reduction of the uncertainty in H_0 .

Resumen. Durante la última década, distintos experimentos de “cosmología de precisión” han permitido obtener mediciones de muy alta calidad de la radiación cósmica de fondo, de las oscilaciones acústicas de bariones en el Universo cercano y de las supernovas tipo Ia con altos corrimientos al rojo. La combinación de estas observaciones ha permitido acotar al 10% el parámetro w de la ecuación de estado de la energía oscura. La constante de Hubble H_0 es uno de los parámetros básicos de la cosmología observacional que puede contribuir a una reducción importante en la cota de w , siempre y cuando sea medida con suficiente exactitud y precisión. Por este motivo, el proyecto SH0ES se inició en el 2006 con el objetivo de medir H_0 con una incerteza total por debajo del 5%. Algunas de las claves para lograr esta meta fueron la adopción de la galaxia Messier 106 como el primer peldaño en la Escala de Distancia Extragaláctica y la utilización del Telescopio Espacial *Hubble* para realizar todas las observaciones sin introducir errores sistemáticos. Presentaré acá los resultados de ese proyecto y algunos resultados preliminares del proyecto ReSH0ES, el cual está utilizando la nueva cámara WFC3 disponible en el *Hubble* para lograr una reducción adicional en la incerteza total de H_0 .

1. Introducción

Desde hace poco más de una década, sabemos que vivimos en un Universo cuya expansión está siendo acelerada debido a la presencia de la denominada “energía oscura” (*dark energy*). Esta energía fue descubierta al observar supernovas de tipo Ia con corrimientos al rojo de $0,15 \lesssim z \lesssim 0,6$ (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) y su existencia fue luego confirmada con observaciones de la radiación cósmica de fondo, usando el satélite WMAP (Spergel et al. 2003). El origen y las propiedades de la energía oscura constituye uno de los temas fundamentales de la Astronomía aún sin responder. Dos propiedades de la energía oscura que se desean medir son el parámetro w de su ecuación de estado, definido como $w = P/(\rho c^2)$ y su derivada en función del corrimiento al rojo, dw/dz . Si $w = -1$ y $dw/dz = 0$, la energía oscura sería equivalente a la “constante cosmológica” de Einstein, mientras que si $w \neq -1$ o $dw/dz \neq 0$, podría tratarse de un campo escalar dinámico, tal vez relacionado con el proceso inflacionario del *Big Bang*. Linder (2010) presenta varios modelos dinámicos que podrían explicar la existencia de la energía oscura, así como un resumen de las cotas actuales en los valores de w y dw/dz .

En la actualidad, podemos acotar el valor de w en el rango de $-1,08 \pm 0,13$ (Komatsu et al. 2011), utilizando distintas combinaciones de varios métodos observacionales, tales como supernovas de tipo Ia (Amanullah et al. 2010), la radiación cósmica de fondo (Larson et al. 2011) y las oscilaciones acústicas de bariones (Percival et al. 2010). Además de estos métodos, una medición precisa de la constante de Hubble (H_0) contribuye significativamente a la reducción en el rango permitido de valores de w . Esto se debe a que cada uno de los métodos previamente mencionados sólo puede restringir las propiedades del Universo a una combinación degenerada de Ω_M y Ω_Λ (ver, por ejemplo, la Figura 10 de Amanullah et al. 2010). Esa degeneración entre parámetros se rompe al imponer un valor externo de H_0 (ver, por ejemplo, la Figura 14 de Larson et al. 2011). Como una primera aproximación, podemos aceptar que $\sigma(w) \simeq 2\sigma(H_0)$.

Motivados por esta importante contribución de H_0 a la cota de w , iniciamos en el año 2006 el proyecto SH0ES (*Supernovae, H0, for the Equation of State of dark energy*) con el objetivo de medir H_0 con una incerteza total menor del 5%. Este objetivo representaba una mejoría de un factor de 2 con respecto al valor publicado por el *HST Key Project on the Extragalactic Distance Scale*, que midió $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al. 2001). Para comprender los factores que permitieron esta importante reducción en la incerteza de H_0 , primero debemos entender cómo es que se mide — a través de la Escala de Distancia Extragaláctica.

2. La Escala de Distancia Extragaláctica

La Escala de Distancia Extragaláctica que utilizamos para medir la constante de Hubble está representada en forma esquemática en la Figura 1. El resto de esta sección explica en detalle los pasos diagramados en la figura y representados con las letras (A) a (F):

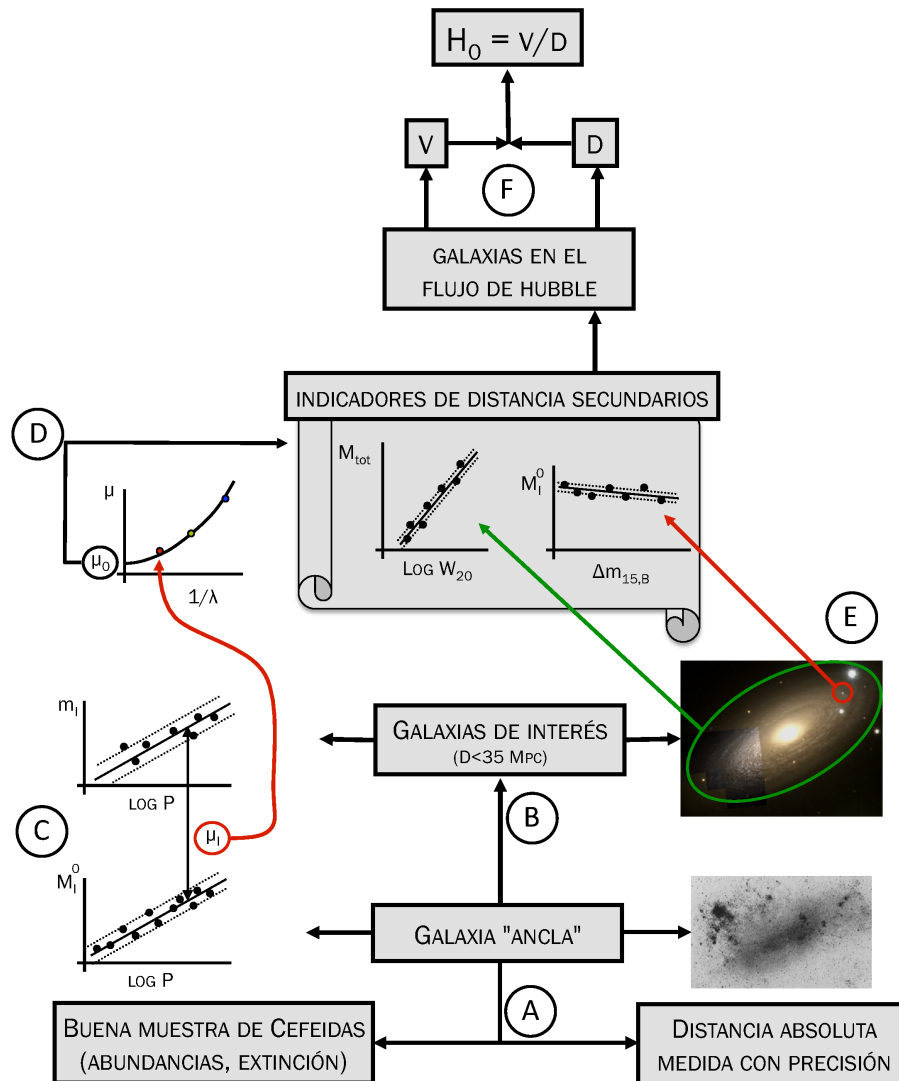


Figura 1. Representación esquemática de la escala de distancia extragaláctica.

- (A) El primer pelda no consiste de una galaxia “ancla”, que debe cumplir dos requisitos básicos: tener una distancia medida con alta precisión y contar con una abundante muestra del tipo de objeto que se quiera usar como indicador de distancia primario. Esta muestra deberá estar debidamente caracterizada en términos de la abundancia química de los objetos, de la extinción interestelar en dirección a la galaxia ancla, etc. Si bien el proyecto SH0ES se basa en la relación Período-Luminosidad de las variables Cefeidas (Madore & Freedman 1991), existen otros indicadores de distancia que pueden utilizarse con el mismo propósito: las variables de tipo RR Lyrae (Benedict et al. 2002; Clementini et al. 2003), la función de luminosidad de nebulosas planetarias (Ciardullo 2010), la función de luminosidad de

cúmulos globulares (Villegas et al. 2010), la porción más brillante de la rama gigante roja (Madore, Mager & Freedman 2009) y las estrellas del *red clump* (Grocholski & Sarajedini 2002; Groenewegen 2008).

Las variables Cefeidas constituyen uno de los indicadores de distancia primarios más utilizados debido a varios factores: las variaciones de sus curvas de luz tienen forma triangular, con amplitudes de $\sim 0,5$ magnitudes y períodos entre 3 y 100 días, lo cual las torna fáciles de detectar; sus magnitudes absolutas son bastante brillantes ($4 \leq M_V \leq -7$; $-6 \leq M_K \leq -9$), por lo cual pueden ser observadas a grandes distancias ($D \lesssim 35$ Mpc con el Telescopio Espacial *Hubble*). Por último, pueden encontrarse en cualquier galaxia en la que pueda haber ocurrido un episodio de formación estelar relativamente reciente ($t \lesssim 50$ Ma).

- (B) Una vez calibrado nuestro indicador de distancia primario, deberemos aplicarlo a otras galaxias más lejanas. Estas galaxias habrán sido elegidas porque servirán para la calibración de algún indicador de distancia secundario, que nos permitirá alcanzar distancias lo suficientemente lejanas como para detectar la expansión del Universo.
- (C) En el caso de las variables Cefeidas, las relaciones Período-Luminosidad obtenidas en las galaxias “de interés” (B, expresadas en magnitudes aparentes) nunca son de la misma calidad que aquéllas de la galaxia “ancla” (A, expresadas en magnitudes absolutas), debido a las mayores distancias y el tiempo limitado de observación (lo mismo ocurre con cualquier otro indicador de distancia). La comparación de magnitudes absolutas y relativas permitirá determinar el “módulo de distancia aparente” $\mu_i = m_i - M_i$ para la galaxia de interés. Hay que tener en cuenta que cada determinación es realizada en una longitud de onda particular (en el caso del ejemplo, la banda *I* a 800nm).
- (D) Para corregir los efectos de la extinción interestelar, no sólo dentro de la Vía Láctea sino también en la galaxia “de interés”, suele observarse el indicador de distancia primario en al menos dos longitudes de onda (las bandas *V* e *I* son las más comunes). En este bosquejo se graficaron tres módulos de distancia aparentes en las bandas *BVI*. Gracias a los avances en la instrumentación infrarroja, hoy en día suelen observarse Cefeidas en las bandas *VIH*. No importa que longitudes de onda se usen, los distintos módulos de distancia aparentes serán ajustados en función de $1/\lambda$, usando una curva de extinción interestelar estándar (Cardelli, Clayton & Mathis 1989) para determinar el “módulo de distancia verdadero” μ_0 .
- (E) Luego de realizar los pasos anteriores en cuantas galaxias de interés resulte posible, estaremos en condiciones de calibrar uno o varios indicadores de distancia secundarios. En el ejemplo de la Figura 1, se muestra la galaxia NGC 2841, cuya distancia basada en Cefeidas (Macri et al. 2001) sirvió de calibrador para la relación entre la magnitud pico y la tasa de declive de las supernovas de tipo Ia (Jha, Riess & Kirshner 2007) y para la relación Tully-Fisher (Masters, Springob & Huchra 2008; Sakai et al. 2000). Otros indicadores de distancia secundarios utilizados en la actualidad son el método de fluctuaciones de brillo superficial (Blakeslee et al. 2010) y el

plano fundamental de galaxias elípticas (Kelson et al. 2000; Magoulas et al. 2010).

- (F) Una vez calibrados los indicadores de distancia secundarios, éstos son aplicados a galaxias en el “flujo de Hubble” – aquéllas con distancias lo suficientemente grandes como para asegurar que sus velocidades de recesión no serán afectadas significativamente por atracciones gravitatorias locales. Dado que los indicadores de distancia secundarios tienen una dispersión intrínseca del 10 % y que la “velocidad peculiar” típica de una galaxia es del orden de 300 km/s, se considera que el flujo de Hubble está suficientemente libre de este efecto para $v > 3000$ km/s o $D \gtrsim 40$ Mpc.

Siguiendo estos pasos, se obtiene una relación entre distancias y velocidades cuya pendiente es la constante de Hubble H_0 . Es importante destacar que todas las mediciones de esta constante obtenidas desde Hubble (1929) en adelante han estado afectadas por errores sistemáticos en la determinación de las distancias (en mayor o menor medida). Por lo tanto, el énfasis de cualquier redeterminación moderna de H_0 estará en asegurar que la medición de la distancia a la galaxia “ancla” y la calibración de los indicadores de distancia primarios y secundarios introduzcan la menor cantidad de errores sistemáticos que sea posible.

3. El proyecto SH0ES

El objetivo del proyecto SH0ES (Riess et al. 2009) fue medir H_0 con una incerteza total por debajo del 5 %, prestando especial atención a la reducción de fuentes de errores sistemáticos. Las claves para lograr el objetivo fueron las siguientes:

- (A) Se eligió la galaxia espiral Messier 106 (NGC 4258) como “galaxia ancla”. La distancia a esta galaxia tiene una incerteza total del 3 %, obtenida a través de observaciones interferométricas VLBI de máseres de agua en órbita alrededor del agujero negro central masivo (Herrnstein et al. 1999; Argon et al. 2007; Humphreys et al. 2008; Greenhill 2009).
- (B) La muestra de Cefeidas que sirvió de indicador de distancia primario fue descubierta por Macri et al. (2006) usando observaciones ópticas (*BVI*) con el Telescopio Espacial *Hubble* y la cámara ACS en dos campos dentro de M106 (Figura 2). Para verificar la calibración absoluta de esa relación Período-Luminosidad, se la comparó con la relación Período-Luminosidad de 10 Cefeidas de la Vía Láctea, con distancias basadas en paralajes medidas con el *Fine Guidance Sensor* en el Telescopio Espacial *Hubble* (Benedict et al. 2007).
- (C) Las galaxias “de interés” observadas por este proyecto fueron 6 anfitrionas de supernovas de tipo Ia que cumplían varios requisitos. Las supernovas debían ser “normales” en términos de su tasa de declive y cantidad de extinción interestelar, y sus observaciones tenían que haber sido adquiridas con instrumentos modernos (fotómetros o CCDs).

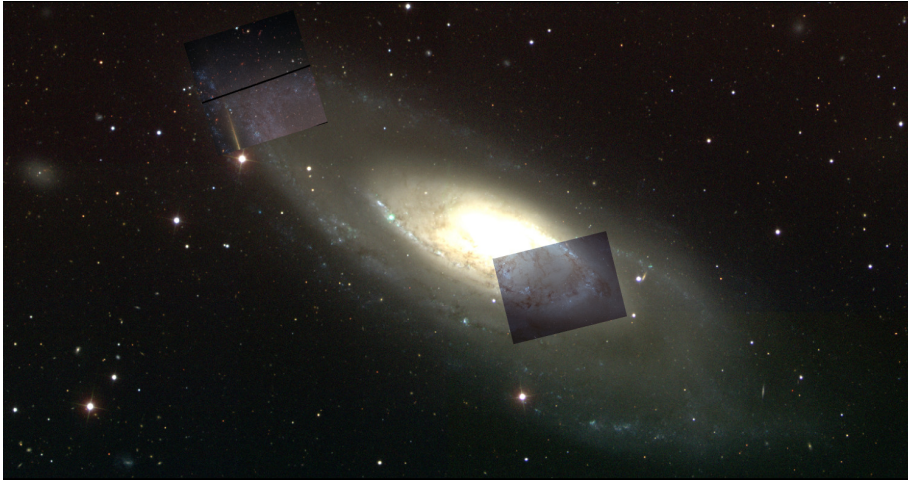


Figura 2. La galaxia Messier 106, elegida como “ancla” para la escala de distancia del proyecto SH0ES. Este mosaico fue creado con imágenes del *Sloan Digital Sky Survey*. Nótese los dos campos observados con el telescopio espacial *Hubble*.

- (D) Para minimizar los efectos de la extinción interestelar, las observaciones de las Cefeidas fueron realizadas en la banda infrarroja H usando la cámara *NICMOS/2* en el Telescopio Espacial *Hubble*. Las observaciones ópticas (V e I) previamente obtenidas con el *Hubble* también fueron utilizadas para la corrección por extinción. Al utilizar un sólo telescopio y las mismas cámaras para todas las observaciones, se evitaron errores sistemáticos de fotometría. En total, se observaron 240 Cefeidas; 97 en M106 y de 13 a 26 Cefeidas en cada una de las 6 galaxias anfitrionas de supernovas.
- (E) El indicador de distancia secundario utilizado por este proyecto es la magnitud pico de las supernovas de tipo Ia. Fue calibrado en base a la distancia máser a M106, las distancias relativas (basadas en Cefeidas) entre esta galaxia y las 6 galaxias de interés, y las magnitudes aparentes de sus supernovas. Se derivó la magnitud absoluta de una supernova Ia con un valor de $M_V^0 = -19,13 \pm 0,07$ mag.
- (F) La muestra de galaxias en el “flujo de Hubble” consiste de 140 anfitrionas de supernovas de tipo Ia observadas por Hicken et al. (2009), con velocidades de recesión entre 2500 y 40000 km/s. Usando la magnitud absoluta de las supernovas Ia calibrada en el paso previo y la relación entre magnitud aparente y corrimiento al rojo de Hicken et al., se obtuvo un valor de la constante de Hubble de $H_0 = 74,2 \pm 3,4$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, el cual corresponde a una incerteza total del 4,6 %.

En conclusión, el proyecto SH0ES logró la medición más precisa de H_0 jamás obtenida (Riess et al. 2009). Combinada únicamente con las observaciones de la radiación cósmica de fondo del satélite WMAP, permitió acotar el rango de w a $-1,12 \pm 0,12$ e impuso límites más estrechos para la masa total y el número efectivo de especies de neutrinos (ver Figura 3, basada en Komatsu et al. 2011).

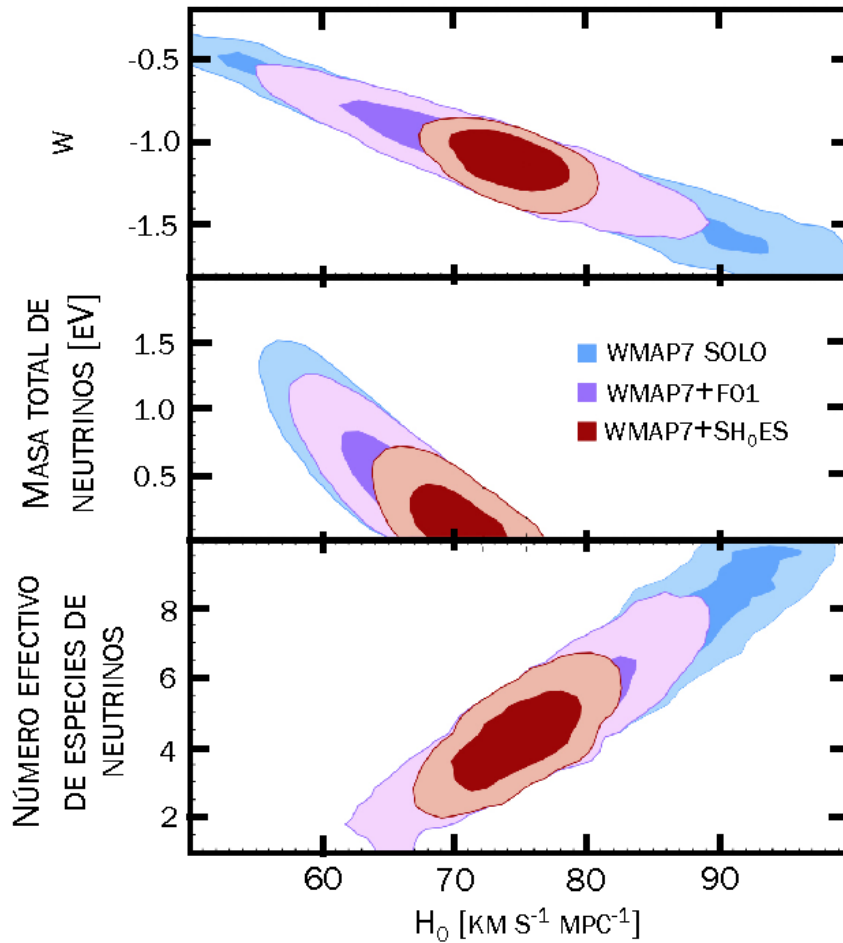


Figura 3. Mejoría en los contornos de error (1 y 2σ) de diversos parámetros cosmológicos gracias a una mejor determinación de la constante de Hubble. Panel superior: parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura w . Panel central: suma de las masas de las diversas especies de neutrinos. Panel inferior: número efectivo de especies de neutrinos. Los contornos azules muestran el rango permitido por las observaciones de la radiación cósmica de fondo; los contornos violetas incluyen una medición de H_0 con una incerteza del 10% (Freedman et al. 2001); los contornos rojos incluyen la medición de H_0 obtenida por Riess et al. (2009). Figura basada en el análisis de Komatsu et al. (2011).

4. Próximos pasos: el proyecto ReSHOES

En mayo del 2009, el transbordador espacial *Atlantis* llegó al *Hubble* para realizar la última misión de servicio a este telescopio. Entre otras mejoras y arreglos, se instaló una nueva cámara óptica e infrarroja denominada *WFC3*. El detector óptico de esta cámara tiene un campo de visión equivalente al 65% de la cámara óptica previa (*ACS*) pero ofrece una escala de placa más fina ($0,04''/\text{pix}$). La

gran mejoría se logró en el detector infrarrojo, **el cual** cubre un ángulo sólido 46 veces mayor a la cámara *NICMOS/2*.

Durante el segundo semestre del 2009 y el primer semestre del 2010, como parte del proyecto ReSH0ES, utilizamos la cámara WFC3 para realizar observaciones ópticas (*V* e *I*) e infrarrojas (*H*) de M106 y de las 6 galaxias previamente estudiadas, así como también de dos nuevas galaxias anfitrionas de supernovas Ia. La figura 4 es una imagen en color falso de una de las galaxias nuevas, NGC 5584. Hemos descubierto más de 300 Cefeidas utilizando las observaciones en las bandas *V* e *I*; las 90 variables de períodos mas largos (y por lo tanto más luminosas) también fueron detectadas en las imágenes infarrojas. En total, las observaciones infrarrojas de todas las galaxias de la muestra han resultado en la detección de casi 500 Cefeidas, las cuales nos permitirán una medición de H_0 con una incerteza total cercana al 3%.

Mirando a más largo plazo, el Telescopio Espacial *James Webb* y la misión astrométrica *Gaia* permitirán una determinación de la constante de Hubble con una incerteza total por debajo del 1%. En combinación con las observaciones de la radiación cósmica de fondo del satélite *Planck*, y proyectos para el estudio de la energía oscura tales como *HETDEX*, *Dark Energy Survey* y *BigBOSS*, podremos tal vez comprender en la próxima década cuál es el origen de este misterioso componente del Universo.



Figura 4. Imagen en color falso de NGC 5584 obtenida con la cámara WFC3 en las bandas *V* e *I*, como parte del proyecto ReSH0ES.

Referencias

- Amanullah, R., et al., 2010, ApJ, 716, 712
Argon, A.L., et al., 2007, ApJ, 659, 1040
Benedict, G.F., et al., 2002, AJ, 123, 473
Benedict, G.F., et al., 2007, AJ, 133, 1810
Blakeslee, J.P., et al., 2010, ApJ, 724, 657
Cardelli, J.A., Clayton, G.C. & Mathis, J.S., 1989, ApJ, 345, 245
Ciardullo, R., 2010, PASA, 27, 149
Clementini, G., et al., 2003, AJ, 125, 1309
Freedman, W.L., et al., 2001, ApJ, 553, 47
Greenhill, L.J., 2009, en “Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Science White Papers, no. 103”
Grocholski, A.J. & Sarajedini, A., 2002, AJ, 123, 1603
Groenewegen, M.A.T., 2008, A&A, 488, 935
Herrnstein, J.R., et al., 1999, Nat400, 539
Hicken, M., et al., 2009, ApJ, 700, 331
Hubble, E.P., 1929, PNAS, 15, 168
Humphreys, E.M.L., et al., 2008, ApJ, 672, 800
Jha, S., Riess, A.G., & Kirshner, R.P., 2007, ApJ, 659, 122
Kelson, D.D., et al., 2000, ApJ, 529, 768
Komatsu, E., et al., 2011, ApJS, 192, 18
Larson, D., et al., 2011, ApJS, 192, 16
Linder, E.V., 2010, arXiv1004.4646
Macri, L.M., et al., 2001, ApJ, 559, 243
Madore, B.F. & Freedman, W.L., 1991, PASP, 103, 933
Madore, B.F., Mager, V., & Freedman, W.L., 2009, ApJ, 690, 389
Magoulas, C., et al. 2010, en “Stellar Populations: Planning for the Next Decade, proceedings of the IAU Symposium No. 262, Bruzual & Charlot, eds.”, p. 376
Masters, K.L., Springob, C.M. & Huchra, J.P., 2008, AJ, 135, 1738
Percival, W.J., et al. 2010, MNRAS, 401, 2148
Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565
Riess, A.G., et al. 1998, AJ, 116, 1009
Riess, A.G., et al. 2009, ApJ, 699, 539
Sakai, S. et al. 2000, ApJ, 529, 698
Spergel, D.N., et al. 2003, ApJS, 148, 175
Villegas, D. et al. 2010, ApJ, 717, 603

TRABAJO INVITADO

Gamma-Ray Bursts

L.J. Pellizza^{1,2}

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

(2) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas,
Argentina

Abstract. Gamma-ray bursts are the brightest transient sources in the γ -ray sky. Since their discovery in the late 1960s, the investigation of the astrophysical systems in which these phenomena take place, and the physical mechanisms that drive them, has become a vast and prolific area of modern astrophysics. In this work I will briefly describe the most relevant observations of these sources, and the models that describe their nature, emphasizing on the investigations about the progenitor astrophysical systems.

Resumen. Los *gamma-ray bursts* son las fuentes transitorias más brillantes del cielo en rayos γ . Desde su descubrimiento a fines de la década de 1960, la investigación de los sistemas astrofísicos que dan origen a estos fenómenos, y de los mecanismos físicos por los cuales se producen, ha avanzado hasta convertirse en una vasta y prolífica área de la astrofísica moderna. En este trabajo haré un resumen de las observaciones más relevantes y de los modelos que describen la naturaleza de estos fenómenos, haciendo énfasis en las investigaciones relativas a los sistemas astrofísicos que los producen.

1. Observaciones

Los *gamma-ray bursts* (GRBs) son breves pulsos de radiación γ en el rango de los keV–MeV, observados aproximadamente una vez por día en direcciones al azar en el cielo. Fueron descubiertos fortuitamente a fines de la década de 1960 por los satélites *Vela*, cuya misión era monitorear el cumplimiento de los tratados sobre armas nucleares por parte de la Unión Soviética (Klebesadel et al. 1973). Las primeras observaciones mostraron que la distribución de los GRBs en el cielo es isótropa (Mazets et al. 1981; Atteia et al. 1987), lo que motivó que se propusieran diversas explicaciones acerca del origen de estos fenómenos, entre ellas su producción en la Nube de Oort, en un halo galáctico extendido, y a distancias cosmológicas.

El siguiente avance en el conocimiento de estas fuentes provino del experimento BATSE (por *Burst Alert and Transient Source Experiment*) a bordo del *Compton Gamma-Ray Observatory*. Este experimento confirmó la isotropía de la distribución de GRBs en el cielo, observando ~ 3000 GRBs en casi una década de operación. Además, permitió medir las curvas de luz y espectros de una

gran cantidad de fuentes. Las curvas de luz muestran una gran diversidad, y en muchos casos variabilidad en escalas temporales muy cortas, del orden de unos pocos milisegundos. Esto indica que la región de emisión tiene un tamaño de apenas unos cientos de kilómetros y da indicios acerca de la naturaleza de los objetos astrofísicos que dan origen a los GRBs: objetos compactos de masa estelar. Los espectros, en cambio, pueden ajustarse por una función universal (Band 1993), aunque los parámetros de dichos ajustes muestran una dispersión importante. Sin embargo, el resultado más notorio de BATSE provino del análisis de la duración T_{90} ¹ de estos eventos, cuya distribución es bimodal y que además correlaciona con la pendiente del espectro. BATSE descubrió la existencia de dos clases de GRBs, los largos (LGRBs, $T_{90} > 2$ s), con espectros empujados y por consiguiente con una baja proporción de radiación γ dura, y los cortos (SGRBs, $T_{90} < 2$ s), con espectros más planos (Kouveliotou et al. 1993).

A fines de la década de 1990 comenzó a operar el satélite italo-holandés *Beppo-SAX*. Este observatorio realizó un descubrimiento clave en el desarrollo de la investigación de los GRBs: la post-luminiscencia o *afterglow* de los LGRBs, emisión de menor energía que se observa luego del GRB propiamente dicho. La post-luminiscencia se observa en rangos espectrales diversos, que pueden ir desde los rayos X hasta las ondas de radio, y decae en escalas de tiempo que van desde minutos a meses e inclusive años (Costa et al. 1997; van Paradijs et al. 1997; Frail et al. 1997). La observación de la post-luminiscencia permite obtener posiciones de los LGRBs con precisiones mejores que $1''$, y a partir de ellas buscar contrapartes en otros rangos espectrales que permitan identificar los LGRBs con otros objetos astrofísicos conocidos. Se abrió así un nuevo paradigma, en el que las observaciones multifrecuencia se transformaron en una herramienta importante para el avance de la investigación en este campo.

El descubrimiento de la post-luminiscencia llevó al hallazgo de líneas de absorción en los espectros ópticos de dicha emisión, lo cual permitió medir los corrimientos al rojo z y consecuentemente la distancia a estas fuentes (Metzger et al. 1997). La distribución de corrimientos al rojo observados hasta el presente se extiende desde $z \sim 0,05$ hasta $z > 8$, mostrando sin lugar a dudas que los GRBs son fenómenos cosmológicos. Los espectros de la post-luminiscencia mostraron además sistemas *Damped Lyman- α* (GRB-DLAs), que pueden ser usados para estudiar el enriquecimiento químico del medio interestelar a altos corrimientos al rojo. Sin embargo, el producto más importante de la medición de las distancias a los GRBs es la posibilidad de determinar su energética. Usando los flujos observados en la Tierra y las distancias medidas, se infiere que la energía emitida por los GRBs en forma de radiación γ es del orden de $E_{\text{iso}} \sim 10^{53}$ erg, suponiendo que la emisión es isotrópica. Esta energética es consistente con la hipótesis de que la emisión es producida por objetos compactos de masa estelar.

La distribución espectral de energía de la post-luminiscencia permitió además analizar el mecanismo de emisión de los GRBs. Las observaciones son consistentes con la hipótesis de que la emisión observada se produce por radiación sincrotrón de electrones moviéndose a velocidades ultrarrelativistas, con factores de Lorentz $\Gamma \sim 100$. Las curvas de luz de la post-luminiscencia muestran quiebres

¹Definida como el tiempo en el que se colecta el 90% de la energía del GRB, dejando 5% antes y 5% después.

acromáticos (Frail et al. 2001), que implican que la emisión se produce en forma de *jets* colimados con aperturas $\theta \sim 5^\circ$. Esto conlleva una disminución de la energética inferida a $E_\gamma \sim 10^{51}$ erg, similar a la de las supernovas. Nuevamente, estos resultados son consistentes con la hipótesis de que el motor central de los GRBs es algún tipo de objeto compacto. La medición precisa de la energética de los GRBs llevó a algunos autores a buscar correlaciones entre sus parámetros espectrales (observables) y su luminosidad (Amati et al. 2002; Ghirlanda et al. 2004). El origen de estas correlaciones, que tienen una dispersión importante, es aún tema de debate ya que algunos autores proponen que se generan por efectos de selección (Butler et al. 2007). De verificarse el origen físico de las mismas, los GRBs podrían transformarse en una importante herramienta cosmológica.

El posicionamiento preciso de los LGRBs, obtenido mediante la observación de su post-luminiscencia, permitió encontrar contrapartes de estas fuentes. El resultado más interesante de esta búsqueda es la detección de supernovas (SNs) en la misma posición y apenas algunos días después de algunos LGRBs (Galama et al. 1998; Hjorth et al. 2003). Las SNs asociadas a LGRBs son en todos los casos de tipo Ib/c, que ocurren por el colapso del núcleo de una estrella masiva, e indican una conexión entre estas últimas y los LGRBs. Esta conexión sugiere que los LGRBs se producen en las últimas etapas de la evolución de dichas estrellas, y está de acuerdo con otras observaciones que indican la presencia de un objeto compacto como motor central de los GRBs.

Otro descubrimiento importante asociado al posicionamiento preciso de los LGRBs es el hallazgo de galaxias en las posiciones de los LGRBs, llamadas galaxias huéspedes (HG). Esto es consistente con las observaciones anteriores, ya que los LGRBs son fenómenos cosmológicos y están asociados a objetos estelares. La investigación de las HGs reveló que las mismas son galaxias azules con formación estelar activa. Esto es consistente con la asociación LGRBs-SNs dado que las estrellas masivas, por su corta vida, se observan en regiones de formación estelar. Sin embargo, y contrariamente a lo esperado, las HGs no son las galaxias típicas en que ocurre la mayor parte de la formación estelar en el Universo (Le Flo'c'h et al. 2003). Por el contrario, se trata de galaxias subluminosas ($L < L_*$, siendo L_* la luminosidad típica de la función de Schechter), de baja masa ($M \sim 10^{9-10} M_\odot$), baja metalicidad ($Z \sim 0,3Z_\odot$) y alta eficiencia de formación estelar ($\sim 1 \text{ Gyr}^{-1}$; Savaglio et al. 2009). El 60% de las HGs a bajo corrimiento al rojo muestran signos de interacción o fusiones (Wainwright et al. 2007), lo que es de esperar ya que las fusiones e interacciones inducen formación estelar en las galaxias. Las propiedades observadas de las HGs podrían ser el resultado de efectos de selección: su detección a partir de la post-luminiscencia óptica generaría naturalmente un sesgo hacia los LGRBs que se producen en entornos libres de polvo, lo que excluiría las galaxias masivas y de alta metalicidad. Desde otro punto de vista, el hecho de que las HGs no sean galaxias típicas puede ser un indicio de que los LGRBs no se producen en cualquier tipo de estrella masiva.

Los siguientes avances provinieron de la operación del observatorio *Swift*, lanzado a fines de 2004 y dedicado al estudio de los GRBs. *Swift* permitió observar una gran cantidad de GRBs (más de 550 a la fecha), analizar sus curvas de luz y espectros, investigar la post-luminiscencia y las HGs. Uno de los logros más importantes de la era *Swift* fue el descubrimiento de la post-luminiscencia y las

HGs de los SGRBs (Berger et al. 2005; Fox et al. 2005; Hjorth et al. 2005). Estas últimas muestran una gran diversidad, encontrándose galaxias elípticas y otras con formación estelar activa, lo que sugiere que los sistemas astrofísicos que dan lugar a los SGRBs son de naturaleza diferente a los que producen LGRBs.

La capacidad de *Swift* de posicionar los GRBs con precisión del orden de $3''$ a través de la post-luminiscencia en rayos X, permitió investigar las HGs de los LGRBs oscuros, aquellos en los que no se detecta post-luminiscencia óptica. Un resultado importante en este contexto es la detección de LGRBs en regiones de formación estelar oscurecidas por polvo (Pellizza et al. 2006). Por último, el descubrimiento de LGRBs sin SNs asociadas (a distancias a las que una SN típica sería detectable; Della Valle et al. 2006) muestra que la conexión LGRBs-SNs es compleja y merece un estudio más detallado.

2. Modelos

2.1. El motor central

La naturaleza del motor central que provee la fuente de energía a los GRBs es aún tema de intenso debate. Dado que está fuera de la intención del presente trabajo dar una descripción detallada de los distintos modelos propuestos, me limitaré a discutir los conceptos centrales que surgen más o menos directamente de las observaciones presentadas anteriormente, y a plantear las cuestiones no resueltas más relevantes. Los detalles pueden encontrarse en excelentes artículos de revisión y libros publicados recientemente, como los de Mészáros (2006) o Vedrenne & Atteia (2009).

La naturaleza del motor central de los GRBs puede esbozarse a partir de algunos hechos simples revelados por las observaciones. En primer lugar, la variabilidad de las curvas de luz de estas fuentes implica que sus tamaños deben ser de apenas algunos centenares de kilómetros, lo que apunta a los objetos compactos de masa estelar como posibles motores. La energética observada es consistente con esta hipótesis, ya que la energía emitida por los GRBs ($\sim 10^{51}$ erg) es del orden de la que liberaría la acreción de materia sobre un objeto compacto, considerando que la masa acretada es del orden de la masa solar. El hecho de que el proceso sea breve pero no instantáneo apunta a la existencia de una deposición continua de energía, consistente con la formación de un disco o toro de acreción, de masa considerable y que luego es acretado. Se acepta entonces que el motor de un GRB es un objeto compacto de masa estelar, acretando un disco o toro que aporta una fracción de masa significativa en tiempos breves.

El marco descrito anteriormente provee una descripción del motor central de los GRBs consistente con las observaciones. En este contexto, la producción de radiación γ (es decir, del GRB en sí) puede explicarse a través del modelo de la bola de fuego, que es el más aceptado actualmente. De acuerdo a este modelo, la deposición de la ingente cantidad de energía producida por el motor central ($\sim 10^{51}$ erg) en un volumen tan pequeño (~ 100 km), produce un plasma de electrones y positrones que se acelera a velocidades ultrarrelativistas y se propaga en forma de *jet* colimado, lo cual es consistente con las observaciones descriptas anteriormente. Durante su propagación, el plasma se expande en forma adiabática hasta cierta distancia del objeto compacto. Las inhomogeneidades presentes en el plasma dan lugar a choques internos, que aceleran partículas que producen

radiación γ por los procesos de sincrotrón y Compton inverso, generando la emisión inicial del GRB. En este escenario, la post-luminiscencia ocurriría más tarde, cuando el plasma interactúa con el medio interestelar y se forman choques externos, en los cuales se produce radiación de menor energía, desde los rayos X hasta las ondas de radio.

El cuadro básico general del motor central de los GRBs parece bien establecido, sin embargo los detalles no se conocen con precisión. En particular, la naturaleza del objeto compacto central (agujero negro, magnetar, estrella de quarks), la forma en que el *jet* se desarrolla e interactúa con el medio externo, o la importancia de los campos magnéticos en el lanzamiento y colimación de los mismos, entre otros, son cuestiones controversiales. Estas cuestiones dan lugar a una gran cantidad de investigaciones que exploran las consecuencias de diversos modelos, y hacen del estudio de los GRBs uno de los campos más activos de la astrofísica moderna.

2.2. Progenitores

Más allá del éxito del modelo para reproducir las observaciones, el conocimiento de los GRBs no sería completo sin una descripción de los sistemas astrofísicos en los cuales el motor central puede desarrollarse. Algunos indicios acerca de la naturaleza de estos sistemas, denominados progenitores de los GRBs, pueden obtenerse de las observaciones de las contrapartes de estas fuentes en diferentes frecuencias del espectro electromagnético. Otros surgen de las propiedades del motor central. Dado que las contrapartes difieren para los LGRBs y los SGRBs, comenzaré por tratar los primeros.

En el caso de los LGRBs, su conexión con las SNs y su asociación a las regiones de formación estelar de sus HGs sugiere que los progenitores de estos fenómenos son las estrellas masivas. El modelo aceptado actualmente (llamado *modelo de colápsar* fue desarrollado originalmente por Woosley (1993) y propone que, durante el colapso del núcleo de estas estrellas, parte de la materia forma un disco o toro con una masa $\sim 0,1 M_{\odot}$ alrededor del objeto compacto recientemente creado. Este disco es inestable y se acreta en escalas de tiempo del orden de las decenas de segundos, que es la escala de tiempo de los LGRBs. De este modo, las condiciones para desarrollar el motor central se dan naturalmente en estos sistemas. El modelo de colápsar requiere de tres ingredientes vitales para que el GRB se desarrolle: la existencia de un núcleo estelar masivo, que forma el agujero negro y provee el material acretado, una rápida rotación del núcleo estelar, que brinda el soporte del disco de acreción y es necesaria para el lanzamiento del *jet*, y la pérdida de la envoltura de hidrógeno de la estrella, que de otro modo obstruiría el desarrollo del *jet*. Además, la falta de hidrógeno en la envoltura es una condición fuerte, ya que las SNs asociadas a LGRBs son de tipo Ib/c, que no presentan líneas de hidrógeno en sus espectros.

Más allá de estos lineamientos generales, las propiedades detalladas de las estrellas que darían origen a los LGRBs son aún tema de debate. Algunos autores proponen que los progenitores serían estrellas de tipo Wolf-Rayet (WR), que son rotadores rápidos y con tasas de pérdida de masa considerables, por lo que podrían expulsar su envoltura de hidrógeno (Fryer et al. 1999; Woosley & MacFadyen 1999; Woosley & Bloom 2006). Sin embargo, la pérdida de masa ocasionaría una pérdida de momento angular que, junto con los torques mag-

néticos frenarían el núcleo. Una variante propuesta por Meynet & Maeder (2005) sugiere que solo las WR del tipo WO, de baja metalicidad, serían progenitores de los LGRBs. En este caso la baja metalicidad disminuiría la pérdida de masa y momento angular evitando frenar el núcleo, pero dificultaría la expulsión de la envoltura. Hirschi et al. (2005) y Yoon et al. (2006) propusieron una alternativa a estos escenarios, en la que la rápida rotación estelar provoca el mezclado de las capas internas de la estrella y por consiguiente esta evoluciona de manera químicamente homogénea, quemando la envoltura de hidrógeno en lugar de expulsarla. Por último, Fryer & Heger (2005) desarrollaron una versión diferente del modelo de colápsar en la cual los progenitores serían estrellas binarias, que pueden expulsar la envoltura en su fase de envoltura común, sin una pérdida importante de momento angular.

En el caso de los SGRBs, la menor frecuencia de los mismos y la mayor dificultad para su observación hacen que la evidencia acerca de sus progenitores sea más escasa. Los modelos teóricos proponen un canal diferente de formación del motor central, a través de la fusión de dos objetos compactos, probablemente dos estrellas de neutrones o una estrella de neutrones y un agujero negro. Esta fusión formaría un agujero negro rodeado de un disco o toro de materia con una masa del orden de la solar, por lo que el motor central de los GRBs podría desarrollarse en este escenario. Modelos numéricos y analíticos de este proceso muestran que la energética y las escalas temporales son consistentes con las de los SGRBs. Además, dado que la formación del motor central requiere del tiempo evolutivo de ambas estrellas más el necesario para el decaimiento de su órbita y la consecuente fusión, es de esperar que haya un retraso de los SGRBs respecto de la formación estelar, lo que es consistente con las posiciones observadas de los SGRBs en sus HGs, y con la naturaleza diversa de estas últimas, ya que no se espera que los SGRBs se asocien a la formación estelar reciente.

La discusión anterior muestra que, si bien las propiedades de los sistemas astrofísicos progenitores de GRBs se conocen en líneas generales, los detalles aún son controversiales. La naturaleza exacta de los progenitores es aún tema de discusión. En el caso de los LGRBs, la relación de sus progenitores con la formación estelar los hace particularmente interesantes, ya que su conocimiento permitiría avanzar en la investigación de la formación estelar en el Universo temprano, donde otros trazadores son escasos.

2.3. Síntesis poblacional de GRBs

De acuerdo a lo expresado en la sección anterior, la investigación de la naturaleza de los progenitores de LGRBs reviste una importancia fundamental, tanto en el estudio de los GRBs en sí, como en el de la evolución estelar, y además provee una herramienta adicional en la investigación de la formación estelar en el Universo temprano. Es por ello que dedicaré el resto del presente trabajo a describir las investigaciones y los aportes que hemos realizado a este área desde el grupo de Astrofísica Numérica del IAFE.

Dada la cantidad de factores, observacionales y teóricos, en los que se basa la investigación de los progenitores de los LGRBs, uno de los métodos más fructíferos en uso ha sido el de síntesis poblacional. La base de este método aplicado a los LGRBs consiste en la generación numérica, usualmente por métodos de Monte Carlo, de una población sintética de LGRBs en base a hipótesis sobre

sus propiedades intrínsecas. A partir de dichas propiedades es posible obtener las propiedades observables de los LGRBs de la población sintética. Modelando los efectos de selección presentes en las observaciones, es posible construir una muestra de la población sintética asimilable a la población observada. La comparación de las propiedades estadísticas de la muestra con las de la población real de LGRBs, permite poner a prueba las hipótesis realizadas en la construcción de la muestra, tanto las del modelo que determina las propiedades intrínsecas de los LGRBs, como las de los efectos de selección presentes en las observaciones.

Este método ha sido aplicado con éxito al estudio de las distribuciones de flujo y parámetros espectrales de los LGRBs (Porciani & Madau 2001; Daigné et al. 2006; Salvaterra & Chincarini 2007). Realizando hipótesis sobre la función de luminosidad y los parámetros espectrales intrínsecos de los LGRBs y suponiendo que la tasa de producción de estos fenómenos es proporcional a la tasa de formación estelar del Universo, Daigné et al. (2006) encuentran que hay una sobreabundancia de LGRBs a altos corrimientos al rojo, lo que implica una evolución de la tasa de producción de GRBs respecto de la tasa de formación estelar. Dado que ambas tasas son proporcionales si la única variable que determina la producción de un LGRB es la masa del progenitor, Salvaterra & Chincarini (2007) interpretan esta tendencia en función de la existencia de una dependencia de la producción de LGRBs de la metalicidad del progenitor.

Nuestra contribución al estudio del problema de los progenitores de LGRBs, consiste en acoplar los modelos de síntesis poblacional de LGRBs a simulaciones numéricas y modelos semianalíticos de formación de galaxias (Nuza et al. 2005, 2007; Pellizza et al. 2008, Artale et al. 2009, 2010; Chisari et al. 2010; Pellizza et al., en preparación). La justificación de este método consiste en que las simulaciones de formación de galaxias describen, de manera autoconsistente y considerando diversos procesos físicos, la historia de formación estelar de las galaxias y la evolución química y dinámica de sus poblaciones estelares. A partir de las propiedades de estas poblaciones estelares es posible aplicar un método de síntesis poblacional basado en un dado escenario astrofísico para los progenitores de LGRBs. El resultado es una población sintética de LGRBs, pero también de las poblaciones estelares en las que preferentemente ocurren, y de sus HGs. Modelando los correspondientes efectos de selección, es posible comparar estas poblaciones sintéticas con las reales, con el objetivo de poner a prueba distintos escenarios para los progenitores, e investigar la formación estelar en el Universo temprano.

Courty et al. (2004) fueron los primeros en utilizar simulaciones de formación de galaxias para investigar las HGs, aunque sin aplicar modelos de síntesis poblacional. Estos autores encuentran que la población observada de HGs puede reproducirse si las HGs son galaxias de alta eficiencia de formación estelar.

Nuza et al. (2005, 2007) realizan la primera síntesis poblacional de LGRBs en simulaciones numéricas hidrodinámicas de formación de estructura, explorando la dependencia de las propiedades de las HGs con la metalicidad de los progenitores de LGRBs. Estos autores encuentran que los progenitores de baja metalicidad ($Z < 0,3 Z_{\odot}$) seleccionan galaxias de baja velocidad de rotación y alta eficiencia de formación estelar condición que, de acuerdo a Courty et al. (2004), reproduce las propiedades de las HGs observadas. Los resultados de Nuza et al. (2007) indican que los LGRBs serían trazadores de la formación estelar

a altos corrimientos al rojo. Sin embargo, las simulaciones utilizadas por estos autores describen un volumen pequeño del Universo ($(10h^{-1} \text{ Mpc})^3$, siendo $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y H_0 la constante de Hubble), dominado por galaxias de campo.

Chisari et al. (2010) acoplan un modelo de síntesis de poblaciones de LGRBs a la Millenium Simulation (Springel et al. 2005), en base al catálogo semianalítico de galaxias de De Lucia & Blaizot (2007). Estas simulaciones describen un volumen del Universo mucho mayor ($(500h^{-1} \text{ Mpc})^3$) y con mayor resolución. Los resultados sugieren que los escenarios en los que los LGRBs ocurren en galaxias de baja metalicidad ($Z < 0,6 Z_{\odot}$) describen muy bien las propiedades de las HGs, en particular sus distribuciones de masas, la variación de sus masas medias, luminosidades, colores y tasas de formación estelar con el corrimiento al rojo, y marginalmente bien la variación de la eficiencia de formación estelar con el corrimiento al rojo. Sin embargo, los modelos de De Lucia & Blaizot (2007) no resuelven las poblaciones estelares dentro de las galaxias, lo que plantea la cuestión de la correlación entre la metalicidad de la galaxia y la del progenitor. Resultados similares fueron obtenidos por Campisi et al. (2009), utilizando los modelos semianalíticos de De Lucia & Blaizot (2007) aplicados a las simulaciones cosmológicas de Wang et al. (2008).

Por último, el trabajo de Artale et al. (2009, 2010) muestra los resultados de una síntesis de poblaciones de LGRBs, en simulaciones numéricas hidrodinámicas de formación de estructura similares pero con mayor resolución que las de Nuza et al. (2007). Estos autores ponen particular interés en resolver las poblaciones estelares individuales dentro de las HGs de los LGRBs, realizando predicciones relativas a la distribución de las posiciones los LGRBs en sus HGs, y de las abundancias químicas de las poblaciones estelares en las que estos fenómenos se producen. Estas predicciones, que muestran variaciones dependientes de la metalicidad de los progenitores en dichas distribuciones, podrán ser contrastadas con las observaciones en el futuro cercano para distinguir distintos escenarios para los progenitores de LGRBs.

3. Conclusiones

Los GRBs son breves pulsos de radiación γ producidos por la acreción de una masa del orden de la solar por parte de un objeto compacto recién formado. La acreción produce *jets* ultrarrelativistas cuyas inhomogeneidades internas dan lugar a la emisión γ , que constituye el GRB. La interacción del *jet* con el medio interestelar produce la post-luminiscencia en rangos espectrales de energía menor (rayos X a ondas de radio). La naturaleza del objeto compacto central aún es tema de discusión, como lo es la física detallada del *jet* y su interacción con el medio, y el rol de los campos magnéticos en la dinámica del *jet*.

Hay dos tipos de GRBs (LGRBs y SGRBs) que dan lugar a la misma fenomenología a partir de sistemas de distinta naturaleza. Se acepta que los LGRBs son producidos en el colapso de estrellas masivas, y los SGRBs por la fusión de objetos compactos. La naturaleza detallada de los progenitores es aún tema de debate. El método de síntesis de poblaciones de LGRBs en simulaciones de formación de galaxias, constituyen una herramienta importante para la investigación de las propiedades de los progenitores, y por consiguiente para el estudio

de la formación estelar en el Universo temprano. Utilizando este método hemos podido aportar evidencia a favor de los modelos que proponen que los progenitores de LGRBs son estrellas masivas de baja metalicidad, aunque el umbral de metalicidad es aún tema de debate.

El éxito del método desarrollado nos ha llevado a aplicarlo en la actualidad a la investigación de otros problemas aún no resueltos, como los de los progenitores de los SGRBs, los GRBs oscuros, GRB-DLAs, el entorno de galaxias huéspedes, etc. El próximo avance en esta área seguramente vendrá de la combinación de modelos físicos detallados de la evolución de estrellas masivas con las grandes simulaciones cosmológicas, y nuevas y más precisas observaciones en distintos rangos espectrales, que permitan aumentar en número de GRBs y HGs observados, y provean nuevos observables para contrastar los modelos.

Agradecimientos

Quisiera agradecer a las distintas personas involucradas en las colaboraciones en las que participo para la investigación de los GRBs, en particular a Félix Mirabel, Patricia Tissera, Sebastián Nuza, Elisa Chisari y María Celeste Artale. El presente trabajo fue financiado en parte por los PICTs 2006-02015 y 2007-00848 de la ANPCyT.

Referencias

- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A*, 390, 81
 Artale, M.C., Pellizza, L.J., & Tissera, P.B. 2009, *BAAA*, 52, 161
 Artale, M.C., Pellizza, L.J., & Tissera, P.B. 2010, *BAAA*, enviado
 Atteia, J.-L., Barat, C., Hurley, K., et al. 1987, *ApJS*, 64, 305
 Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
 Berger, E., Price, P.A., Cenko, S.B., et al. 2005, *Nature*, 438, 988
 Butler, N.R., Kocevski, D., Bloom, J.S., & Curtis, J.L., *ApJ*, 671, 656
 Campisi M.A., De Lucia G., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 1613.
 Chisari E., Tissera P., & Pellizza L.J. 2010, *MNRAS*, 408, 647.
 Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
 Courty S., Björnsson G., & Gudmundsson E. H. 2004, *MNRAS*, 354, 581
 Daigne F., Rossi E. M., & Mochkovitch R. 2006, *MNRAS*, 372, 1034
 Della Valle, M., Chincarini, G., Panagia, N., et al. 2006, *Nature*, 444, 1050
 De Lucia G., & Blaizot J. 2007, *MNRAS*, 375, 2
 Frail, D.A., Kulkarni, S.R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G.B. 1997, *Nature*, 389, 261
 Fox, D.B., Frail, D.A., Price, P.A., et al. 2005, *Nature*, 437, 845
 Frail, D.A., Kulkarni, S.R., Sari, R., et al. 2001, *ApJ*, 562, L55
 Fryer C. L. , Woosley S. E., Hartmann D. H., 1999, *ApJ*, 526, 152.
 Fryer, Ch.L., & Heger, A. 2005, *ApJ*, 623, 302
 Galama, T.J., Vreeswijk, P.M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
 Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Lazzati, D. 2004, *ApJ*, 616, 331
 Hirschi R., Meynet G., & Maeder A. 2005, *A&A*, 443, 581.
 Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, *Nature*, 423, 847

- Hjorth, J. Watson, D., Fynbo, J.P.U., et al. 2005, *Nature*, 437, 859
- Klebesadel, R.W., Strong, I.B., & Olson, R.A. 1973, *ApJ*182, L85
- Kouveliotou, Ch., Meegan, Ch.A., Fishman, G.J., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101
- Le Floch, E., Duc, P.-A., Mirabel, I.F., et al. 2003, *A&A*, 400, 499
- Mazets, E.P., Golenetskii, S.V., Ilinskii, V.N., et al. 1981, *Ap&SS*, 80, 3
- Mészáros P. 2006, *Rep. Progress Phys.*, 69, 2259
- Metzger, M.R., Djorgovski, S.G., Kulkarni, S.R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878
- Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581
- Nuza, S.E., Tissera, P.B., Pellizza, L.J., et al. 2005, *BAAA*, 48, 459
- Nuza S., Tissera P., Pellizza L.J., et al., 2007, *MNRAS*, 375,665.
- Pellizza, L.J., Duc, P.-A., Le Floch, E., et al. 2006, *A&A*, 459, L5
- Pellizza, L.J., Nuza, S.E., Tissera, P.B., Scannapieco, C., & Mirabel, I.F. 2008, en *Proceedings of the First La Plata International School: "Compact Object and their Emission"*, I. Andruchow & G.E. Romero, eds., p. 109
- Porciani, C., & Madau, P. 2001, *ApJ*, 548, 522
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D., 2009, *ApJ*, 691, 182.
- Salvatterra R., & Chincarini G. 2007, *ApJ*, 656, L49
- Springel V., White, S.D.M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- van Paradijs, J., Groot, P.J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Vedrenne, G., & Atteia, J.-L. 2009, "Gamma Ray Bursts: The brightest explosions in the Universe", Springer
- Wainwright, C., Berger, E., & Penprase, B.E. 2007, *ApJ*, 657, 367
- Wang J., De Lucia G., Kitzbichler M.G., & White S.D.M. 2008, *MNRAS*, 384, 1301
- Woosley S.E., 1993, *ApJ*, 405, 273
- Woosley, S.E., & MacFadyen, A.I. 1999, *A&AS*, 138, 499
- Woosley & Bloom, 2006, *AARA&A*, 44, 507
- Yoon S.C., Langer N., & Norman C. 2006, *A&A*, 460, 199

TRABAJO INVITADO

Astronomía gamma con telescopios Cherenkov: hacia un observatorio astronómico abierto a la comunidad

A. C. Rovero¹

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

Abstract. Gamma-ray astronomy is opening the way to a universe far more energetic than anyone could have imagined half a century ago. The understanding of the processes of nature which carry a large portion of the energy in the universe, has astrophysical and cosmological implications. The next generation of Cherenkov telescopes, an order of magnitude more sensitive and with higher resolution than the current systems, will mean a significant step forward for ground-based gamma-ray astronomy. This paper presents the current status of this field as well as the next generation of telescopes in this energy range, which are being designed for the first international observatory open to the astronomical community. The Cherenkov Telescope Array project and the Argentine sites proposed for the southern observatory are described in this paper.

Resumen. La astronomía de rayos gamma está abriendo camino hacia un universo mucho más energético de lo imaginado hace medio siglo. La comprensión de los procesos que en la naturaleza acarrear una gran porción de la energía contenida en el universo, tiene consecuencias astrofísicas y cosmológicas. La próxima generación de telescopios Cherenkov, un orden de magnitud más sensibles y con mayor resolución que los actuales, significará un notable avance para la astronomía gamma desde tierra. En este trabajo se expone sobre el estado actual del área y la próxima generación de telescopios, los cuales se están diseñando para el primer observatorio abierto a la comunidad astronómica internacional en este rango de energías. Se describe el proyecto “Cherenkov Telescope Array” y los sitios argentinos propuestos para el observatorio austral.

1. Introducción

La astronomía gamma con telescopios en tierra comenzó con los estudios sobre radiación Cherenkov en aire (Galbraith & Jelley 1953) y se cristalizó con la detección de la Nebulosa del Cangrejo como fuente estable (Weekes et al. 1989).

El descubrimiento de la “radiación ionizante” de origen extraterrestre durante la primera mitad del siglo XX, que se diera en llamar rayos cósmicos, y la detección de fuentes de radio no-térmico en el universo, permitieron inferir la existencia de fuentes de radiación gamma. Los rayos cósmicos son núcleos de átomos, mayoritariamente protones, que han sido acelerados a energías mayores que $\sim 1 \text{ GeV}$, llegando a superar los 100 EeV (10^{20} eV). El flujo de rayos

cósmicos sigue una ley de potencias con la energía de índice espectral entre $\sim -2,7$ y $-3,1$. Existe consenso en que el origen de los rayos cósmicos de hasta $\sim 10^{15} eV$ es galáctico y, más allá de esas energías, extragaláctico (e.g., Stanev & Letessier-Selvon 2011). Salvo los de extremas energías con origen cercano, los rayos cósmicos sufren una gran deflexión debido a los campos magnéticos que deben atravesar. Por esa razón, llegan a la Tierra en forma isótropica, sin importar si son producidos en fuentes puntuales, hecho éste que impide identificar su origen.

La existencia de fuentes de origen no-térmico en radio implica la existencia de partículas cargadas aceleradas, lo que inmediatamente se relaciona con posibles fuentes de rayos cósmicos. De esto también se concluye que debe existir producción de radiación gamma, derivada de los procesos conocidos de interacción entre materia y radiación, con la ventaja de que los fotones gamma no son desviados en su camino. Esto impulsó el desarrollo de la astronomía gamma, justamente la búsqueda de fuentes de rayos cósmicos. Hasta el presente, no se ha podido identificar fehacientemente ninguna fuente de este tipo, básicamente debido a que las emisiones gamma observadas pueden explicarse con modelos leptónicos, los cuales involucran la presencia de electrones acelerados. El estudio de las emisiones gamma causadas por la aceleración de electrones ha permitido entender numerosos procesos presentes en una gran diversidad de objetos astronómicos, que contribuyen al modelado de remanentes de supernova (SNR), microcuasares, nebulosas de viento de pulsar (PWN) y núcleos activos de galaxias (AGN), particularmente blazares, entre otros. Así, la astronomía gamma se desarrolló como una banda más dentro del espectro electromagnético explorado en astronomía, participando también de las usuales campañas multifrecuencia.

La astronomía gamma se divide en dos grandes grupos: la que se detecta con instrumentos montados en satélites ($10 MeV - 50 GeV$) y la que utiliza sistemas de telescopios Cherenkov ($10 GeV - 100 TeV$). Los efectos causados en la atmósfera por los primeros son muy débiles como para poder registrarse con telescopios en tierra. Son, sin embargo, mucho más abundantes, por lo que no se necesita gran área de colección, permitiendo que los instrumentos sean puestos en órbita. Los rayos gamma más energéticos, también denominados del TeV ($1 TeV \equiv 2,4 \times 10^{26} Hz \equiv 1,24 \times 10^{-18} m$), son poco abundantes, pero producen efectos en la atmósfera detectables desde tierra. Dado que los fotones gamma son fuertemente atenuados por su interacción con fotones del medio interestelar e intergaláctico (desde UV hasta IR, dependiendo de la energía), la astronomía gamma del TeV tiene alcance limitado (con instrumentos actuales, hasta $z \sim 0,5$).

En lo que sigue, se expone el principio de funcionamiento de un telescopio Cherenkov, se resume el estado actual de la astronomía del TeV y se describe la próxima generación de instrumentos, el denominado proyecto *Cherenkov Telescope Array* (CTA), mencionando los sitios candidatos argentinos.

2. Telescopio Cherenkov atmosférico

Cuando un fotón gamma de energías mayores al GeV llega a la atmósfera terrestre, interacciona con el campo coulombiano de algún átomo del aire produciendo un par electrón-positrón. La opacidad de la atmósfera para este proceso es de aproximadamente 20 longitudes de atenuación ($48,5 gr/cm^2$), por lo que esta

primer interacción se produce a una altitud $\lesssim 20 \text{ km}$. El electrón y el positrón se reparten la energía del rayo incidente (o primario) y producen, a su vez, nuevos fotones gamma por “Bremsstrahlung”, los cuales producen un nuevo par electrón-positrón (desde acá, electrones). Esta cadena de procesos continúa hasta que la energía de los componentes es suficientemente baja para que los electrones se frenen por ionización y los fotones no tengan energía suficiente para producir un nuevo par. De esa manera, la energía del fotón gamma incidente se traduce en la producción de una cantidad elevada de componentes secundarios que forman una cascada (o lluvia) electromagnética. La cantidad de componentes y el desarrollo de la cascada es proporcional a la energía del primario; como ejemplo, una lluvia de 1 TeV llega a producir alrededor de mil electrones en el punto de máximo desarrollo.

Cada una de las partículas cargadas de una cascada producen radiación Cherenkov en aire. Cuando una partícula pasa a través de un medio dieléctrico con una velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio ($c_n = c/n$; n : índice de refracción), se emite luz con un espectro continuo ($\propto \lambda^{-1}$; λ : longitud de onda) por parte del medio que rodea a la trayectoria de la partícula, conocida como radiación Cherenkov (e.g., Jelley 1958). Básicamente, al pasar la partícula cargada, el medio se polariza eléctricamente y los átomos quedan formando pequeños dipolos. Así, cada elemento de trayectoria emite un pulso breve que se propaga con velocidad c_n . En general, los pulsos provenientes de elementos sucesivos interfieren negativamente, pero si la velocidad de la partícula es mayor que c_n , se obtiene interferencia positiva para un dado ángulo, θ_c , con respecto a la trayectoria (análogo al caso de movimiento supersónico en un fluido; ver figura 1). θ_c depende del valor de n y de la velocidad (o energía) de la partícula. Para un electrón moviéndose en aire a unos 3000 m de altura, θ_c varía desde cero (para $E = 26 \text{ MeV}$), hasta un máximo de $1,12^\circ$ (para $E \gtrsim 2 \text{ GeV}$), siendo la cantidad máxima de fotones Cherenkov emitidos de $\approx 30 \text{ fotones/m}$. La banda relevante del Cherenkov en aire está en el rango UV, por lo que la mayoría de los fotones sufre una atenuación importante antes de llegar a un detector.

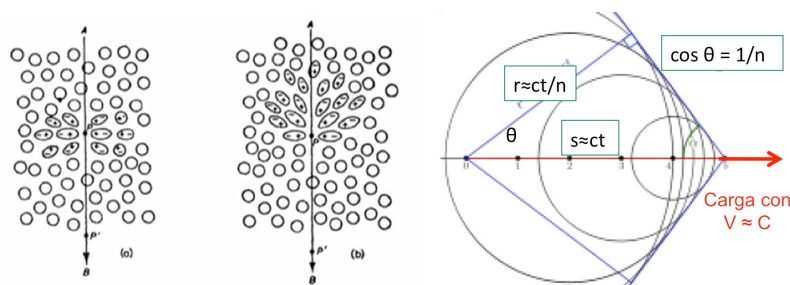


Figura 1. Luz Cherenkov. Condición de interferencia constructiva (derecha). Dieléctrico polarizado por carga con $V < C_n$ (izquierda) y $V > C_n$ (centro) (Jelley 1958).

De esta manera, a medida que se va desarrollando la cascada en la atmósfera, los electrones producen fotones Cherenkov que avanzan en su misma dirección, con cierta dispersión dada por θ_c . Dado que las cargas que producen la radiación viajan a velocidades relativistas, todos los fotones Cherenkov, o *pool* de fotones, se acumulan en un disco (también llamado “panqueque”) de alrededor de 1 m

de espesor (figura 2). El diámetro de ese disco es de algunos cientos de metros, aunque es dependiente de la energía del primario, al igual que la distribución lateral (figura 2). Estas distribuciones laterales indican que puede registrarse la misma cantidad de fotones Cherenkov para distintas distancias al centro de la lluvia, dependiendo de la energía del rayo incidente, lo que define el área de colección de un instrumento. Cualquiera sea la densidad de fotones, la duración del pulso de luz es de algunos *ns*, correspondiente al ancho del panqueque.

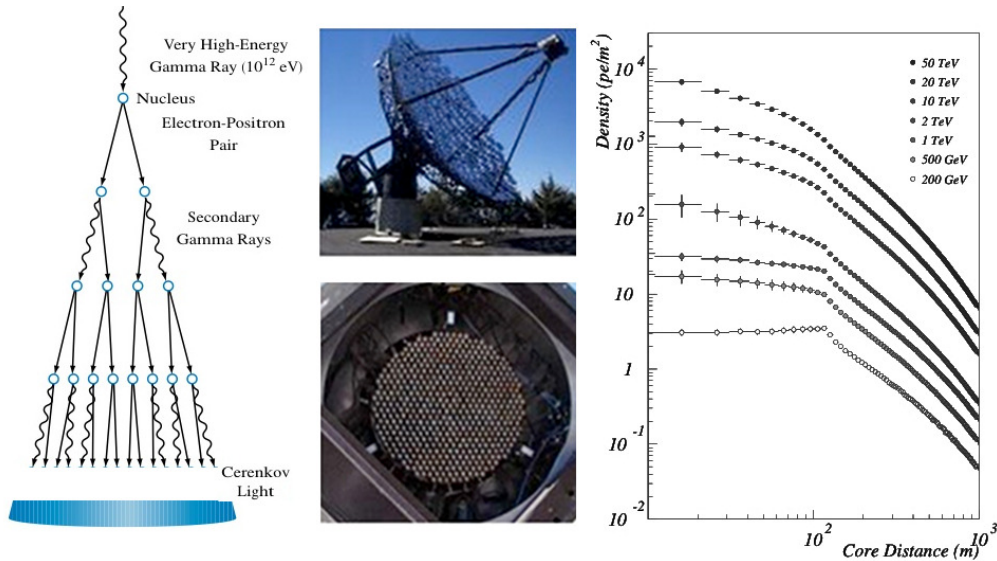


Figura 2. Detección de cascadas atmosféricas. *Izquierda*: esquema del desarrollo y *pool* de fotones Cherenkov en una cascada atmosférica generada por un rayo gamma. *Centro*: colector y cámara de un telescopio Cherenkov (VERITAS Collaboration). *Derecha*: distribución lateral de fotones Cherenkov emitidos por cascadas electromagnéticas de varias energías (de la Calle Pérez & Biller 2006).

Una muestra del *pool* de fotones Cherenkov puede ser colectada por un espejo concentrador y dirigida a una cámara, con lo que se obtendrá una imagen en el plano focal que refleja la dispersión angular de las direcciones de esos fotones. Un telescopio de ese estilo se muestra en la figura 2, en donde se aprecia el colector facetado y la cámara formada por tubos fotomultiplicadores (PMT). La resolución angular de la cámara debe ser suficiente para resolver el tamaño de las imágenes, del orden del grado, por lo que el pixelado no necesita ser muy pequeño ($\sim 0,1 - 0,25^\circ$). Los PMTs son los detectores más rápidos y sensibles que la tecnología actual puede brindar, suficiente para registrar los pulsos rápidos del *pool* de fotones de las cascadas. Los rayos cósmicos generan también cascadas atmosféricas, en este caso hadrónicas, por las reacciones nucleares con átomos del aire. Los productos de la reacción forman la cascada central (hadrónica) y otros componentes, en particular piones cargados, que producen muones, y piones neutros que se desintegran rápidamente en dos fotones gamma, iniciando cascadas electromagnéticas. Todas esas partículas cargadas producen luz Cherenkov, aunque la cantidad total es menor que para un fotón gamma de la misma energía, ya que se usa gran parte para producir elementos pesados.

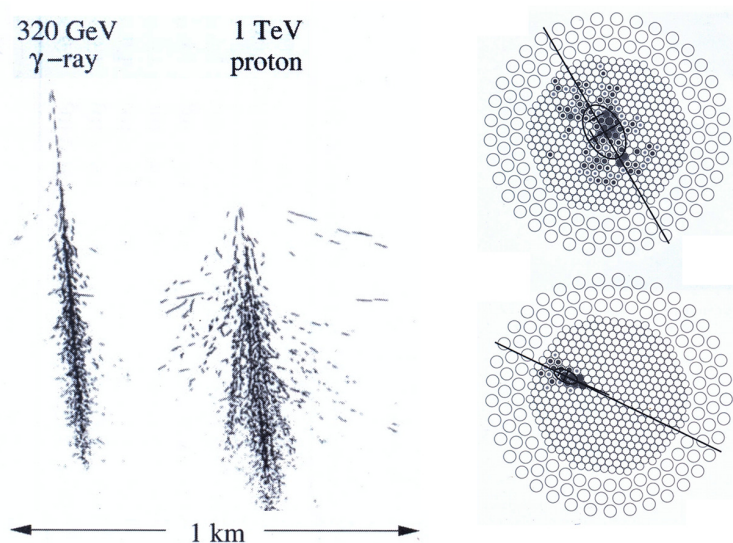


Figura 3. Simulación de cascadas. *Izquierda*: desarrollo en la atmósfera para un fotón gamma de 320 GeV y un protón de 1 TeV (la escala horizontal está expandida 10 veces). Se observan las trayectorias de los componentes de las cascadas. *Derecha*: imágenes de los fotones Cherenkov generados por las mismas cascadas captados por la cámara de un telescopio Cherenkov, abajo del fotón y arriba del protón. Se muestran los ejes de las imágenes formadas por los PMTs (círculos) cuya intensidad se indica con el tamaño del relleno negro (Weekes 2003).

Las imágenes producidas por los fotones Cherenkov de una lluvia han sido estudiadas mediante simulaciones numéricas, siendo pioneros los estudios de Hillas (e.g., Hillas 1996). Las imágenes de rayos gamma son elipses regulares, de excentricidad creciente con el parámetro de impacto del rayo, y cuyo eje mayor interseca el punto del cielo de donde proviene el rayo gamma. Las cascadas hadrónicas, en cambio, generan imágenes irregulares, frecuentemente con más de un centroide, producto de las fluctuaciones en el impulso transversal de las reacciones nucleares. Esta diferencia sustancial (ver figura 3) ha permitido distinguir ambas especies y, así, discriminar las lluvias del fondo (hadrónicas) de la señal, definiendo la llamada *Imaging Atmospheric Cherenkov Technique* (IACT).

En el rango del TeV, las fuentes astronómicas muestran mayores flujos a bajas energías, por lo que es deseable que el telescopio tenga la energía umbral de detección lo más baja posible. Cuando se intenta bajar esa energía umbral, sin embargo, el instrumento comienza a registrar numerosos eventos del fondo que diluyen la significancia de los fotones gamma detectados. Estos eventos del fondo son causados por rayos cósmicos de bajas energías y, sobre todo, por la emisión Cherenkov de muones atmosféricos. La poca interacción que tienen los muones en el aire hace que éstos viajen grandes distancias, formando la componente penetrante de las cascadas hadrónicas, que se traduce en un flujo isotrópico de muones “solitarios” en la atmósfera. Una partícula cargada en estas condiciones produce una imagen circular en la cámara de un telescopio Cherenkov, cuando su trayectoria pasa por el espejo, y un arco para parámetros de impacto mayores. De esta manera, las imágenes tipo pequeños arcos, que son mayoría, se confunden

con la de un rayo gamma de baja energía. La solución al problema de los muones, que se diera en llamar “barrera de muones”, viene con la utilización de sistemas de telescopios múltiples. Dado que los ejes de las imágenes gamma se intersecan con el punto fuente, las registradas por varios telescopios deben cruzarse en ese punto (ver figura 4). La orientación de los arcos producidos por muones, en cambio, son dependientes de la posición relativa entre telescopio y trayectoria, por lo que no cumplen con la condición anterior y pueden ser totalmente eliminados. El primer sistema con múltiples telescopios fue HEGRA (Pühlhofer et al. 2003). Los sistemas actualmente en funcionamiento son MAGIC (Tridon et al. 2010) con dos telescopios y HESS (Hofmann 2003) y VERITAS (Holder et al. 2008) con cuatro telescopios.

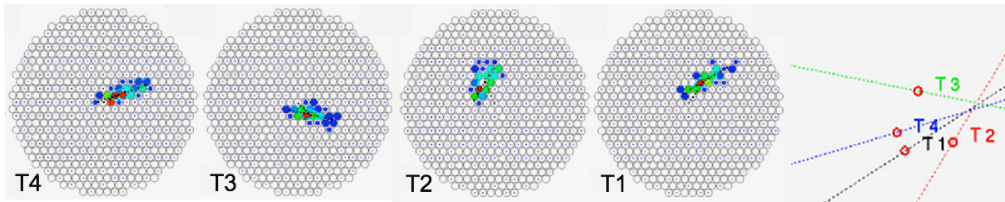


Figura 4. Detección de un fotón gamma por un sistema de cuatro telescopios. Las imágenes son las registradas en cada cámara; los colores de los pixeles (PMT) indican intensidad (mínimo azul, máximo rojo). Derecha: Orientación de las cuatro imágenes que indican la dirección de arriba del fotón (VERITAS Collaboration).

3. Estado actual de la astronomía gamma

Se reconoce como el inicio de la astronomía gamma del TeV a la fehaciente detección de la Nebulosa del Cangrejo (Crab), después de años de estudios realizados con el telescopio Cherenkov de 10m del Observatorio Whipple (Weekes et al. 1989). Este objeto resultó ser la fuente estable más brillante en el cielo a estas energías, de tal manera que ha sido tomada como unidad de flujo para cada intervalo de energía. Aún así, el flujo de fotones gamma proveniente de Crab no es elevado. Como ejemplo, un sistema como VERITAS detecta ~ 11 fotones por minuto, de energías por encima de su umbral (200 GeV). Desde el establecimiento de Crab, muchas otras fuentes se han ido detectando a ritmo creciente desde la implementación de los sistemas modernos. En la actualidad, la lista de fuentes asciende a unas 130, dependiendo de cómo se considere una detección fehaciente. La figura 5 muestra la ubicación de las fuentes del catálogo “TeVcat” (Wakely & Horan 2008) y el tipo de objeto, siendo las poblaciones más importantes la de los blazares (36), PWN (26) y no-identificadas (38).

El límite estadístico para que una observación en astronomía del TeV sea aceptada como positiva es de 5σ de significancia, el cual se alcanza en distintos tiempos, según sea el flujo medido. Como ejemplo, si la fuente es de 1 Crab se tardan 2 minutos, si es de 0,05 Crab una hora y si es 0,01 Crab 25 horas, dependiendo también del detector. Estos tiempos imponen restricciones severas al momento de planear una observación, por lo que se busca que el candidato posea condiciones favorables. Por ejemplo, que tenga emisión no térmica en Radio o X, que esté detectada por instrumentos en satélite (como COS-B, EGRET o

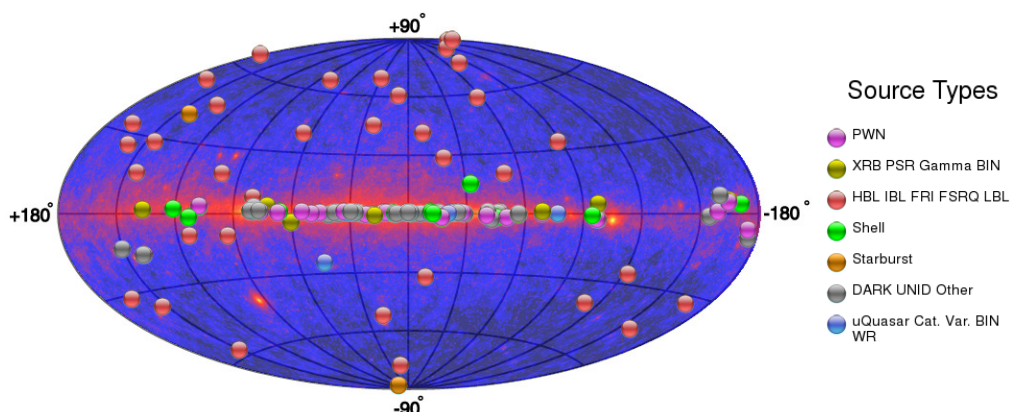


Figura 5. Mapa de fuentes detectadas en el rango del TeV (extraído de *tevcat*: <http://tevcat.uchicago.edu>). El tipo de fuente se indica a la derecha. El fondo corresponde a emisión gamma de menor energía, en el rango detectado por Fermi-LAT.

Fermi-LAT), que tenga entornos en condiciones extremas (jets, discos, vientos) y que no sea muy lejana, por mencionar algunas importantes.

Los sistemas Cherenkov actuales han permitido un avance notable en el entendimiento de los objetos astronómicos con procesos muy energéticos (e.g., Hinton & Hofmann 2009). Es ese mismo avance el que ha permitido identificar las necesidades de la próxima generación de telescopios. Por ejemplo, las observaciones de HESS sobre RCW 86 (Aharonian et al. 2009), una SNR tipo *shell*, permitieron estudios morfológicos y de modelos de aceleración. Sin embargo, la resolución no es aún suficiente para determinar los detalles de esa morfología. Otro ejemplo son las variaciones rápidas del flujo de rayos gamma proveniente de blazares como Markarian 501 (Pichel et al. 2010). Este objeto muestra variaciones de minutos en su curva de luz durante períodos de erupción. Variaciones tan cortas implican zonas de formación muy compactas, seguramente muy cercanas al agujero negro central. Para poder estudiar en detalle los cambios espectrales en períodos tan cortos, es necesario tener más sensibilidad para conseguir suficiente estadística que permita trazar un espectro en pocos minutos.

Estos y otros ejemplos muestran las necesidades que debe cubrir la próxima generación de instrumentos de este tipo: mayor sensibilidad, mayor campo visual (actualmente $\lesssim 5^\circ$) y mejor resolución angular (hoy peor que $0,1^\circ$). En particular, aumentar la sensibilidad hace que surja una pregunta similar a la planteada para telescopio simple debido a la barrera de muones: ¿existen limitaciones en la técnica que impidan aumentar la sensibilidad? La respuesta es que todavía hay un par de órdenes de magnitud en sensibilidad antes de llegar a los límites conocidos. Por ejemplo, los rayos cósmicos formados por electrones, producen cascadas electromagnéticas muy similares (aunque no idénticas) a las generadas por fotones gamma en la atmósfera, lo cual hace que engrosen la señal de fondo para un sistema de telescopios Cherenkov. Un caso similar son las cascadas de protones que en su primera reacción producen un pion neutro que acarrea la mayor parte de la energía del protón, de manera tal que su desintegración en dos fotones gamma hace difícil de distinguir la cascada que producen.

4. Hacia la próxima generación de telescopios Cherenkov

Quince años antes de instalarse los sistemas de telescopios Cherenkov actuales, se comenzó a pensar en sus diseños. Del mismo modo, la próxima generación de telescopios Cherenkov comenzó con dos iniciativas independientes. En EEUU, con la serie de reuniones *Toward the Future of Very High Energy Gamma-ray Astronomy* (iniciada en Malibu, California, 2005), cuyo proyecto se dio en llamar *Advanced Gamma-ray Imaging System* (AGIS). Y en Europa, con una primera reunión entre las colaboraciones de MAGIC y HESS (en Berlín, 2006) y el comienzo del proyecto CTA (en París, 2007). Las iniciativas proponían dos conceptos distintos. AGIS pensaba en incorporar nuevas tecnologías a los detectores y CTA ampliar las capacidades de los detectores ya conocidos. A partir de 2010 ambos emprendimientos se unieron en CTA, en un esfuerzo por formar una sola iniciativa internacional.

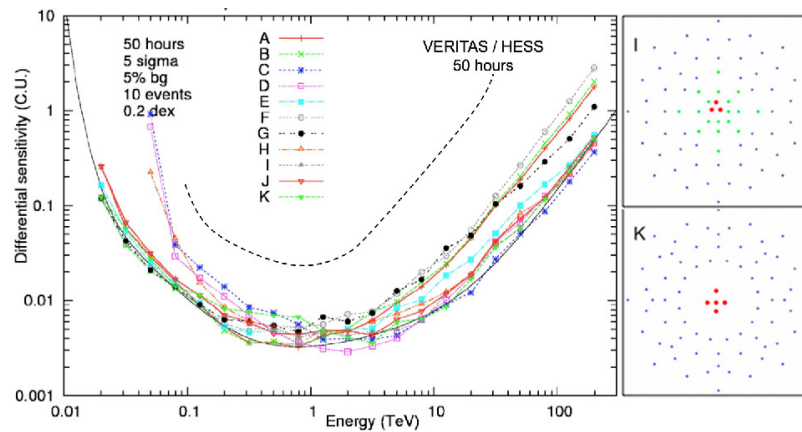


Figura 6. Simulaciones para CTA. *Izquierda*: curvas de sensibilidad en unidades de Crab, para once distribuciones posibles de telescopios y para 50 horas de observación. Se indica la sensibilidad de VERITAS y HESS. *Derecha*: dos de los arreglos (I y K). Los recuadros tienen 2,4 km de lado. Los puntos indican tamaño de telescopio; grandes: rojos centrales; medianos: verdes; pequeños: azules (CTA Consortium).

Para poder superar las limitaciones instrumentales actuales, se planea la construcción de un observatorio en cada hemisferio que tenga diez veces más sensibilidad, en un rango de energía extendido (10 GeV a 100 TeV) y una resolución angular de $\sim 0,02^\circ$ (CTA Consortium 2010). La forma de alcanzar estos valores instrumentales no es unívoca, pero involucra la construcción de sistemas de muchos telescopios que, para el caso de CTA, se planea entre 50 y 100. El primer parámetro a considerar es el espaciado entre telescopios, el cual depende del rango de energía que se desee detectar. Para las energías más elevadas, las señales Cherenkov son más intensas, pero el flujo de fotones gamma es menor, por lo que se utilizan muchos telescopios pequeños distribuidos en un área grande. Para bajas energías, en cambio, los fotones gamma son mucho más frecuentes pero producen menor cantidad de radiación Cherenkov, por lo que son necesarios pocos telescopios con gran superficie espejada. Por estas razones se decidió dividir el observatorio en tres tipos de telescopios: grandes, medianos y chicos

($\sim 24\text{ m}$, 12 m , y 6 m de diámetro), optimizando los parámetros para cada uno de los rangos de energía que deben cubrir; baja, media y alta, respectivamente.

El campo visual, el tamaño del píxel, la superficie espejada y la separación entre telescopios son los parámetros principales que se optimizan para cada una de esas partes. Este no es un proceso simple, por lo que se recurre a simulaciones de Monte Carlo que permiten estimar la respuesta combinada de las tres bandas de energía. La figura 6 muestra las sensibilidades calculadas para once configuraciones posibles de distribución de los tres tipos de telescopios mencionados.

Los casos científicos se prueban para esas configuraciones de manera de determinar cuál es la más adecuada a cada uno. Por ejemplo, para el estudio de blazares para los cuales la componente más energética de su espectro está atenuada por la luz extragaláctica de fondo (EBL), los telescopios pequeños son menos necesarios que para una fuente galáctica muy energética. Como ejemplo, en la figura 6 se muestran dos configuraciones posibles, la “K” y la “I”, siendo esta última una de las que mejor ajusta lo especificado por CTA como “respuesta deseable” para todo el rango de energías (curva de trazo negro).

5. Sitios candidatos en Argentina

Una variable no mencionada anteriormente y que también impone condiciones en la sensibilidad es la altitud del observatorio. Dado que las cascadas iniciadas por fotones gamma de menores energías se desarrollan a gran altura en la atmósfera, es esperable que un observatorio elevado registre mejor los fotones Cherenkov que ésta produce, ya que estarán menos atenuados por el aire. Para las mayores energías, sin embargo, el poder de discriminación del fondo disminuye con la altitud, lo que causa un empeoramiento de la sensibilidad. Concretamente para CTA, las simulaciones permitieron establecer un rango de altitudes entre $\sim 2000\text{ m}$ y $\sim 3500\text{ m}$. Otras condiciones que deben cumplir los sitios son estar a $\approx 30^\circ$ de latitud (norte o sur, según corresponda), tener más del 70% de noches observables, velocidad máxima de vientos de 180 km/h , baja contaminación lumínica, bajo brillo del cielo y atenuación atmosférica y, preferiblemente, infraestructura y apoyo de grupos locales. Para el observatorio austral, el área disponible debe ser un círculo de al menos 10 km^2 .

Los posibles sitios disponibles en Argentina comenzaron a explorarse hacia el año 2006, no para sistemas de telescopios Cherenkov, sino para HAWC, un detector de rayos gamma de energías algo más elevadas que utiliza efecto Cherenkov en agua, el cual necesita gran altitud pero es independiente de la condición del cielo (Dingus 2007). Contando con el gran aporte de colegas de la UNC, comenzó a considerarse la región del noroeste argentino, con una primera visita exploratoria en julio de 2006. Si bien la Colaboración HAWC decidió instalarse en México, la experiencia sirvió para confeccionar un primer reporte sobre sitios para astronomía de altas energías. Una segunda visita al noroeste argentino se realizó en diciembre de 2006, conjuntamente con colegas de MAGIC y HESS. El sitio del CASLEO fue tenido en cuenta desde el principio y recibió la primera visita en diciembre de 2007, con colegas de AGIS. Para julio de 2008 ya se había confeccionado una tercera versión del reporte de sitios, el cual fue la base de la presentación en la reunión de Heidelberg (Rovero et al. 2008). En ese trabajo se detallan las cualidades principales de cada una de las zonas con-

sideradas como sitios candidatos en Argentina. Actualmente se están realizando nuevos análisis que permitirán hacer la presentación formal a CTA de los sitios candidatos, los cuales se han reducido a dos: El Leoncito y San Antonio de los Cobres (SAC). El Leoncito es una planicie ubicada a 2600 *m* de altura, sitio que fuera propuesto para el proyecto SKA, y se distingue por su infraestructura, dada la ubicación del observatorio astronómico. El sitio de SAC está 20 *km* al norte de esa población, a 3500 *m* de altura, con escasa infraestructura, pero con mayor calidad de cielo.

6. Comentarios finales

Con los avances realizados por los sistemas actuales de telescopios Cherenkov, la astronomía gamma desde tierra ha producido grandes resultados en el estudio de objetos galácticos y extragalácticos. Esto ha permitido también identificar los aspectos que deben mejorarse para avanzar en el estudio de objetos astronómicos complejos, que necesitan mejor sensibilidad y resolución angular. Con este conocimiento, la comunidad internacional está llevando adelante el proyecto *Cherenkov Telescope Array*, que consta de una centena de telescopios en dos observatorios (norte y sur), con diez veces más sensibilidad y resolución angular.

La Argentina participa del consorcio CTA desde los inicios y está proponiendo sitios posibles para el observatorio austral, en el CASLEO (San Juan) y en San Antonio de los Cobres (Salta). La participación de grupos locales con experiencia en el área y la estrecha colaboración con Brasil, coloca a la Argentina en excelentes condiciones como para ser anfitrión del proyecto. Se espera que la decisión sobre la ubicación del sitio austral sea tomada para fines de 2012.

Referencias

- Aharonian, F., et al. 2009 (HESS Collaboration), *Astrophysical J.*, **692**, 1500.
 CTA Consortium 2010, *Design Concepts for the Cherenkov Telescope Array*, arXiv:1008.3703.
 de la Calle Pérez, I, & Biller, S.D. 2006, *Astrop. Phys.*, **26**, 69.
 Dings, B.L. 2007, *AIP Conference Proceedings*, **921**, 438.
 Galbraith, G., & Jelley, J.V. 1953, *Nature*, **171**, 349.
 Hofmann, W. 2003, 28th ICRC, p. 2811.
 Hillas, A.M. 1996, *Space Science Reviews*, **75**, 17.
 Hinton, J.A. & Hofmann, W. 2009, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **47**, 523.
 Holder, J., et al. 2008, *AIP Conference Proceedings*, **1085**, 657.
 Jelley, J.V. 1958, *Cherenkov Radiation and its Applications*, Pergamon Press, Oxford.
 Pichel, A. 2011 (for the VERITAS Collaboration), BAAA53, en prensa.
 Pühlhofer, G. et al. 2003, *Astrop. Phys.*, **20**, 267.
 Rovero, A.C., et al. 2008, *AIP Conference Proceedings*, **1085**, 870.
 Stanev, T. & Letessier-Selvon, A. 2011, arXiv:1103.0031.
 Tridon, D.B. et al. 2010 (MAGIC Collaboration), *NIM A*, **623**, 437.
 Wakely S.P. & Horan D. 2008, 30th ICRC, **3**, 1341.
 Weekes, T.C. 2003, *Very High Energy Gamma-ray Astronomy*, IoP Publ., Bristol, Philadelphia.
 Weekes, et al. 1989, *Astrophysical J.*, **342**, 379.

TRABAJO INVITADO

Explorando nuevos horizontes en NASA

G. L. Villanueva^{1,2}

(1) *NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA*

(2) *Catholic University of America, Washington DC, USA*

Resumen. A pesar de la incesante expansión del Universo iniciada con el Big Bang 14 mil millones de años atrás, nuestro Universo se siente cada día más cercano. La inquebrantable vocación de la humanidad por descubrir nuevos horizontes ha permitido el acercamiento de civilizaciones en nuestro planeta y nos ha permitido conocer nuestro lugar en el Universo como nunca antes.

En este artículo presento una breve sinopsis de nuestro trabajo que se relaciona con diversas investigaciones con implicaciones astrobiológicas, desde el origen de los ingredientes de la “sopa de la vida”, hasta la evolución y composición de la atmósfera de Marte.

1. Origins

Where do we come from? Where are we going? How? When? These are among the deepest philosophical questions humankind has been trying to answer for millennia. Advances in astronomy have provided a much more precise context to answer to these enigmas, although much more is yet to discover. From the geocentric model of Ptolemy to the heliocentric model of Copernicus, Galileo and Kepler, we have now a better understanding of our location in the vast Universe, and at the same time a better perception of the uniqueness of our planet. In the last century, a comprehensive and scientifically based theory of the origin of the life has been defined. This is based on the Darwinian theory of evolution and the Big-Bang event (13.7 gigayears ago), discovered by astronomers. A key element in this puzzle is the “actual” origin of life: How did life originate from a set of inert inorganic compounds to a plethora of organic compounds and life as we observe in our planet? In 1953 and later in 1959, a revolution started with the publication of Stanley Miller and Harold Urey in *Science*, who demonstrated that the building blocks of life (organic compounds) could be synthesized from inorganic compounds on a primitive Earth following a simple set of reactions. Since then, the set of ingredients needed for the Miller-Urey experiment, also referred by some as the “soup of life”, have been searched incessantly across the Universe. These are: water (H_2O), methane (CH_4), ammonia (NH_3) and hydrogen (H_2).

In particular, water is among the most searched molecules in the Universe, mainly because of its effective role as a hydrogen repository and its strong connection with life on Earth. Even though water makes up just 0.02% of Earth’s

mass, it plays a key role within the metabolic processes of life on Earth, and all known forms of life depend on water. Our definition of “habitability” is thus strongly linked to the water abundance, ultimately driving its search across the Universe. Water has been searched and found in extremely diverse astronomical environments from the cold interiors of comets to the hot atmospheres of exo-planets. Its recent discovery in proto-planetary disks, and further isotopic measurements in comets are being used to probe the beginnings of our Solar System. Being water a strongly polar molecule, it has a relatively high sublimation temperature when compared to other hydrogen compounds. This property has molded our Solar System [see Fig. 1], separating terrestrial planets (Mercury, Venus, Earth, Mars) from the hydrogen-rich Jovian planets by the frost line (at ~ 2.7 AU) where water condenses into solid ice grains. Such a dramatic role water and its properties play in the formation and evolution of our planet.

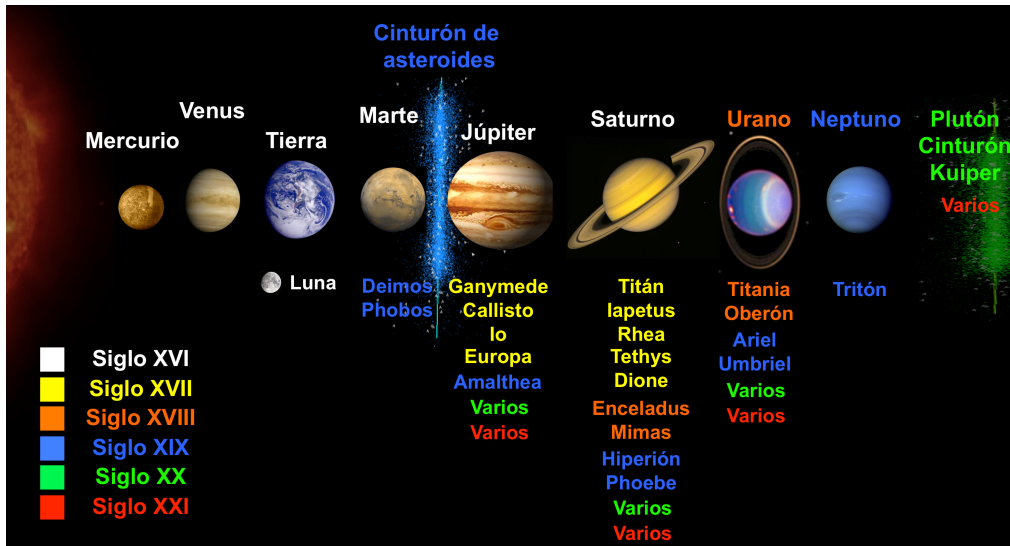


Figure 1. Discoveries of the bodies in our Solar System in the last centuries. Bodies images credit: NASA.

2. Evolution of the Solar System: comets

Much has been learnt by an intelligent combination of astronomical observations, laboratory experiments and theoretical studies about the formation and evolution of our Solar System. In particular, comets hold key information about the processes and conditions of our natal nebula. Preserved in the cold outer depths of our Solar System for the past 4 billion years, comets today are among the least modified bodies in our Planetary System. They accumulated under diverse conditions beyond the “snow line” and within ~ 5 -40 AU from the young Sun, from material that itself formed (and was processed) in environments ranging from the dense interstellar natal cloud core to the gaseous solar nebula and proto-planetary disk (Mumma et al. 1993). Because the production of deuterated

species is heavily favored at low temperatures through ion-molecule reactions (Millar et al. 1989) and gas-grain chemistry (Brown and Millar 1989), the D/H in cometary water (together with other indicators like nuclear spin temperature and chemical taxonomy) can be used to trace the conditions under which a given comet formed. In addition, comets might have delivered water and organics to the early Earth, and isotopic signatures allow us to test this hypothesis.

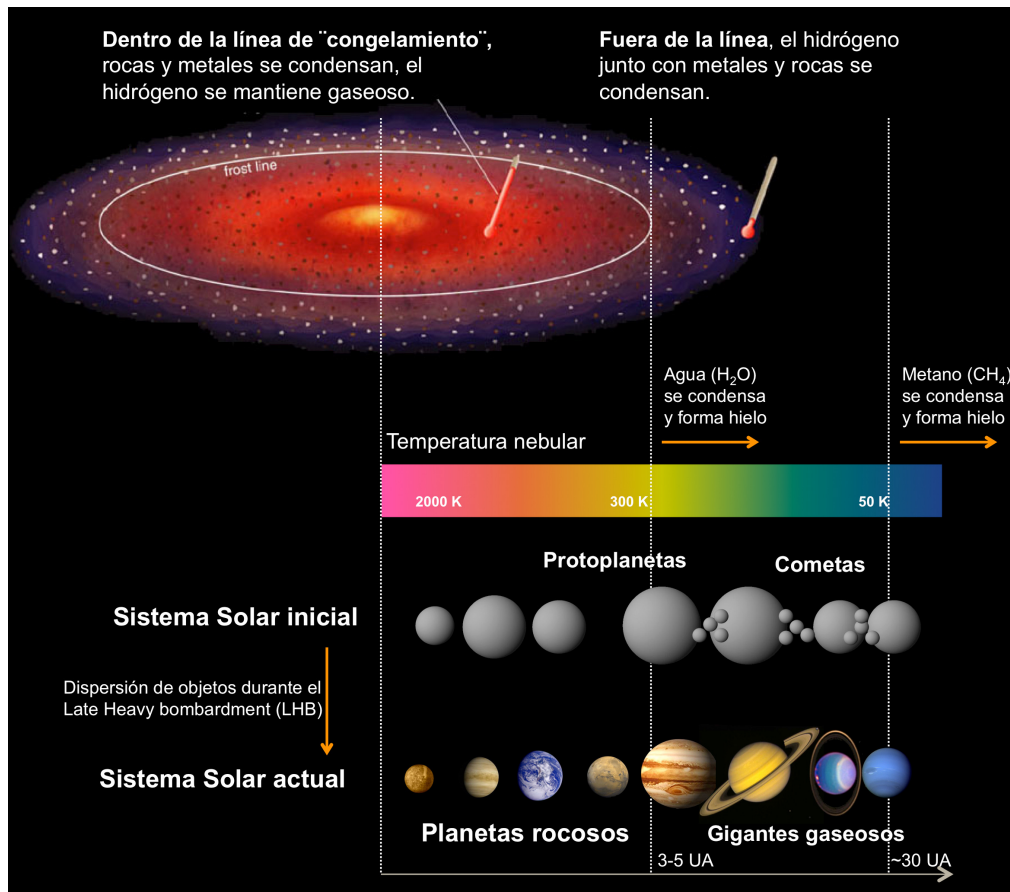


Figure 2. Origin and evolution of the Solar System. Bodies images credit: NASA. Nebula image credit: Pearson Education.

It is currently thought that Earth was extremely dry during its early accretion stage (Martin et al. 2006, and refs. therein), because of our planet's heliocentric position and its history of violent impacts, especially the one that induced formation of the Moon. Comets might later have delivered a portion of the current water reservoir, however, the only three measurements of (D/H)H₂O in comets (1P/Halley [Eberhardt et al. 1995, Balsiger et al. 1995], C/1996 B2 Hyakutake [Bockelée-Morvan et al. 1998], and C/1995 O1 Hale-Bopp [Meier et al. 1998]) point in a different direction. All suggest a similar enrichment of deuterium of about twice the value in Vienna Standard Mean Ocean Water (VSMOW, D/H = 1.56 × 10⁻⁴). Even larger enrichments of (D/H)HCN and (D/H)H₂O were observed in jets of Hale-Bopp (Blake et al. 1999), however,

these results have not been confirmed by other techniques or in other comets. The observed difference between the D/H ratio in Earth's water and that of these three comets would imply that comets played only a minor role in exogenous delivery of water and prebiotic organics to early Earth. But do we expect all comets to have the same D/H? Is the D/H measured for water vapor in the coma also representative of D/H in the nuclear ices? Has the D/H on Earth changed over geologic time and is the present value representative of the primordial endowment? These important questions can be addressed only by measuring (D/H) H_2O for a large number of comets of different types and dynamical families. Associated modeling of atmospheric escape and isotopic fractionation in Earth's core is also needed (e.g. Genda and Ikoma 2008, Williams and Hemley 2001).

In 2008, we measured a deuterium enrichment for water in comet 8P/Tuttle using high-resolution spectroscopy at infrared wavelengths [(D/H) H_2O = 2.62 ± 0.93 VSMOW]. The technique presented in Villanueva et al. [2009] provides unprecedented sensitivities, and should ultimately permit us to routinely measure this prime cosmogonic indicator in future comets, even on moderately productive comets like 8P/Tuttle. Performing this measurement with CRIRES at VLT on a brighter comet - like Halley or Hale-Bopp - would lead to uncertainty lower than ± 0.02 VSMOW (1σ , photon noise limited). Eventually, as our sample of D/H in comets increases we expect to see a range of D/H values, in concordance with the diversity we observe in the chemical taxonomies of comets.

3. Evolution of Planetary Atmospheres: Mars

When exploring new horizons beyond our planet, and searching for habitable environments, we normally think of our close neighbor planet Mars. Earth and Mars are both terrestrial planets, with a solid surface, moderate temperatures/pressures and a dynamic atmosphere. On the other hand, the present composition of Mars' atmosphere reveals a much more drastic evolution, in which indigenous chemical sources (geology/biology) have stopped and most compounds have escaped or become oxidized. The atmosphere of Mars is composed primarily of CO_2 (95.3%) along with minor constituents such as N_2 (2.7%), CO (0.27%), O_2 (0.13%), H_2O (0-300 ppm), and argon; other species are present in trace amounts.

On the other hand, Mars is one of a select few solar system bodies where life might have evolved and perhaps might survive in favorable niches even today. As such, the search for life on Mars (extant or extinct) has been a driving theme in exploration, giving rise to NASA's Viking-1 and -2 landed spacecraft (to find extant near-surface life), Mars Global Surveyor (to follow the water), the recently landed Phoenix mission, the planned Mars Science Laboratory (to search for near-surface organics), and the envisioned Astrobiology Field Laboratory, along with ESA's Mars Express and BioMars missions. In 2003, Mumma et al. [2009] observed a strong release of methane on the planet. The presence of methane in an otherwise oxidized atmosphere is often taken as suggestive of biogenesis, drawing from terrestrial experience where atmospheric methane is $> 90\%$ biogenic in origin. Does this release repeat every Martian year? Was the observed methane produced by life? How secure is this identification?

From August 2009 to June 2010, we embarked in the deepest search for biomarker gases on Mars using the most powerful infrared telescopes in the world (Keck, VLT and NASA-IRTF). We sampled more than 20 species (CO_2 , CH_4 , CH_3OH , H_2CO , C_2H_6 , H_2O , HDO , N_2O , H_2S , SO_2 , OCS , etc.) and obtained high spatial resolution maps using adaptive optics. Data processing and interpretation is currently on-going and results will be published soon.

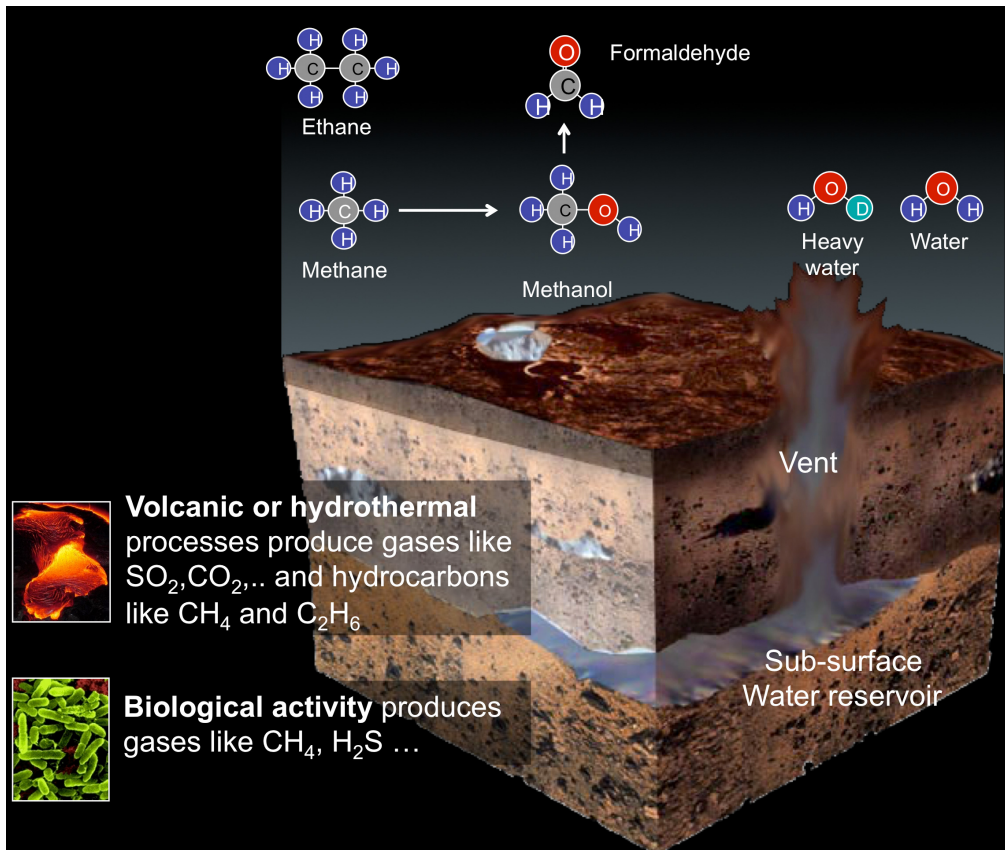


Figure 3. Possible release of volatiles from the sub-surface on Mars. Sub-surface sketch credit: ESA medialab.

Are there subterranean niches in Mars? Are they exchanging gases with the atmosphere? The evidence may be in the D/H of Mars water. Grains from SNC meteorites (Mars rocks) exhibit a ratio ~ 2 VSMOW [Leshin et al. 1996], presumably a relict value from ancient Mars. The D/H ratio in ancient permafrost water may show a similar value. On the contrary, the current D/H of the atmosphere is ~ 5 VSMOW owing to the preferential escape of the lighter form of hydrogen over time. If we observe strong decreases of D/H in regions of release of biomarkers, we may be able to trace the age of the gases contained in the plume.

In 2008, we presented the first map of D/H of water on Mars [Villanueva et al. 2008], and observed important differences across the planet. The presented maps show important differences in (D/H) H_2O between the afternoon (East)

and the morning hemispheres (West), with an important correlation between temperature and (D/H)H₂O indicative of Rayleigh distillation. In addition, we observed important enrichments of deuterated water in certain regions of the southern (winter) hemisphere. The weighted mean of all points shows a global atmospheric (D/H)H₂O enrichment of 5.75 relative to Earth's oceans. But, if we compensate the measurements for Rayleigh distillation, the true (D/H)H₂O ratio in the permanent cap is expected to be considerably higher, suggesting a wetter climate in the past. Further results from our latest campaign (2009-2010) are now being produced.

4. Conclusions

Within a century, the human understanding of their place in the Universe and their origin has grown tremendously. New comprehensive theories have been suggested, which relate discoveries from a multitude of scientific disciplines (astronomy, physics, chemistry, biology, mathematics, etc.). In this proceeding, we present a small synopsis of our work that relates to different astrobiological questions, from the delivery of the soup of life to our planet, to the evolution and composition of the Martian atmosphere and beyond. Many more fascinating discoveries are waiting, we live in a unique time where the exploration of our Solar System is not a dream but a tangible and stimulating reality.

References

- Balsiger, H.; Altwegg, K.; Geiss, J. 1995, *JGR*, 100(A4), 5827-5834.
Blake, G. A., et al., *Nature*, 398, p. 213.
Bockelée-Morvan et al. 1998, *Icarus*, 133(1), 147-162.
Brown, P. D, Millar, T., 1989, *Royal Astronomical Society*, vol. 237, pp. 661.
Eberhardt, P., Reber, M., Krankowsky, D., Hodges, R. R. 1995, *A&A*, 302, 301.
Genda, H. & Ikoma, M. 2008, *Icarus*, 194(1), 42-52.
Leshin et al. 1996, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 60 pp. 2635
Miller, S. L. & Urey H.C. 1959, *Science*, 117 (3046):528.
Meier, R., et al. 1998, *Science* 279 (5357), 1707.
Mumma, M. J, Weissman, P. R, Stern, S. A, 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson: Univ. Arizona Press), 1177.
Mumma et al. 2009. *Science*, vol. 323 pp. 1041.
Millar, T. J., Bennett, A., Herbst, E. 1989, *ApJ* 340, 906-920.
Villanueva et al., 2009, *ApJL*, vol. 690 pp. L5.
Villanueva G. L. et al. 2008, 3rd International Workshop on the Mars Atmosphere: Modeling and Observations.
Williams, Q. & Hemley, R. J. 2001, *Annual Rev. of Earth And Planetary Sciences*, 29, 365-418.

Parte XIII
Premio Varsavsky

PRESENTACIÓN ORAL

Formación de estrellas deficientes en hidrógeno mediante flashes tardíos del helio

M. M. Miller Bertolami^{1,2}

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

Abstract. This manuscript briefly describes the PhD thesis of the author. The aim of this thesis is the study of the formation and evolution of hydrogen deficient stars as a consequence of late helium flashes. These flashes lead either to the dilution or burning of the remaining hydrogen in the star, thus leading to stars with photospheric hydrogen deficiencies.

Resumen. Este artículo describe brevemente el trabajo de tesis doctoral del autor. El objetivo de esta tesis es el estudio de la formación y evolución de estrellas deficientes en H por medio de flashes del He (pulsos térmicos o flashes en el núcleo de He) que ocurren cuando la estrella ya no es una gigante roja. Estos flashes producen la dilución o quema del H remanente de la estrella, dando como resultado abundancias superficiales deficientes en H.

1. Breve reseña histórica¹

La estrella R Coronae Borealis (RCrB) fue la primera estrella deficiente en hidrógeno (EDH) en llamar la atención, cuando en 1795 Pigott registró la súbita desaparición de la estrella. Un siglo más tarde, Ludendorff (1908) compiló una lista de curvas de luz de estrellas tipo RCrB, la cual abarcaba más de 62 años y 35 observadores. Al mismo tiempo, algunos indicios de la composición química inusual de estos objetos empezaba a aparecer. Sin embargo, la idea de que algunas estrellas podrían carecer de importantes cantidades de hidrógeno (H) no gozó de gran aceptación hasta la mitad del siglo XX, cuando la evidencia de esto se hizo irrefutable (ver Jeffery 2008). En los siguientes 40 años, los relevamientos espectroscópicos de baja dispersión realizados desde tierra permitieron el descubrimiento sistemático de estrellas deficientes en H (por ejemplo, tipo RCrB, estrellas extremas en helio de tipo B -denominadas EHe- o enanas blancas DB). Más tarde, con el advenimiento de telescopios en el UV y RX, se produjo el descubrimiento masivo de objetos que hoy se sabe son extremadamente deficientes en H (estrellas enanas blancas DO y pre-enanas blancas tipo PG1159). A su vez, el descubrimiento de estos objetos puso en evidencia que la deficiencia en H es un fenómeno relativamente común y presente en diferentes tipos de estrellas. La gran variedad de excesos y deficiencias de H, He, C, N y O entre los diferentes

¹Basada en la reseña de Jeffery 2008.

tipos de EDH, pone de manifiesto que cada grupo de EDH correspondería a diferentes etapas en la vida de estrellas muy diversas. En la figura 1 se mues-

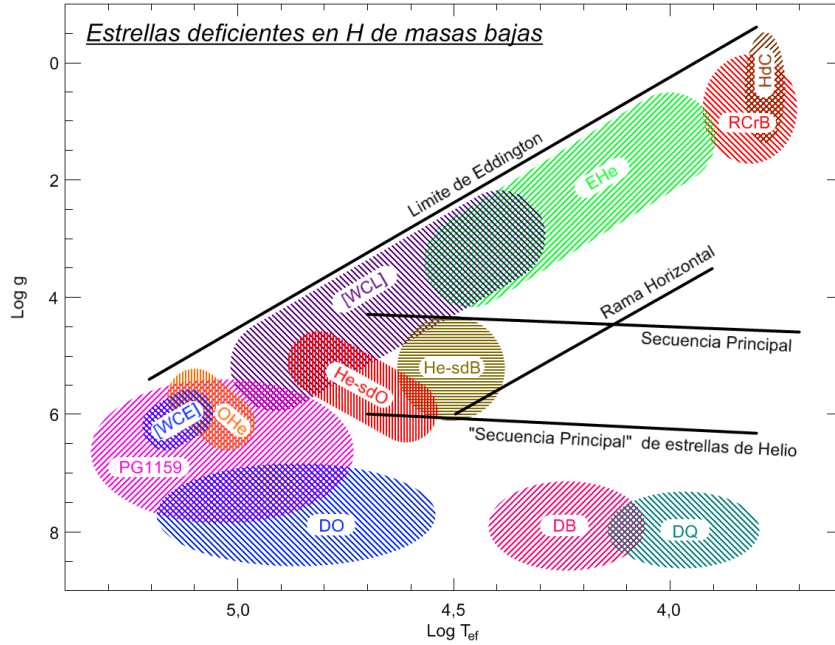


Figura 1. Valores típicos de T_{eff} y g para algunos tipos comunes de estrellas deficientes en H [basado en Jeffery (2008)].

tran esquemáticamente los valores característicos de T_{eff} y g de algunos tipos de EDH. El análisis de la posibilidad de que algunos de estos grupos de EDH estén conectados evolutivamente, requiere de un estudio muy detallado de sus propiedades químicas, como así también de un estudio sistemático de los posibles canales evolutivos y de formación por medio del modelado numérico.

Esta tesis está enfocada en gran parte al estudio de posibles canales de formación de EDH compactas y calientes (estrellas PG1159, DO, DB, He-sdO, He-sdB, las cuales serían el resultado de la evolución de algunas estrellas de masas bajas o intermedias ($0,8M_{\odot} < M_{\star} < 7M_{\odot}$). Los escenarios propuestos para obtener abundancias fotosféricas deficientes en H son tan variados como variada es su composición superficial. Los mecanismos más aceptados para la formación de EDH de masas bajas son: posibles fusiones ("mergers") de enanas blancas en sistemas binarios muy evolucionados, fuertes episodios de pérdida de masa en evolución aislada o binaria, flashes de la capa quemadora de He en la evolución posterior a la salida de la rama asintótica de las gigantes (AGB) o flashes del núcleo de He en la evolución posterior a la salida de la primera rama de las gigantes (RGB). Los últimos dos escenarios son el objeto de estudio de esta tesis.

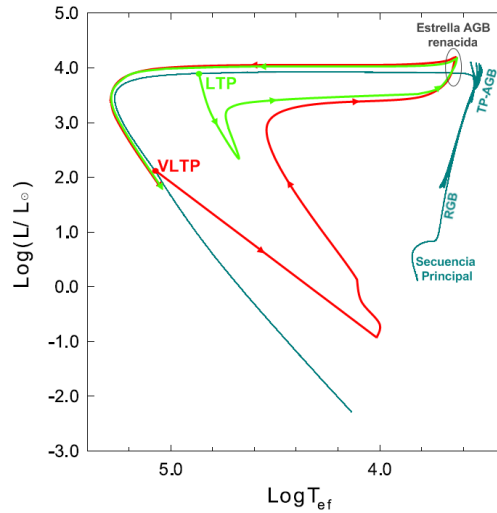


Figura 2. Boceto de la evolución típica en un diagrama HR de los diferentes tipos de pulsos térmicos tardíos (post-AGB).

2. Escenarios para la formación de EDH en estrellas aisladas

2.1. Pulsos térmicos Post-AGB (estrellas AGB renacidas)

La pérdida de masa durante la fase de los pulsos térmicos en la AGB alcanza valores muy grandes ($\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$). Esto lleva a que la envoltura rica en H de la estrella disminuya progresivamente su masa y finalmente la estrella abandone la AGB, para transformarse en una estrella central de nebulosa planetaria y luego en una enana blanca. Dado que las capas ardientes no son muy sensibles a lo que ocurre por encima de ellas sino principalmente al estado del núcleo por debajo, tanto la capa que quema H como la que quema He en las estrellas AGB, no alteran significativamente su evolución mientras la masa de la envoltura disminuye desde algunas M_{\odot} hasta unos pocos centésimos de masa solar. Como consecuencia, la evolución de la capa que quema He a través de su ciclo de pulsos térmicos, continúa aún después de haber abandonado la AGB. Como la evolución desde la salida de la AGB hasta el comienzo de la etapa de enana blanca posee una duración comparable al período entre pulsos térmicos, es posible que ocurra un último pulso térmico en la evolución post AGB de la estrella, e incluso durante la etapa inicial de su evolución como enana blanca. En estos casos, la inyección repentina de energía que genera el flash produce un rápido regreso de la estrella a la estructura de estrella gigante, lo que se conoce como estrella AGB renacida (Iben 1984). Dependiendo de la fase en el ciclo de los pulsos térmicos en que la estrella abandone la AGB, tres tipos de pulsos

térmicos tardíos pueden identificarse: VLTP, LTP y AFTP (Blöcker 2001, ver figura 2²). En lo que sigue haremos una descripción breve de estos escenarios.

Pulso térmico *muy* tardío (VLTP) Ocurre cuando las estrellas abandonan la AGB relativamente lejos del momento del flash, de manera que el pulso térmico recién se desarrolla cuando la estrella está entrando en la etapa de enana blanca, luego del “codo” en el diagrama HR (ver figura 2). En este caso, la estrella evoluciona primero como una estrella central de nebulosa planetaria rica en H y el flash de He ocurre recién cuando la luminosidad de la estrella ha caído más de un orden de magnitud. Esta caída en la luminosidad de la estrella se debe a que la capa que quema H se apaga. La quema de H durante la TP-AGB es la causante de la barrera de entropía en la interfase H-He que evita el contacto entre la zona convectiva producida por el flash (ZCPT) y el material rico en H. Cuando ocurre el pulso térmico *muy* tardío, la barrera de entropía en interfase H-He no es suficientemente importante y la ZCPT alcanza el material rico en H. El H es arrastrado por la convección hacia regiones internas muy calientes y ricas en ¹²C donde es violentamente quemado y, rápidamente, el objeto regresa a la AGB como un objeto extremadamente deficiente en H. Finalmente, la estrella vuelve a abandonar la AGB, pero ahora convertida en una estrella deficiente en H (probablemente tipo [WC]), para luego transformarse en una enana blanca deficiente en H (DO, DB). Las abundancias químicas predichas en este escenario están caracterizadas por una mezcla de las abundancias típicas de la región, entre la capa que quema H y aquella que quema H (de ahora en más; REC) y los productos de la quema violenta del H.

Pulso térmico tardío (LTP) Ocurre cuando la estrella abandona la AGB en una fase más avanzada que en el caso del VLTP, y el flash del He se produce cuando la estrella está aún evolucionando horizontalmente en el diagrama HR (ver figura 2). Durante esta etapa, la capa que quema H en He está aún activa y, por lo tanto, existe una barrera de entropía significativa en la interfase H-He. Esto evita que la ZCPT penetre en la envoltura rica en H y no ocurra ninguna quema del H de la envoltura. De hecho, el LTP no produce ninguna deficiencia de H en modelos con un tratamiento estándar de las regiones convectivas (e.g., Blöcker 1995). Sin embargo, Blöcker (2001) mostró que en modelos que incluyen “overshooting” en la ZCPT, es posible obtener estrellas deficientes en H. La incorporación de la mezcla extra dada por el “overshooting” en la ZCPT, lleva al desarrollo de pulsos térmicos más intensos y, por lo tanto, facilita el dragado del material de la REC a la superficie (Herwig et al. 1997)³. A diferencia de los pulsos térmicos en la AGB, en el caso de un LTP, la masa de la envoltura rica en H remanente es mucho menor que la masa dragada desde el interior, luego del pulso térmico. Esto hace que el resultado del episodio sea una dilución de la envoltura

²En realidad una de las variedades, AFTP, no es estrictamente un pulso térmico post-AGB ya que el mismo ocurre cuando la estrella *está abandonando* la AGB.

³Estos episodios de dragado convectivo del material del interior a la superficie durante la TP-AGB son denominados episodios de “third dredge-up”, para distinguirlos de otros dos episodios de dragado convectivo que pueden ocurrir en estrellas de masas bajas e intermedias, durante la evolución previa

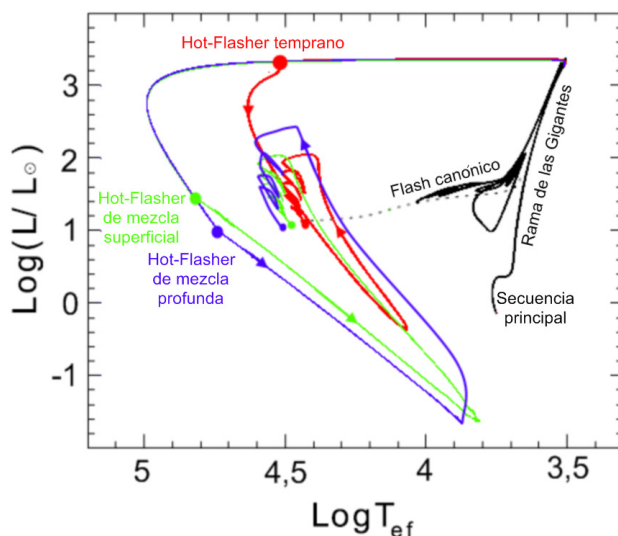


Figura 3. Esquema de la evolución en un diagrama HR de los diferentes tipos flashes tardíos (post-RGB) en el núcleo de He.

rica en H en una masa mucho más grande de material procesado proveniente de la REC. Esta dilución ocurre cuando la estrella regresa a la AGB y vuelve a desarrollarse una envoltura convectiva, diluyendo el H del remanente post-AGB en regiones más internas de la estrella. La estrella se transforma entonces en una estrella deficiente en H, con una abundancia de H del orden del $\sim 5\%$ en fracción de masa (Blöcker 2001). Finalmente, la estrella abandonará la AGB y evolucionará como una estrella central de nebulosa planetaria con una superficie rica en He y con H cerca del límite de detección en objetos calientes compactos.

Pulso térmico a la salida de la AGB (AFTP) Es similar a un LTP. La única diferencia reside en que en este caso el pulso térmico ocurre justo en el momento en que la estrella está abandonando la AGB y la masa de la envoltura es significativamente mayor que en el caso del LTP. Como consecuencia, el fenómeno de dilución es menor y la abundancia superficial final es intermedia a aquella de la REC y de la envoltura rica en H. Este escenario predice entonces deficiencias moderadas de H y no es analizado en esta tesis.

2.2. Flashes tardíos (post-RGB) del núcleo de He

Existen indicios observacionales de que la pérdida de masa en la RGB de las poblaciones ricas en metales podría ser bastante más alta de lo que se supone (Kalirai et al. 2008, Yi y Yoon 2004). Por otra parte, las estrellas que forman la rama de las gigantes en cúmulos globulares viejos y de baja metalicidad (de edades $\sim 12 \times 10^9$ años) poseían, en la secuencia principal de edad cero (ZAMS), masas iniciales de $\sim 0,85 M_{\odot}$, por lo que la pérdida de tan sólo $\sim 0,4 M_{\odot}$ en la RGB, sería suficiente para que perdiesen toda su envoltura rica en H. Esto lleva a que no sea descabellado pensar que puedan existir estrellas, tanto en

poblaciones ricas como pobres en metales, que perdiesen casi toda su envoltura rica en H durante la RGB, abandonándola antes de sufrir el flash de He en el núcleo. Si esto ocurre, una vez que la estrella abandona la RGB, la capa que quema H sigue activa hasta la etapa de enana blanca y, por lo tanto, el núcleo de He sigue aumentando su masa. Consecuentemente, la temperatura del núcleo sigue creciendo y puede ocurrir que, si la estrella abandona la RGB con una temperatura cercana a la necesaria para el desarrollo del flash de He (HeCF), se desate el HeCF cuando la estrella evoluciona desde la RGB hacia la región de las enanas blancas (Castellani y Castellani 1993). Como consecuencia, la estrella es enviada a lo largo de un rápido bucle en el diagrama HR, hasta que finalmente ($\sim 2 \times 10^6$ años después) se asienta cerca del extremo azul de la rama horizontal, donde ésta se cruza con la llamada “secuencia principal” de estrellas de He puro —ver Kippenhahn y Weigert 1990 para la descripción de ésta y otras secuencias principales. Según el momento de la evolución post-RGB en el que ocurre el flash, es posible que el resultado final sea una estrella deficiente en H (Sweigart 1997). D’Cruz et al. (1996) han separado estos flashes tardíos según produzcan una estrella deficiente en H o no en: *tempranos*, aquéllos que ocurren más cerca del momento de salida de la RGB y que no producen estrellas deficientes en H, y *tardíos*, aquéllos en los que el resultado es una estrella deficiente en H. En el trabajo de Lanz et al. (2004) se propone, además, una interesante subclasificación de aquellos eventos que llevan a la formación de estrellas deficientes en H en eventos con “mezcla profunda” y con “mezcla superficial”, según el mecanismo mediante el cual esta deficiencia de H es alcanzada. En la figura 3 se muestran esquemáticamente diagramas HR de la evolución típica durante dichos eventos.

Hot Flashers de mezcla profunda (DM) Ocurren cuando la estrella post-RGB sufre el HeCF estando ya en la etapa de enfriamiento como enana blanca. En estas circunstancias, la barrera de entropía en la zona de la transición H-He es muy leve o inexistente, debido a que la quema de H en capas está casi extinta al momento del flash. Por lo tanto, la creciente zona convectiva desatada por el HeCF entra en contacto con la envoltura rica en H, arrastrando el material al interior donde se quema con el ^{12}C ya producido por el HeCF. El contenido de H en la estrellas es reducido órdenes de magnitud, debido a la quema del H. El resultado (según Cassisi et al. 2003) es una estrella deficiente en H, con abundancias superficiales de $[\text{H}/\text{He}/\text{C}/\text{N}/\text{O}] \sim [4 \times 10^{-4}/0, 96/0, 029/0, 007/3, 5 \times 10^{-5}]$.

Hot Flashers de mezcla superficial (SM) Ocurre cuando el flash se desata con la capa quemadora de H levemente activa, entonces la barrera de entropía presente en la transición H-He es más alta que en el caso anterior y la zona convectiva desarrollada durante el HeCF no entra en contacto inmediato con la envoltura rica en H. Sólo algunos años más tarde, cuando la zona convectiva se ha separado en varias partes, la más externa de estas zonas convectivas penetra en la envoltura rica en H. Esto produce la dilución del material rico en H, pero no su quema, ya que la temperatura en la base de esta zona convectiva es muy baja para quemar el H. Este escenario lleva a que la estrella adquiera una deficiencia moderada en H. Se forma una EDH con abundancias típicas reportadas por Lanz et al. (2004) de $[\text{H}/\text{He}/\text{C}/\text{N}/\text{O}] \sim [0, 48/0, 50/0, 008/0, 005/-]$.

3. Resultados principales

En lo que sigue describiremos brevemente los resultados principales de esta tesis. El lector interesado en los detalles de la misma o en las características del modelado numérico, puede encontrarlos en Miller Bertolami (2009).

Pulsos térmicos muy tardíos (VLTP) Durante el trabajo de tesis se realizaron numerosas simulaciones del escenario de VLTP, mediante cálculos hidrostáticos 1D. Dichas simulaciones abarcaron una gran cantidad de parámetros físicos y numéricos del problema. En particular, se han estudiado los efectos sobre las escalas de tiempo de retorno a la AGB de los gradientes químicos, la mezcla extra en los bordes convectivos, la resolución temporal adoptada y la masa del remanente que sufre el VLTP. Además de esto, se realizó una descripción detallada de la evolución durante y luego de un VLTP, con énfasis en el desarrollo de la quema violenta de protones que ocurre durante el mismo. Los resultados obtenidos han sido comparados con las numerosas determinaciones del objeto VLTP mejor estudiado (V4334 Sgr). Aunque no esperamos que nuestros modelos simples reproduzcan exactamente las propiedades observadas en estrellas VLTP reales (como V4334 Sgr y V605 Aql), un análisis de la validez de las hipótesis realizadas muestran que ciertas propiedades de los modelos, como la escala de tiempo de retorno a la AGB y la evolución post-VLTP previa a alcanzar dimensiones gigantes, no deben estar muy lejos de la realidad.

Uno de los principales resultados de esta tesis es haber mostrado que es posible reproducir, a grandes rasgos, la evolución observada en V4334 Sgr, sin la incorporación de ningún parámetro libre extra en el tratamiento de la convección. En especial, hemos mostrado que las características de V4334 Sgr, antes e inmediatamente después a su erupción, pueden reproducirse de manera muy satisfactoria como la evolución post VLTP de una secuencia de $M \sim 0,56M_{\odot}$ si se adopta una distancia de 3-4 kpc para esta estrella. El hecho de que esta distancia sea similar a las determinadas mediante varios métodos diferentes (Kimeswenger 2002) es gratificante. En especial, el hecho de que estos modelos sin ningún parámetro libre reproduzcan mejor y de manera más consistente la evolución durante la erupción que el modelo presentado por Hajduk et al. (2005), donde las velocidades de mezcla fueron elegidas para describir la evolución observada, constituye un fuerte indicio de que no hay razones para las modificaciones de las velocidades de mezcla. El principal inconveniente de nuestros modelos es que son incapaces de reproducir el recalentamiento observado en V4334 Sgr por van Hoof et al. (2007). Esto no debe ser utilizado para invalidar el buen acuerdo con las observaciones en las etapas previas, ya que varias de las hipótesis del modelado son inadecuadas, una vez que la estrella adquiere su configuración expandida a muy bajas temperaturas. Por otra parte, esta discrepancia podría resolverse mediante la utilización de una tasa de pérdida de masa de $\sim 1 \times 10^{-3}M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, lo que no está muy lejos de los valores inferidos para V4334 Sgr luego de su regreso a la AGB.

Otro de los resultados principales de este trabajo es haber encontrado la existencia de una masa crítica para el remanente, por encima de la cual, la expansión rápida debida a la quema de protones durante un VLTP no es posible. Este resultado muestra que *la masa del remanente es una propiedad esencial a la*

hora de comparar los resultados numéricos con las inferencias observacionales. El valor exacto de la masa crítica resulta en nuestras simulaciones de $\sim 0,6 M_{\odot}$ aunque su valor exacto dependerá de un tratamiento detallado de la mezcla y quema de protones. Hemos dado además una explicación analítica sencilla de porqué existe dicha masa crítica; remanentes de masas mayores no poseen un contenido de H suficiente como para que su quema libere la energía necesaria para expandir las regiones más externas de la estrella.

Pulsos térmicos tardíos (LTP) Hemos realizado simulaciones de secuencias que sufren un LTP e incluyen los efectos de la mezcla más allá del borde convectivo formal dado por el criterio de Schwarzschild-Ledoux. Corroboramos los resultados de Blöcker (2001), los cuales indican que, en estos casos, es posible alcanzar la deficiencia en H mediante la dilución de la envoltura rica en H, durante procesos de dragado del material del interior estelar. Como resultado de estos procesos, la estrella se vuelve deficiente en H al retornar a la AGB, cuando el objeto está muy extendido. Este escenario predice que el regreso a la AGB ocurre en escalas de tiempo de siglos. En particular, la evolución de la T_{ef} en las dos secuencias simuladas son muy similares a la observada en el objeto FG Sge por (Gautschy y van Genderen 1995). Nuestros modelos sugieren que la deficiencia en H se alcanza a medida que la estrella continua expandiéndose y volviéndose más roja. Esto último está en contradicción con los resultados de Blöcker (2001), aunque en acuerdo con lo observado en FG Sge. Cabe destacar que a pesar de este acuerdo en la abundancia de H, existen diferencias significativas entre nuestras simulaciones y las observaciones en lo que respecta al ^{12}C , ya que el enriquecimiento de éste acompaña la deficiencia en H en las simulaciones, algo que no es observado en FG Sge. A pesar de ello, nuestros resultados confirman que FG Sge parece ser un objeto post-LTP.

Evolución posterior a un VLTP/LTP Nuestras secuencias post-LTP y post-VLTP predicen que estos objetos deberían evolucionar, luego de abandonar nuevamente la AGB, hacia la etapa de estrellas PG1159. Los modelos calculados de objetos post-LTP y post-VLTP poseen abundancias similares a las observadas en estrellas PG1159. La diferencia esencial entre las abundancias predichas por el escenario LTP y el escenario VLTP, es la presencia de H en las primeras (aunque por debajo del límite de detección). De manera que nuestros modelos sugieren la existencia de estrellas PG1159 que posean H en sus atmósferas, pero por debajo del límite de detección. A pesar de que el H no puede ser detectado, existe otro elemento que podría servir para distinguir el origen de una dada estrella PG1159, el N. Debido a que durante un LTP no ocurre quema violenta del H, no se produce N y las estrellas PG1159 provenientes de un LTP poseerían abundancias de N significativamente menores a las resultantes durante un VLTP. Esto sugiere que la dicotomía observada por Dreizler y Heber (1998) en la abundancia de N en estrellas PG1159, es un claro indicador de un origen mixto (LTP y VLTP) para estos objetos.

Finalmente, nuestras simulaciones demuestran que, mientras es de esperar que la mayoría de los objetos post-VLTP terminen como estrellas enanas blancas DO y DB, los objetos post-LTP se transforman finalmente en estrellas enanas blancas DA, con envolturas de H tres órdenes de magnitud más delgadas que

las predichas por la evolución estelar canónica. Esto se debe a que gran parte del H contenido en la envoltura de la estrella post-AGB, antes del LTP, es transportado hacia el interior de la estrella durante los procesos de dragado en la evolución que sigue al LTP. Cuando la estrella se contrae hacia la etapa de enana blanca, el calentamiento del interior de la estrella produce la quema del H que fue llevado al interior, disminuyendo el contenido de H de la estrella. Luego, el asentamiento gravitatorio durante la etapa de enana blanca produce la formación de una envoltura pura de H. Para cuando la estrella alcanza la franja de las ZZ Ceti, ésta posee una envoltura pura de H de $\sim 10^{-7} M_{\odot}$ de ancho. Esto permitiría explicar las envolturas delgadas de H que han sido determinadas astrosismológicamente en algunas estrellas ZZ Ceti (Bradley 1998).

Nuevas masas de estrellas PG1159 (relación $T_{\text{eff}}-g-M$) Sobre la base de las simulaciones de eventos post-LTP y post-VLTP, se ha calculó una grilla de modelos estelares de estrellas PG1159. Como consecuencia del tratamiento detallado de *toda* la historia previa, se obtienen modelos de estrellas PG1159 con composición química (superficial e interna) y estructura térmica realistas. Esto último es de especial interés, ya que las estrellas PG1159 se encuentran en una etapa en la cual su estructura térmica no está aún relajada y su composición química refleja la historia previa del objeto. Nos hemos centrado especialmente en la relación $T_{\text{eff}}-g-M$ que surge de estas secuencias y sus consecuencias para la determinación de masas espectroscópicas (Werner y Herwig 2006). Nuestros modelos de estrellas PG1159 resultan sistemáticamente más calientes que las secuencias ricas en H utilizadas anteriormente (Blöcker 1995) para la determinación de masas espectroscópicas. Esto produce que la masa promedio determinada con nuestras secuencias sea aproximadamente $\sim 8\%$ más pequeña que la adoptada hasta el momento, siendo el valor de ésta de $\bar{M}_{\text{PG1159}} = 0,573M_{\odot}$. Cabe destacar que esta nueva determinación de la masa de estos objetos es consistente con la que se obtiene mediante técnicas astrosismológicas, cuando las observaciones son analizadas a la luz de los modelos desarrollados en esta tesis (ver Althaus et al. 2008).

Escenario de Hot-flasher Se realizaron numerosas simulaciones unidimensionales del escenario de hot-flasher para un amplio rango de metalicidades y gran variedad de casos. Basados en nuestros resultados, hemos dado una descripción detallada de las propiedades superficiales de las secuencias estándar. Para estas secuencias, hemos además estudiado cómo las abundancias superficiales podrían verse afectadas por procesos de difusión. Nuestros resultados confirman los resultados parciales de Cassisi et al. (2003) y Lanz et al. (2004), para los eventos DM y SM respectivamente, ampliándolos a una mayor región del espacio de parámetros. Además, la ubicación de nuestras secuencias en el diagrama $\log T_{\text{ef}} - \log g$ muestra un acuerdo cualitativo con los parámetros inferidos por Ströer et al. (2007) para estrellas He-sdO. Sin embargo, nuestras frecuencias predicen que estas estrellas deberían estar amontonadas alrededor de la rama horizontal, lo que no se observa. Una posibilidad interesante, para evitar esta última inconsistencia, es que las estrellas He-sdO evolucionen desde una región del diagrama $\log T_{\text{ef}} - \log g$ en la cual existen vientos homogéneos a una en la cual dichos vientos sean imposibles. Esto llevaría a que la difusión

hacia la superficie del H transforme a las estrellas He-sdO, cerca de la ZAHB, en estrellas sdB con atmósferas dominadas por el H, aún para las muy bajas abundancias superficiales de H que resultan de los eventos DM. En todos los casos en los cuales una conversión de las estrellas He-sdO en sdB calientes es posible, el escenario de hot-flasher reproduce correctamente las propiedades superficiales observadas en estrellas He-sdO, tanto sus abundancias como su distribución en el plano $\log T_{\text{ef}} - \log g$, ligando a las estrellas He-sdO como los progenitores de las estrellas sdB más calientes.

La versión electrónica de la tesis descrita en este manuscrito puede encontrarse en la página del autor <http://www.fcaglp.unlp.edu.ar/~mmiller/>

Agradecimientos. M3B agradece a la Fundación Varsavsky y a la AAA por el premio “Carlos M. Varsavsky” recibido durante la reunión. También agradece al Comité Organizador Local y al Comité Científico de la última Reunión de la AAA, por la asistencia económica que facilitó su participación en la reunión.

Referencias

- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Kepler, S. O., Miller Bertolami, M. M 2008, *A&A*, 478, 175
- Blöcker, T. 1995, *A&A*, 299,755
- Blöcker, T. 2001, *ApSS*, 275, 1
- Bradley, P. A. 1998, *ApJS*, 116, 307
- Cassisi, S., Schlattl, H., Salaris, M., Weiss, A. 2003, 582, L43
- Castellani y Castellani 1993, *A&A*, 457, 569
- D’Cruz, N., Dorman, B., Rood, R., O’Connell, R. 1996, *ApJ*, 466, 359
- Dreizler, S. y Heber, U. 1998, *A&A*, 334, 618
- van Genderen, A. M., Gautschy, A. 1995, *A&A*, 294, 453
- Hajduk, M., Zijlstra, A., Herwig, F., et al. 2005, *Science*, 308, 231
- Herwig, F., Blöcker, T., Schönberner, D., El Eid, M. 1997, *A&A*, 324, L81
- Iben, I. 1984, *ApJ*, 277, 333
- Jeffery, C. S. 2008, *ASP Conference Series*, 391, 3
- Kalirai, J., Bergeron, P., Hansen, B., Kelson, D., Reitzel, D., Rich, R., Richer H. 2008, *ApJ*, 676, 594
- Kimeswenger, S. 2002, *ApSS*, 279, 79
- Kippenhahn, R. y Weigert, A., 1990, Springer-Verlag, Berlin, *Stellar Structure and Evolution*
- Lanz, T., Brown, T., Sweigart, A., Hubeny, I., Landsman, W. 2004, *ApJ*, 602, 342
- Miller Bertolami, M. M. 2009, Tesis Doctoral, Biblioteca de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- Stroeer, A., Heber, U., Lisker, T., Napiwotzki, R., Dreizler, S., Christlieb, N., Reimers, D. 2007, *A&A*, 462, 269
- Sweigart, A. 1997, *Third Conference on Faint Blue Stars*, 3
- Ludendorff H., 1908 *Publ. Astr. Obs. Postdam*, 57, 1
- Yi, S. y Yoon, S. 2004, *ApSS*, 291, 205
- Werner, K. y Herwig, F. 2006, *PASP*, 118, 183

Parte XIV
Mesa Redonda

Pasado presente y futuro de Argentina como sitio para Proyectos Astronómicos Internacionales

Durante la reunión de la Asociación Argentina de Astronomía realizada en la ciudad de Salta en septiembre de 2010, se realizó la mesa debate titulada "Pasado presente y futuro de Argentina como sitio para Proyectos Astronómicos Internacionales". La mesa estuvo integrada por los Dres. M. Arnal, H. Levato, A. Rovero y el Ing. P. Recabarren, como representantes de diferentes proyectos de colaboraciones internacionales (SKA, Llama, SST, Gamar, Auger, CTA y E-ELT). La mesa se completó con representantes de agencias de promoción científica (APC), incluyendo al Viceministro de la Nación, Dr. A. Ceccatto, y al Presidente de la Fundación CAPACITAR-AR del NOA, el Dr. J.G. Viramonte.

Como parte de esta mesa de debate se acordó consensuar un documento con los aspectos relevantes de la misma y que sirva como guía para futuros emprendimientos, así como un documento para ser presentado a las APC.

A continuación se detallan algunas de las conclusiones, problemas y desafíos para la comunidad astronómica argentina (CAA) y las APC que deberían tenerse en cuenta a fin de lograr mayores éxitos.

1. Conclusiones generales

- En Argentina hay una importante tradición y profesionalidad en la búsqueda y caracterización de sitios para la instalación de grandes facilidades astronómicas.
- En Argentina hay caracterizados sitios de excelente calidad en casi todo el rango del espectro electromagnético. Estos procesos de caracterización han sido realizados teniendo en cuenta los rigores de esta disciplina científica. Particularmente, la región del Noroeste argentino se ha evidenciado como de fuerte potencialidad para la instalación de facilidades astronómicas por las ventajosas condiciones de su cielo, de su meteorología y del bajo impacto de las actividades humanas, siendo su principal desventaja la falta de infraestructura previa, la cual deberá desarrollarse a medida que proyectos astronómicos la vayan generando.
- En Argentina hay una importante experiencia en gestión y participación en proyectos vinculados con la instalación de grandes proyectos internacionales.
- En el mundo hay una demanda creciente y cada vez más exigente de sitios astronómicos de alta calidad, lo cual redundará en un aumento del interés por los sitios argentinos.
- En los últimos años, las APC han mostrado un creciente interés en apoyar este tipo de proyectos.

- A pesar de los aspectos positivos detallados más arriba, diversos proyectos no se han podido concretar.
- Además de la CAA, otros sectores sociales y económicos pueden verse fuertemente beneficiados con la instalación en Argentina de grandes infraestructuras astronómicas.
- Brasil debe ser considerado como un socio estratégico para proyectos binacionales y multinacionales.
- Es fundamental involucrar a las autoridades provinciales donde se planeen instalar las facilidades astronómicas. Igualmente, es altamente recomendable involucrar, desde los inicios, a las comunidades locales.
- No es suficiente con tener un buen sitio para lograr una colaboración internacional exitosa. Es muy importante demostrar interés y capacidad para realizar esfuerzos o comprometer recursos en mejorar infraestructura logística.
- La Argentina deberá involucrarse preferentemente en proyectos científicos en los cuales cuente con científicos con experiencia o que contemplen mecanismos claros que garanticen la formación de recursos humanos en el área.
- Es altamente deseable que los proyectos en los que Argentina se involucre cuenten con masa crítica y/o el acuerdo de la CAA a través de los mecanismos y representaciones que surjan naturalmente.
- Es fundamental que los proyectos en los que Argentina se involucre generen un rédito científico a la CAA.
- La CAA, conjuntamente con las APC, deberán priorizar en qué tipo de proyectos quiere involucrarse.

2. Problemas detectados

- La legislación aduanera actual impone fuertes trabas que restan competitividad al país y dificultan las etapas de caracterización.
- Si bien es posible obtener financiación para la presentación/caracterización de sitios para competir a nivel internacional, no hay mecanismos claros para obtener estos fondos.
- Los cambios de administraciones nacionales muchas veces dificultan el sostenimiento de los compromisos asumidos, por lo que un mecanismo preestablecido de financiamiento podría paliar este inconveniente.
- La falta de una legislación sobre el tema genera inseguridades jurídicas que hacen de Argentina una opción menos competitiva que otras ya consolidadas.

- La actual ley de minería puede ser un obstáculo para la explotación de sitios astronómicos.

3. Desafíos

- Si bien Argentina puede aportar infraestructura y servicios, es importante generar las condiciones para que también se puedan aportar desarrollos tecnológicos, por lo que la CAA y las APC deberán coordinar esfuerzos para elaborar planes de instrumentación a mediano y largo plazo.
- Promover una legislación que permita atraer infraestructura astronómica, garantizando la seguridad jurídica de los proyectos. Esta legislación deberá especificar los beneficios científicos que le correspondan a la CAA.
- Promover una legislación de protección ambiental que permita garantizar la calidad astronómica de los sitios en uso y de aquellos potencialmente útiles.
- Si bien hoy existe el Registro de importaciones para insumos destinados a investigación Científico-Tecnológica, es fundamental conseguir una legislación superadora.
- Las APC deberán establecer mecanismos claros, representativos y duraderos de comunicación con la CAA.
- Las APC deberán establecer los mecanismos que consideren apropiados a los efectos de dar respuesta, en lapsos establecidos, a las iniciativas que pudiesen existir.
- Las APC deberán establecer los mecanismos de financiamiento adecuados para la etapa de gestación de los proyectos potencialmente adecuados a nuestro país.

Índice de Autores

- Actis, M., 207
Ahumada, A. V., 149, 153, 157, 161, 165
Ahumada, J. A., 177, 181
Aidelman, Y. J., 141
Alonso, M. S., 67
Alonso, M. V., 27, 79, 83, 87
Althaus, L. G., 111
Antico, F., 207
Araya, I., 71
Argüelles, C. R., 291
Arias, M. L., 119, 123, 141
Arnal, E. M., 199
Artale, M. C., 35
- Barbá, R., 185
Bareilles, F. A., 199
Bassino, L. P., 31, 51, 55, 59
Baume, G., 169, 173
Beaugé, C., 265
Benítez-Llambay, A., 161
Benítez-Llambay, P., 265
Bignone, L. A., 101
Bosch, G., 297
Bottani, A., 207
Branham, R. L. Jr., 93
Briozzo, C. B., 259
Buccino, A. P., 127
- Cacciari, C., 305
Calderón, J. P., 51, 55
Carranza, G., 217
Carraro, G., 173, 177
Carrasco, E. R., 79, 83
Caso, J. P., 55, 59
Ceccarelli, L., 3
Cécere, M., 249
Cellone, S. A., 51, 55, 285
Cidale, L. S., 119, 123, 141
Cillis, A. N., 227
- Clariá, J. J., 145, 149, 153, 157, 161, 165
Collado, A., 185
Cora, S. A., 19, 31, 75
Correa, C. A., 231
Costa, A., 245, 249, 281
Costa, E., 173, 177
Cruzado, A., 115
Cuevas, H., 79, 83
- De Rossi, M. E., 11
Díaz, R. F., 127, 285
Domínguez, M. J., 19, 39, 105
Duplancic, F., 15, 63
- Elaskar, S., 245
Etchegoyen, A., 235
- Faifer, F. R., 55, 133
Fariña, C., 169
Feinstein, C., 7, 169
Fernández Lajús, E., 169
Ferrero, A., 235
Forte, J. C., 133
Francile, C., 241, 245
- Gamen, R., 169, 185
García Lambas, D., 3, 15, 47, 63, 67, 79, 83, 87, 195
Gargiulo, I., 75
Geisler, D., 145
Giacani, E., 221
Giorgi, E. E., 97, 181
Goldes, G., 217
Gonzalez, E. J., 189
González, J. F., 189
Granada, A., 119
Grandi, N. E., 291
Grocholski, A. J., 145
Guarrera, L., 199

- Gurovich, S., 105
- Hauscarriaga, F. P., 199
- Jiménez, N., 31
- Jofré, E., 269, 273, 277
- Josebachuili, M., 235
- Kepler, S. O., 111
- Kraus, M., 123
- Krieger, A., 235
- Landau, S. J., 23
- Lares, M., 47
- Laval, A., 217
- Lazzaro, D., 315
- LeCoarer, E., 217
- Leiva, A. M., 255, 259
- Liermann, A., 123
- Lombardi, G., 325
- Luoni, M. L., 241, 245
- Macri, L. M., 337
- Marconi, D., 207
- Mauas, P. J. D., 127
- Medina, M. C., 203
- Melo, D., 235
- Mendes de Oliveira, C., 27
- Mennickent, R. E., 119
- Merchán, M. E., 43
- Mesa, V., 67
- Metcalfe, T., 127
- Miller Bertolami, M. M., 375
- Minniti, D., 105
- Morras, R., 199
- Moyano Loyola, G., 133
- Moyano, M. M., 255
- Muratore, M.F., 123
- Nilo Castellón, J. L., 79, 83
- Ochoa, I., 207
- Oddone, M. A., 217
- Oío, G. A., 71
- Olalde, J. C., 199
- O'Mill, A. L., 15, 63, 67
- Órdenes, Y., 79
- Pacheco, M. C., 27
- Padilla, N. D., 3, 19, 67, 75
- Palma, T., 161
- Paneque, D., 227
- Parisi, M. C., 145
- Paron, S., 221
- Paz, D., 3
- Pedrosa, S. E., 11
- Pellizza, L. J., 35, 101, 347
- Perez Bergliaffa, S. E., 231
- Pérez, D., 231
- Petriella, A., 221
- Petrucci, R., 127, 269, 273
- Piatti, A. E., 101, 137, 145, 149, 153, 157, 161, 165
- Pichel, A., 227
- Ramírez, A., 79, 83
- Ramos, F., 79
- Ravignani, D., 235
- Recabarren, P., 195, 211
- Renzi, V., 195
- Reula, O., 249
- Reynaldi, V., 7
- Richtler, T., 55
- Ringegni, P., 207
- Rodriguez Brizuela, F., 211
- Rohrmann, R. D., 111
- Romero, G. E., 203, 231
- Rovero, A. C., 207, 357
- Ruiz, A. N., 19, 39, 43
- Saffe, C., 269, 273, 277
- Sánchez, F., 235
- Santucho, M., 105
- Sarajedini, A., 145
- Schneider, M., 281
- Schnurr, O., 123
- Schwartz, M. A., 285
- Sgró, M. A., 43
- Sidelnik, I., 235
- Smith Castelli, A. V., 31, 51, 55, 59
- Sodré, L. Jr., 15, 63
- Solivella, G. R., 97, 181
- Suárez, A. E., 203
- Supanitsky, A. D., 207
- Tapia Casanova, A., 235
- Tecce, T. E., 31, 101
- Teppa Pannia, F. A., 23
- Tissera, P. B., 11, 35

- Tollerud, E., 105
- Vallejo, G., 207
- Valotto, C., 63
- Vázquez, R. A., 97, 181
- Vega Neme, L., 71
- Verasay, J. P., 211
- Villanueva, G. L., 367
- Villarreal D'Angelo, C., 281
- Volpe, M. G., 87
- von Essen, C., 285
- Vrech, R., 195
- Walsh, S., 105
- Wundheiler, B., 235
- Yaryura, Y., 47
- Zorec, J., 115, 141